



HAL
open science

Composants millimétriques supra-conducteurs pour la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique - Application à l'interférométrie bolométrique

Adnan Ghribi

► **To cite this version:**

Adnan Ghribi. Composants millimétriques supra-conducteurs pour la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique - Application à l'interférométrie bolométrique. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2009. Français. NNT: . tel-00726118

HAL Id: tel-00726118

<https://theses.hal.science/tel-00726118>

Submitted on 29 Aug 2012

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

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

COMPOSANTS MILLIMETRIQUES SUPRA-CONDUCTEURS

Pour la Mesure de la Polarisation du Fond Diffus Cosmologique
& Application à l'Interférométrie Bolométrique

Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot

Présentée par

GHRIBI Adnan

Dirigée par **PIAT Michel**

Présentée, le 25 novembre 2009, devant le jury :

BINETRUY Pierre,
Professeur de l'Université Paris Diderot – APC

ALQUIE Georges,
Professeur de l'Université Pierre et Marie Curie – L2E

GIARD Martin,
Directeur de recherche – CESR

LAMARRE Jean Michel,
Directeur de recherche – LERMA

NAVARRINI Alessandro,
Chargé de Recherche – INAF– Osservatorio Astronomico di Cagliari

Ecole Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Ile de France
Laboratoire AstroParticule et Cosmologie – UMR7164
Centre National de la Recherche Scientifique
Centre National des Etudes Spatiales
Université Paris Diderot (Paris 7)



AUTEUR GHRIBI Adnan

TITRE Composants millimétriques supra-conducteurs pour la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique - Application à l'interférométrie bolométrique.

DIRECTEUR DE THÈSE PIAT Michel

RÉSUMÉ La mesure du fond diffus cosmologique est depuis les années 1980 au centre des préoccupations majeures de la cosmologie observationnelle. Aujourd'hui, le défi est la détection des modes B de polarisation de ce rayonnement. Ceux-ci constituent une signature des ondes gravitationnelles primordiales. Afin de pouvoir atteindre cet objectif, nous avons besoin d'instruments offrant des performances exceptionnelles autant au niveau des composants que de l'architecture. Cette thèse s'intéresse de près à des composants planaires supra-conducteurs conçus pour être intégrés dans ces instruments : en particulier des filtres, des diplexeurs de polarisation et des modulateurs de phase. Ces composants pourront être utilisés dans l'interférométrie bolométrique, une architecture de détection particulièrement novatrice. L'expérience QUBIC dédiée à l'observation des modes B est basée sur une telle architecture.

Titre et résumé en anglais au recto de la dernière page.

MOTS CLÉS Fond diffus cosmologique • Modes B de polarisation • Interférométrie bolométrique • QUBIC • Instrumentation millimétrique • Composants micro-ondes • Technologie planaire • supra-conducteurs • Filtres • OMT diplexeurs de polarisation • déphaseurs.

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE Astronomie et Astrophysique

Adresse Laboratoire AstroParticule et Cosmologie (UMR7164)
Université Paris Diderot
10 Rue Alice Domon et Léonie Duquet
75205 Paris Cedex 13

*A ma petite Sabah,
Bienvenue dans ce monde et que ta vie soit pleine de bonheur.*



لمين

Remerciements

Je tiens à remercier tous ceux avec qui j'ai collaboré et sans qui ce travail n'aurait pas pu s'accomplir. Je pense d'abord à l'équipe d'instrumentation et services de l'APC : *Michel, Eric, J-C, Damien, Fabrice, Michel (Pairat), Dominique, Nathan, Cyril, Jean Pierre, Yannick* (je n'ai jamais vu quelqu'un d'aussi occupé être aussi disponible pour chacun). Merci aussi à *Benoit, Frédérique, Faouzi, Frédéric, Andrea* et toute l'équipe de Milan (Gigies) pour le temps, la patience et l'amitié qu'ils m'ont offert. Merci aussi aux anciens comme aux nouveaux étudiants qui maintiennent une ambiance aussi agréable. Je parle de : Antoine, Marcella, Florian, Clément, Sébastien, Romain, Silvia, Guillaume, Joseph.

Finalement merci *Leila* pour ton soutien durant ces trois années de thèse.

Avant propos



Une science est pour moi la plus noble des quêtes, la quête d'une vérité enfantée par le doute qui habite le coeur de tout homme. La question des origines et du devenir, non le sien, mais celui de toute chose, est, sans doute, l'un de ses plus fidèles démons. Longtemps, ces questions sans réponses ont occupé la métaphysique et la philosophie. Depuis peu, la technique a sorti la cosmologie de l'ombre pour l'élever au rang de science. Cependant, cette "technique" est loin d'avoir la même noblesse car elle doit ses progrès les plus fulgurants aux vils besoins de domination et à l'appât du gain. On raconte que *Galilée* développa sa lunette astronomique grâce aux dons généreux d'un seigneur qui avait comme souci son application militaire. Plus tard, c'est à l'aide d'un télescope que *Hubble* observa le redshift des galaxies et en déduisit l'expansion de l'Univers. Au début du XX^{ème} siècle, la deuxième guerre mondiale a grandement contribué au développement des technologies de radar et de télécommunication. Aussi est-ce à l'aide d'une antenne prévue pour des liaisons satellites que le fond diffus cosmologique fut découvert. Cette lumière, vestige d'un passé lointain, est une source inépuisable d'information sur la physique des premiers instants de notre Univers.

Afin d'introduire le contexte cosmologique, la première partie du présent document est consacrée à la description du rayonnement fossile. Les développements présentés ont pour but premier l'amélioration des technologies et des méthodes d'observation nécessaires à sa détection et à sa caractérisation. Une attention particulière est portée sur une technique de mesure novatrice : l'interférométrie bolométrique, décrite dans la deuxième partie. Quant à la troisième partie, elle est consacrée aux développements instrumentaux qui constituent le coeur de mon travail. Filtres, diplexeurs de polarisation et modulateurs de phase y sont étudiés.

Dans ce manuscrit, la technique sert la cosmologie. L'on ne peut cependant détourner le regard de l'énorme apport de la physique du solide et des états condensés et de l'impact probable sur la vie quotidienne. Ceci pourrait être particulièrement le cas des supra-conducteurs et des métamatériaux. Il reste, évidemment, beaucoup à faire dans ce domaine et je suis content que cela serve directement une science aussi noble.

Table des matières

Avant propos	7
Table des matières	9
Table des figures	13
Liste des tableaux	19
Liste des abréviations	21
Liste des symboles	23
I CONTEXTE SCIENTIFIQUE	25
1 LE RAYONNEMENT FOSSILE & LA COSMOLOGIE	27
1.1 Introduction	27
1.2 Historique	27
1.3 Le modèle standard du Big-Bang	29
1.4 Le fond diffus cosmologique	32
1.4.1 Le corps noir	32
1.4.2 Le dipôle	32
1.4.3 Les anisotropies primordiales	33
1.4.3.1 Anisotropies de température	34
1.4.3.2 Polarisation	35
1.5 A la recherche des modes B	37
1.6 Conclusion	39
II INTERFÉROMÉTRIE BOLOMÉTRIQUE	41
2 GÉNÉRALITÉS SUR L'INTERFÉROMÉTRIE BOLOMÉTRIQUE	43
2.1 Introduction	43
2.2 Raisons	43
2.3 Architecture et Principe	45
2.4 Problématiques et Défis	47
2.5 Conclusion	47
3 DÉMONSTRATEUR D'INTERFÉROMÉTRIE BOLOMÉTRIQUE	49
3.1 Introduction	50
3.2 Fonctionnement	50
3.3 Système d'analyse	51
3.4 Banc expérimental	52
3.4.1 Montage Bolométrique	52
3.4.2 Montage à température ambiante	53
3.5 Résultats	54
3.5.1 Caractérisation des composants	54

3.5.2	Mesures larges-bande	55
3.5.2.1	Analyse	55
3.5.3	Réponse angulaire (4K)	58
3.6	Conclusion	59
4	Q AND U BOLOMETRIC INTERFEROMETER FOR COSMOLOGY	61
4.1	Historique	61
4.1.1	L'expérience MBI (2002)	61
4.1.2	L'expérience BRAIN (2005)	61
4.2	QUBIC aujourd'hui	62
4.2.1	Conception	62
4.2.2	Composants	63
4.3	Conclusion	65
	IIICOMPOSANTS MILLIMETRIQUES	67
5	Lignes de Transmission	69
5.1	Introduction	69
5.2	Généralités	69
5.3	Les Supra-conducteurs	70
5.4	Lignes Planaires	73
5.4.1	Lignes micro-rubans	74
5.4.2	Lignes coplanaires	75
5.5	Prise en compte de l'effet supra-conducteur dans un logiciel à éléments finis	77
5.6	Conclusion	77
6	Filtres	79
6.1	Introduction	79
6.2	Surfaces à Fréquences Sélectives	80
6.2.1	Principe	80
6.2.2	Conception	80
6.2.3	Montage et mesures	81
6.3	Filtres Planaires	82
6.4	Conclusion	85
7	Diplexeur de Polarisation Planaire	87
7.1	Introduction	87
7.2	Conception	88
7.2.1	Guide d'onde	89
7.2.2	Court circuit (Backshort)	89
7.2.3	Antennes planaires	90
7.2.4	Ligne de transmission SSL	90
7.2.5	Transition SSL/micro-ruban	90
7.2.6	Ligne micro-ruban	91
7.3	Résultats de simulation	91
7.4	Montage expérimental cryogénique	95
7.4.1	Types de mesures cryogéniques	95
7.4.2	Environnement cryogénique	97
7.4.3	Dispositif de test	97
7.4.4	Dispositif de calibration	98
7.4.5	Effets indésirables	99

7.5	Conclusion	101
8	Modulateurs de phase	103
8.1	Introduction	103
8.2	Modulateurs de polarisation	104
8.2.1	Lames à retard rotatives	104
8.2.2	Modulateurs à rotation Faraday	105
8.2.3	Modulateur à guide d'onde rotatif	106
8.3	Modulateurs de phase	106
8.4	Modulateur de phase guide d'onde	108
8.5	Modulateur de phase planaire	109
8.5.1	Commutateurs	109
8.5.1.1	Jonction SIS	110
8.5.1.2	Transistor à effet champ	110
8.5.1.3	MEMS	111
8.5.1.4	Diode	112
8.5.1.5	Pont supra-conducteur	112
8.5.2	Déphaseur à réflexion	113
8.5.3	Déphaseur à transmission directe	113
8.5.4	Déphaseur à commutation de ligne	114
8.5.4.1	Ligne à délai	114
8.5.4.2	Branches de déphasage à éléments localisés	114
8.5.4.3	Autres branches de déphasage	116
8.5.5	Modulateurs plans continus	116
8.5.5.1	Déphaseurs Ferroélectriques	116
8.5.5.2	Déphaseurs à inductance cinétique	116
8.6	Application au cas d'un interféromètre bolométrique (QUBIC)	117
8.6.1	Modulation fréquentielle	117
8.6.2	Modulation temporelle	118
8.6.3	Cas des candidats à commutation de ligne	119
8.6.3.1	Commutateurs	120
8.6.3.2	Lignes à délai	127
8.6.3.3	Métamatériaux plans	127
8.6.4	Cas des candidats à inductance cinétique, dimensionnement et étude	128
8.7	Mesure de phase	134
8.8	Conclusion	136
IV	CONCLUSIONS	139
9	Perspectives et conclusions	141
9.1	Introduction	141
9.2	Processus de fabrication de structures plans	141
9.3	Mesures cryogéniques	142
9.4	Polarimètre planaire	143
9.5	Interféromètre additif planaire	143
	Bibliographie	145

V ANNEXES	153
A Les Experiences CMB	155
B Quelques rappels sur la théorie des réseaux vectoriels	159
B.1 Paramètre de diffusion et matrice ABCD	159
B.2 Relations entre les champs électriques incidents et sortants d'un guide d'onde	160
C Dimensionnement de guide d'onde pour un diplexeur de polarisation planaire	163
C.1 Guide d'onde carré	163
C.2 Guide d'onde circulaire	164
D Conception d'un banc quasi-optique	165
E Plans mécaniques	169
F Description des procédures utilisées pour les dépôts et structuration de couches minces	175
F.1 Procédure de dépôt et structuration de films Nb à l'Observatoire de Paris (LERMA)	175
F.1.1 Masque Nb face avant	175
F.2 Procédure de structuration des membranes à l'Institut d'Electronique fondamentale	176
F.2.1 Masque Nitrure face avant	176
F.2.2 Masque Nb face arrière	177
F.2.3 Masque Si face arrière	177
VIPublications	179
Experimental Study of an Adding Interferometer at Millimeter Waves	181
Millimeter Wave Planar Orthomode Transducer for Cosmology	200
Superconducting Planar Devices for Cosmology	206
An efficient phase-shifting scheme for bolometric additive interferometry	216

Table des figures

1.1	Introduction à la publication de Penzias et Wilson des résultats de mesure de leur antenne. Dans cet article accompagné par un article de Peebles et l'équipe de Dicke, le fond diffus cosmologique est pour la première fois détecté.	28
1.2	Représentation schématique ¹ de l'évolution de l'Univers et de l'émission des photons du fond diffus cosmologique d'après le modèle standard du Big-Bang.	29
1.3	Spectre du CMB mesuré par différentes expériences [1].	33
1.4	Carte des fluctuations de température du CMB à partir des 5 années de données du satellite WMAP.	34
1.5	Prédiction théorique du spectre de puissance des anisotropies de température simulé avec "CMBfast" [2].	34
1.6	Spectre de puissance C_ℓ^{TT} mesuré par le satellite WMAP (données 5 ans) et les expériences Acbar, Boomerang et CBI [3].	35
1.7	Formations des anisotropies quadrupolaires autour d'une sur-densité et émission d'une onde polarisée linéairement par diffusion Thomson.	36
1.8	Spectre de puissance des fluctuations de température du fond diffus cosmologique. Les points sont ceux mesurés par le satellite WMAP (3 ans de données). Sont représentés respectivement les spectres de température (noir), de corrélation T-E (rouge), de polarisation E (vert) et de polarisation B (bleu).	38
2.1	Principe de fonctionnement d'un interféromètre hétérodyne.	44
2.2	Architecture de détection d'un interféromètre bolométrique.	46
2.3	comparaison de l'erreur relative sur les visibilités I et Q en utilisant la sommation cohérente des lignes de base équivalentes, la sommation incohérente des lignes de base équivalentes et la sommation des lignes de base non équivalentes d'après [4].	47
3.1	Photo du montage. De droite à gauche : (1) deux cornets corrugués, (2) deux transitions circulaire-rectangulaires, (3) deux guides d'onde torsadés (torsion de $\pm 45^\circ$ dans la direction de propagation), deux guides d'onde coudés (4), (5) deux déphaseurs contrôlables, (6) deux guides d'onde coudés, (7) un coupleur hybride 90° , (8) un cornet de ré-émission, (9) un bolomètre semi-conducteur à l'intérieur d'un cryostat 4K.	49
3.2	Montage expérimental pour les mesures bolométriques. (1) Analyseur Vectoriel $ABmm$ avec la source polarisée verticalement, (2) l'instrument $DIBO$, (3) cryostat avec un bolomètre 4K, (4) <i>lock-in amplifier</i> , (5) hacheur optique, (6) ordinateur.	53
3.3	Banc expérimental pour la caractérisation large-bande de l'interféromètre. (1) Farran BWO-10GHz générateur de puissance. (2) $DIBO$. (3) HP W8486A senseur de puissance. (4) HP 438A powermetre. (5) EGG 5209 lock-in amplifieur. (6) Hachoir optique. (7) Ordinateur pour le contrôle des déphaseurs et l'acquisition de données.	54
3.4	Variation de $ S_{21} $ en fonction du déphasage $\Delta\alpha$ et de la fréquence.	55
3.5	Puissance normalisée en fonction du déphasage $\Delta\alpha$	55
3.6	Puissance mesurée avec le banc à température ambiante dans deux bandes de fréquence : 87–93 GHz et 75–110 GHz.	55
3.7	Comparaison entre la fonction de transfert de puissance obtenue à partir du senseur de puissance (ligne continue) et estimée à partir des mesures vectorielles.	57

3.8	Puissance mesurée (points rouges) en fonction de la rotation de la source à 80 GHz et 90 GHz et ajustement des franges d'interférence et de la forme du faisceau d'après l'équation (3.20).	58
3.9	Simulation et mesure du terme d'interférence Int en fonction de la fréquence ν et pour différents angles β	60
4.1	ℓ_{max} en fonction du rapport signal sur bruit et du nombre de bolomètres requis d'après [5], κ est le rapport entre les diamètres physique et effectif des cornets ($\kappa = 1.344$ est un cas réaliste).	63
4.2	Rapport tenseur sur scalaire r en fonction de la largeur de bande et du FWHM des cornets pour des tailles de fenêtre de cryostat différentes d'après [5].	64
4.3	Rapport tenseur sur scalaire en fonction du temps d'observation avec 6 modules de 144 cornets de FWHM = 14°.	64
4.4	Schéma d'un module de QUBIC avec un combinateur de puissance quasi-optique.	65
5.1	Différents types de lignes de transmissions planaires.	70
5.2	Pertes par unité de longueur de lignes micro-ruban pour différents matériaux d'après [6].	71
5.3	Modèle équivalent pour la propagation quasi-TEM.	73
5.4	Structure d'une ligne micro-ruban.	74
5.5	Structure d'une ligne coplanaire.	75
6.1	Modèles de filtres FSS. (a) grilles à fentes parallèles. (b) grilles inductives. (c) grilles capacitives.	80
6.2	Calcul et simulation (CST) de la fréquence de coupure en fonction de la constante de la grille. Substrat Polyamides, épaisseur 0.05 mm, $\varepsilon = 3.5$, $s = 0.3$ mm.	81
6.3	Résultats d'optimisation (simulation CST MWS) d'un filtre FSS avec 6 grilles superposées.	82
6.4	Banc de caractérisation quasi-optique.	83
6.5	Mesure et simulation de la transmission d'un filtre FSS pour un jeu de cinq grilles espacées de 530 μm , 530 μm , 840 μm et 840 μm . $s = 600$ μm , $g = 700$ μm . Epaisseur Kapton 60 μm . Epaisseur cuivre 40 μm	83
6.6	Simulation d'un filtre passe-bas micro-ruban à éléments localisés, G. Bordier.	84
6.7	Représentation du comportement d'un filtre Chebyshev et représentation de la géométrie du filtre optimisé dans la figure 6.8.	85
6.8	Résultats d'optimisation d'un filtre micro-ruban passe-bas à l'aide de CST Design Studio.	86
7.1	Coupes de la structure de l'OMT. Nous pouvons voir deux antennes sensibles à \mathbf{E}_x , le substrat, la membrane, le tunnel, le court circuit et le labyrinthe. Le guide d'onde peut être carré ou circulaire.	89
7.3	Différentes géométries et architectures pour des OMT planaires.	91
7.2	(a) SSL + micro ruban sans adaptation d'impédance. (b) SSL + micro-ruban avec variation brusque de la largeur du ruban et conservation de l'impédance. (c) SSL + micro-ruban avec adaptation d'impédance progressive de longueur 750 μm	91
7.4	Simulation CST MWS des paramètres S de la structure de la figure 7.3(a). Guide d'onde circulaire, backshort 1133 μm , rayon des antennes 610 μm , épaisseur membrane 2 μm . Port 1 : entrée guide d'onde. Ports 2, 3, 4 et 5 : transmission sur micro-ruban pour chaque antenne planaire. Ici, l'onde en entrée du guide est polarisée linéairement.	93
7.5	Simulation CST MWS des pertes en réflexion (à droite) et de la polarisation croisée (à gauche) pour un OMT en guide d'onde circulaire avec (figure 7.3(a)) et sans (figure 7.3(b)) soutien de la membrane. Pour la figure 7.3(a), la longueur du backshort est de 1133 μm et le rayon des antennes est de 610 μm . Pour la figure 7.3(b), la longueur du backshort est de 411 μm et le rayon des antennes est de 450 μm	93

7.6	Simulation CST MWS des pertes en réflexion (à droite) et de la polarisation croisée (à gauche) pour un OMT en guide d'onde carré avec (figure 7.3(d)) et sans (figure 7.3(c)) soutien de la membrane. Pour la figure 7.3(c), la longueur du backshort est de 857 μm et le rayon des antennes est de 422 μm . Pour la figure 7.3(d), la longueur du backshort est de 590 μm et le rayon des antennes est de 422 μm	94
7.7	Simulation CST MWS des pertes en réflexion (à droite) et la polarisation croisée (à gauche) pour un OMT en guide d'onde carré avec et sans transition circulaire/carré. La longueur du backshort est de 590 μm et le rayon des antennes est de 422 μm	94
7.8	Simulation CST MWS des pertes en réflexion (droite) et de la polarisation croisée (gauche) pour un OMT en guide d'onde carré pour différentes transitions SSL/micro-ruban. La transition A correspond à la figure 7.2(a) . La transition B correspond à la figure 7.2(b). La transition C correspond à la figure 7.2(c). Ici la transition circulaire/carré n'a pas été considérée.	94
7.9	Structure de l'OMT et répartition du champ sur la partie planaire.	95
7.10	Résultats de simulation de l'OMT pour un guide d'onde d'entrée carré incluant une transition circulaire/carré et une transition SSL/micro-ruban. Backshort 600 μm . Rayon des antennes 422 μm . Épaisseur de la membrane 2 μm	96
7.11	Représentation schématique de la mesure bolométrique.	96
7.12	Représentation schématique de la mesure vectorielle.	96
7.13	Canne cryogénique (Paris).	97
7.14	Banc de test vectoriel cryogénique (Milan).	97
7.15	Géométrie de l'OMT et son intégration dans la structure de test. Nous pouvons voir la forme en X de la structure de maintient la membrane solidaire du substrat.	98
7.16	Photo de la partie planaire et de la structure mécanique du dispositif de test de l'OMT.	99
7.17	Représentation schématique de la mesure vectorielle.	99
7.18	Mesure et simulation des pertes en réflexion de la transition guide d'onde micro-ruban.	100
7.19	Photo du dispositif de calibration.	100
8.1	Simulation et mesure de la polarisation croisée de lames $\lambda/2$ achromatiques d'après [7].	105
8.2	Mesure de l'efficacité optique des modulateurs à rotation Faraday par B. Keating ² à partir de [8].	106
8.3	Modèle de polarimètre planaire fabriqué au NIST (<i>National Institute of Standards and Technology</i>) pour l'instrument ABS [9].	107
8.4	Circuit équivalent d'une ligne de transmission en éléments localisés.	107
8.5	Modèle mécanique du modulateur de phase à guide d'onde rotatif et simulation HFSS ³ de la répartition du champ à partir de [10].	108
8.6	Mesure du déphasage introduit par le déphaseur à guide d'onde rotatif à partir de [10].	109
8.7	Schéma d'une charge Z_L qui termine une ligne de transmission d'impédance caractéristique Z_0	109
8.8	Mesure de l'efficacité des commutateurs à jonction SIS réalisés au JPL à partir de [11].	110
8.9	Intégration d'un commutateur TEC en parallèle dans une ligne coplanaire.	111
8.10	Exemple d'intégration d'un commutateur MEMS en parallèle dans une ligne coplanaire.	111
8.11	Mesure de l'efficacité des commutateurs supra-conducteurs réalisés par Martens [12].	113
8.12	Ligne d'impédance Z_0 terminée par une capacité variable C_v	113
8.13	Quelques structures de séparateurs de tensions d'onde utilisés pour les déphaseurs à réflexion.	114
8.14	Circuit équivalent simplifié d'une cellule de ligne CRLH.	115
8.15	Caractéristiques d'un déphaseur à commutation de ligne avec branche de déphasage CRLH d'après [13].	116
8.16	Exemple d'une matrice d'entrée 12×12 . Trois lignes de base équivalentes sont représentées en bleu.	117

8.17	Représentation schématique du bruit blanc et du bruit aux basses fréquences.	119
8.18	Différents circuits de déphasage.	121
8.19	Comparaison des facteurs de qualité associés aux différentes technologies de commutateur. Notons que les données disponibles concernant ces commutateurs sont limitées à certaines fréquences et certaines températures. Par exemple, la diode PIN est très rarement utilisée dans les fréquences millimétriques et le Transistor à effet champ (FET) rarement à des températures cryogéniques.	123
8.20	Configuration en parallèle d'un commutateur à pont supra-conducteur dans une ligne coplanaire. Dans le circuit équivalent associé, nous pouvons voir les paramètres L_l et C_l de la ligne supra-conductrice supposée sans pertes et les capacités de blocage DC C_{DC} . Ici le substrat a une conductance négligeable. Le pont est représenté par une impédance de charge variable Z_L , pouvant être grande (cas passant) ou faible (cas bloquant). . .	123
8.21	Configuration en série d'un commutateur à pont supra-conducteur dans une ligne coplanaire ou micro-ruban. Dans le circuit équivalent associé, nous pouvons voir les paramètres L_l et C_l de la ligne supra-conductrice supposée sans pertes et les capacités de blocage DC C_{DC} . Ici le substrat a une conductance négligeable. Le pont est représenté par une impédance de charge variable Z_L , pouvant être faible (cas passant) ou grande (cas bloquant).	124
8.22	Schéma de la géométrie optimisée du circuit contenant le pont supra-conducteur. Nous pouvons voir, en rouge, les lignes qui apportent le courant continu. La séparation entre ces lignes et le plan de masse est assurée par 1 μm de Si_3N_4 . Le substrat utilisé est du Silicium de 280 μm d'épaisseur. $w_{\text{ligne}} = 200 \mu\text{m}$, $s_{\text{ligne}} = 120 \mu\text{m}$, $w_{\text{pont}} = 2 \mu\text{m}$, $s_{\text{pont}} = 1.2 \mu\text{m}$, $l_{\text{pont}} = 25 \mu\text{m}$. L'épaisseur de la métallisation est de 400 nm. Pour plus de clarté, le schéma n'est pas à l'échelle.	126
8.23	Transmission (état marche) et isolation (état arrêt) du commutateur à pont supra-conducteur. La géométrie et les paramètres considérés sont ceux de la figure 8.22. La constante diélectrique du Silicium est 11.9 et celle du Si^3N^4 est 3.4. Dans l'état marche le métal est parfait. Dans l'état arrêt, le métal du pont a les propriétés du NbN(2). . .	126
8.24	Atténuation différentielle en fonction de la fréquence et du déphasage pour une ligne à délai coplanaire supra-conductrice faite de NbN(2) sur un substrat de Silicium de 280 μm d'épaisseur et de constante diélectrique 11.9.	127
8.25	Inductance cinétique en fonction du courant injecté pour un film de NbN de 200 nm d'épaisseur et de 2 μm de largeur.	130
8.26	Rapport de l'inductance cinétique sur l'inductance géométrique pour une ligne coplanaire, en fonction de la variation de l'épaisseur t du ruban central et de sa largeur w . l'épaisseur du plan de masse est maintenue constante et la distance qui sépare le ruban central du plan de masse est $S = \varphi_0 w$ avec $\varphi_0 = \frac{18}{30}$	131
8.27	Transmission du montage sans injection de courant, pour du NbN supra-conducteur à $T = 4 \text{ K}$, $t_1 = 300 \text{ nm}$ et $t_2 = 30 \text{ nm}$, 50 nm, 100 nm et 200 nm, $\varphi = w/s$, w étant la largeur du ruban central de la ligne et S la séparation avec le plan de masse.	132
8.28	Déphasage introduit par la ligne dans la bande W en fonction du courant injecté. . . .	134
8.29	Désadaptation d'impédance Υ causée par le courant injecté.	135
8.30	Schéma d'un dispositif interférométrique de caractérisation de la phase.	136
8.31	Classification des différents types de modulateurs utilisés pour la cosmologie observationnelle.	137
9.1	Exemple d'un schéma de conception d'un polarimètre planaire. (1) OMT; (2) rajout radial pour la réduction de la désadaptation d'impédance due aux coudes à fort angle; (3) charge; (4) croisement de lignes "crossover"; (5) coupleur hybride 180° en anneau; (6) filtre passe-bas; (7) déphaseur; (8) bolomètre.	143
9.2	Schéma d'un combineur de puissance planaire à huit ports.	144

B.1 Dispositif de test et tensions d'onde associées.	159
D.1 Capture d'écran Zemax de la géométrie du banc étudié. L'échantillon se trouve entre les deux miroirs.	165
D.2 Cornet corrugué utilisé.	166
D.3 Représentation de la surface des miroirs.	166
D.4 Spot image avec tâche d'Airy.	167

Liste des tableaux

1.1	Histoire de l'Univers d'après le modèle standard.	31
1.2	Principales expériences actuelles pour la détection des modes B de polarisation du fond diffus cosmologique.	39
3.1	Propriétés des composants utilisés.	50
3.2	Amplitude du degré de cohérence calculée pour les mesures de puissance et pour les mesures vectorielles intégrées.	57
3.3	Résultats de l'ajustement des paramètres de l'équation (3.20) avec $\chi^2/dof = 1.75$ pour 90 GHz et $\chi^2/dof = 1.99$ pour 80 GHz.	59
4.1	La collaboration QUBIC	62
8.1	Récapitulatif des propriétés et des critères de sélection pour les principaux types de déphaseurs. S symbolise le Commutateur dans les cas où les critères se trouvent reportés sur les commutateurs. Il est aussi à noter que la largeur de bande mentionnée pour les déphaseurs discrets concerne seulement les branches de déphasage et ne prend pas en compte l'effet des commutateurs.	120
8.2	Détails de la séquence de déphasage pour le schéma de la figure 8.18(3) avec $n = 15$ et $p = 4$. * La référence est fixée à $i = 3$ et la branche de déphasage à $i = 1$. † La référence est fixée à $i = 15$ et la branche de déphasage à $i = 1$	121
8.3	Propriétés typiques des principales technologies de commutateurs. La complexité prend en compte l'adaptation à des substrats et des montages différents et la répétabilité du procédé de fabrication. Notons que cette complexité augmente aussi avec la fréquence d'onde : 1 correspond à la technologie la moins complexe et 5 à la plus complexe.	122
C.1	Valeurs de p_{mn} pour les modes TE d'un guide d'onde circulaire [14].	164

Abréviations

BCS	Théorie complète de la supraconductivité introduite en 1957 par John Bardeen, Leon Cooper et John Schrieffer.
BRAIN	B-mode RAdiation INterferometer
CBI	Cosmic Background Interferometer
CMB	Cosmic Microwave Background
CRLH	Composite Right Left Hand material (matériau main gauche et droite)
DASI	Degree Angular Scale Interferometer
FET	Field Edge Transistor
FSS	Frequency Selective Surface
GUT	Grand Unification Theory
HEMT	High Electron Mobility Transistor
HWP	Half Wave Plate
IB	Interférométrie Bolométrique
LH	Left Hand material (matériau main gauche)
MBI	Microwave Background Interferometer
MEMS	Micro Electro Mechanical Switch
NTD	Neutron Transmutation Doped
OMT	Orthogonal Mode Transducer
PSB	Polarization Sensitive Bolometer
QUBIC	Q and U Bolometric Interferometer for Cosmology
RH	Right Hand material (matériau main droite)
SDD	Surface de Dernière Diffusion
SIS	Supraconducteur–Isolant–Supraconducteur
SPST	Single Pole Single Throw
TE	Transverse Electrique
TEM	Transverse Electrique Magnétique
TM	Transverse Magnétique
TRL	Thru Reflection Line
VNA	Vectorial Ntwork Analyser

Liste des symboles

λ	Longueur d'onde
λ_L	profondeur de pénétration London à la température T
λ_0	profondeur de pénétration London à la température $T = 0$ K
T	Température
T_c	Température critique
ν	Fréquence d'onde
L	Inductance par unité de longueur
C	Capacité par unité de longueur
R	Résistance par unité de longueur
R_n	Résistance dans l'état normal
R_s	Résistance dans l'état supra-conducteur
R_{surf}	Résistance de surface
β	Constante de phase
α	Constante d'atténuation
γ	Constante de propagation
c	Vitesse de la lumière fixée à 299792458 m/s
ω	Impulsion électromagnétique donnée par $2\pi\nu$
ε_r	Permittivité diélectrique effective
ε_0	Permittivité diélectrique du vide
μ_r	Perméabilité magnétique effective
μ_0	Perméabilité magnétique du vide
v_p	Vitesse de phase
E	Champs électrique
B	Champs magnétique
Γ	Coefficient de réflexion
K	Facteur de qualité de commutation
P	Puissance
I	Courant
J	Densité de courant
J_c	Densité de courant critique
S	Surface de métallisation
σ_n	Conductivité dans l'état normal
σ_s	Conductivité dans l'état supraconducteur
t	Epaisseur de métallisation
Z_0	Impédance caractéristique
Z_L	Impédance de charge

Première partie

CONTEXTE SCIENTIFIQUE

1 LE RAYONNEMENT FOSSILE & LA COSMOLOGIE

CHAPITRE 1

LE RAYONNEMENT FOSSILE & LA COSMOLOGIE

“L’évolution de l’Univers ressemble à un feu d’artifice qui vient de s’éteindre. Il en reste quelques étincelles, des cendres et de la fumée, et debout sur ces cendres refroidies, nous voyons les soleils qui s’éteignent lentement, et nous tentons de nous souvenir de la brillance évanouie de l’origine des mondes.” L’abbé Georges Lemaître

Sommaire

1.1	Introduction	27
1.2	Historique	27
1.3	Le modèle standard du Big-Bang	29
1.4	Le fond diffus cosmologique	32
1.4.1	Le corps noir	32
1.4.2	Le dipôle	32
1.4.3	Les anisotropies primordiales	33
1.5	A la recherche des modes B	37
1.6	Conclusion	39

1.1 Introduction

Notre Univers baigne dans un rayonnement de corps noir homogène, isotrope, d’une température d’environ 2.7K. La découverte de ce rayonnement fossile (CMB pour *Cosmic Microwave Background*) est sans doute la plus importante du XX^{ème} siècle dans le domaine de la cosmologie. En effet, la détection de ce vestige de l’Univers primordial a permis de résoudre bien des problèmes et surtout d’ouvrir la voie à la cosmologie observationnelle. Désormais, cette théorie du Big-Bang, qui pouvait sembler saugrenue au début du siècle, est au coeur du modèle standard. Outre cette avancée, l’ère de l’observation a conduit les scientifiques, à travers les sentiers de l’instrumentation, vers l’ère de la précision. En effet, les conceptions d’instruments précis, propres et surtout intelligents, nous ont permis de cumuler un savoir sur les premiers instants de l’Univers qui infligerait le vertige au premier profane (que je suis) qui aurait la curiosité d’y regarder d’un peu trop près. Cependant, ce savoir, loin d’être une certitude, est incomplet. Les efforts se multiplient à travers le monde pour combler un manque ; celui des modes B de polarisation de ce fameux rayonnement. Les avancées sont grandioses, mais tout laisse à présager que celles à venir le seront encore plus.

1.2 Historique

Jusqu’à la seconde guerre mondiale, les observations astronomiques étaient limitées aux longueurs d’onde visibles. Pendant la seconde guerre mondiale, la technologie des radars a énormément

évolué, en premier lieu pour des applications militaires, puis, la paix revenue, pour des applications civiles.

Dans les années 1960, Bell Telephones Laboratories construisit à Holmdel dans le New Jersey une énorme antenne métallique en forme de cornet baptisée “Holmdel Horn Antenna”. Cet instrument devait servir de relais entre la Terre et les premiers satellites de communication. En 1963, Arno Penzias et Robert Wilson transformèrent ce cornet en radiotélescope pour observer le halo de notre Galaxie à la longueur d’onde $\lambda = 7.3$ cm. Pour ce faire, ils avaient besoin de calibrer correctement l’antenne, et en particulier de connaître le bruit de fond généré par celle-ci ainsi que par l’atmosphère terrestre. Ils découvrirent ainsi accidentellement un bruit supplémentaire d’origine inconnue. Mais ils ne pouvaient déterminer son origine précise car des bruits divers s’y superposaient. Le “bruit” se composait des ondes réfléchies par les signaux d’ondes courtes dans l’atmosphère terrestre et des émissions radios se propageant à la surface de la Terre auxquelles s’ajoutait le mouvement des particules électriques dans l’antenne, dans les circuits d’amplification ainsi que dans le récepteur. Ces composantes identifiées, il restait malgré tout une émission persistante qui ne pouvait être éliminée. Elle restait constante quelle que soit l’orientation de l’antenne. L’intensité du rayonnement ne variait pas non plus en fonction de la position de la Voie Lactée. Il ne resta finalement que deux explications : soit il restait une composante instrumentale à identifier soit la radiation provenait de l’espace profond. Arno Penzias et Robert Wilson soupçonnèrent tout d’abord un parasite lié à l’antenne. Une vérification de ces éléments et un nettoyage complet de l’antenne ne réduisit que faiblement la température d’émission de l’antenne. Pendant quelques temps Penzias et Wilson vécurent avec ce problème de température de bruit.

Un jour, au printemps 1965, Arno Penzias discuta avec son ami Bernie Burke du mystérieux rayonnement détecté par leur antenne. Bernie Burke se rappela le commentaire que lui avait fait James Peebles, qui travaillait alors auprès de Robert Dicke dans un laboratoire proche, à l’Université de Princeton. James Peebles avait mentionné une radiation reliquat de l’Univers primordial qui devait exister à une température d’environ 10 K. Arno Penzias contacta Robert Dicke et lui demanda si les deux équipes pouvaient se rencontrer. Robert Dicke et ses collègues James Peebles, Peter Roll et Dave Wilkinson réalisèrent qu’Arno Penzias et Robert Wilson avaient découvert le rayonnement fossile de l’Univers chaud primordial! Ils décidèrent alors de publier conjointement deux articles, l’un signé de Arno Penzias et Robert Wilson décrivant la découverte du fond diffus cosmologique (voir figure 1.1), l’autre signé par James Peebles et l’équipe de Robert Dicke décrivant les conséquences cosmologiques [15]. Arno Penzias et Robert Wilson reçurent chacun 1/4 du prix Nobel de physique 1978 pour leur découverte.

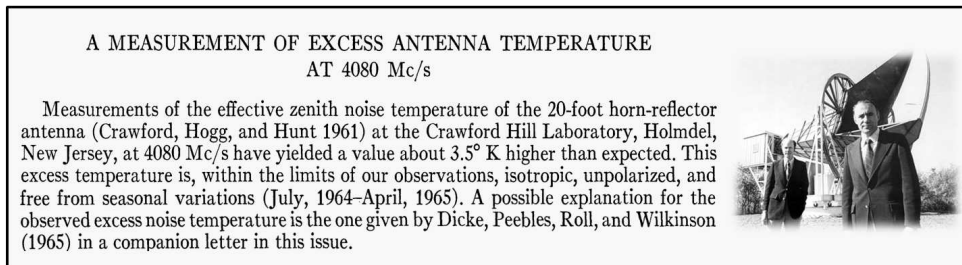


FIGURE 1.1: Introduction à la publication de Penzias et Wilson des résultats de mesure de leur antenne. Dans cet article accompagné par un article de Peebles et l’équipe de Dicke, le fond diffus cosmologique est pour la première fois détecté.

Cependant la prédiction de ce rayonnement remonte à la fin des années 1940, par Ralph Alpher, Robert Herman [16] et George Gamow [17]. Elle a été faite dans le cadre du développement de la théorie du Big-Bang. Cette histoire commence avec E. Hubble (1929) qui observe un décalage vers

le rouge systématique des galaxies. Il en déduit que l'Univers est en expansion. Si on remonte le temps, celui-ci aurait connu, à ses premiers instants, une période dense et chaude. Le CMB est le messager qui porte en lui la physique de ces premiers instants.

1.3 Le modèle standard du Big-Bang

Le modèle du Big-Bang décrit, dans son ensemble et de manière cohérente avec les observations, l'évolution de l'Univers. La clef de cette théorie réside dans l'interaction entre l'espace temps et la matière : la matière courbant l'espace temps et l'espace temps accélérant la matière. C'est ce que montre A. Einstein dans sa théorie de la relativité générale. Il n'est cependant pas nécessaire de considérer cette théorie dans toute sa généralité pour faire de la cosmologie. En effet, la simplicité faisant bien les choses, l'Univers semble apparemment homogène et isotrope. C'est ce qu'on appelle le principe cosmologique. La métrique qui obéit à ce principe est celle de Robertson–Walker :

$$ds^2 = dt^2 - a(t) \left[\frac{1}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 \sin^2(\theta) d\phi^2 \right] \quad (1.1)$$

où le paramètre k dépend de la courbure spatiale de l'Univers et peut valoir -1 (Univers ouvert, géométrie hyperbolique), 0 (Univers plat, géométrie Euclidienne) ou 1 (Univers fermé, géométrie sphérique). Le paramètre $a(t)$ est le facteur d'échelle de l'Univers dont la dépendance en temps traduit son expansion. Les équations de Friedman–Lemaître (que nous ne citerons pas ici) donnent la dynamique de cette équation. La figure 1.2 représente schématiquement cette expansion d'après le modèle standard.

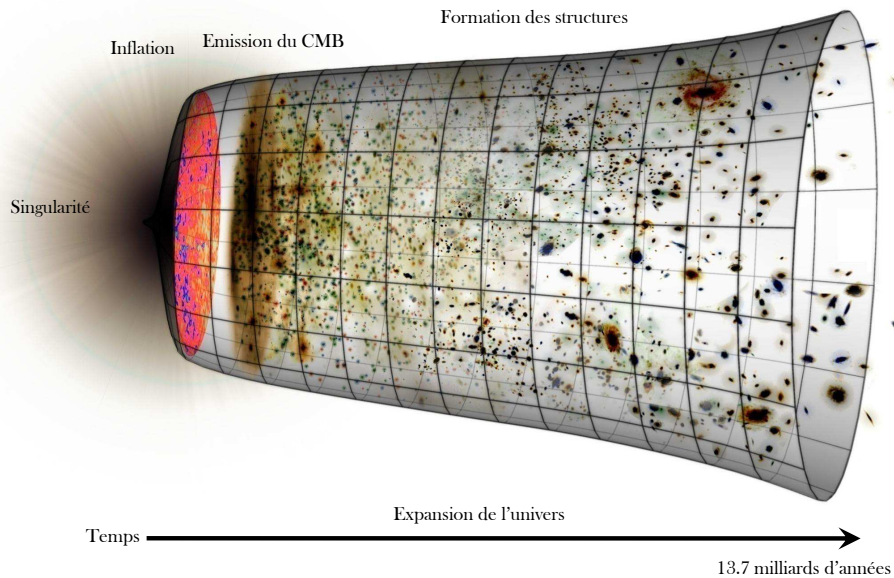


FIGURE 1.2: Représentation schématique¹ de l'évolution de l'Univers et de l'émission des photons du fond diffus cosmologique d'après le modèle standard du Big-Bang.

1. <http://map.gsfc.nasa.gov>

Une brève histoire de l'Univers

Dans le tableau 1.1, l'histoire de l'Univers est décrite dans une succession temporelle où le temps $t = 0$ ne doit pas être considéré comme un début mais comme une condition initiale de la singularité du Big-Bang. Le temps indiqué est le temps cosmique depuis le temps de Planck jusqu'à aujourd'hui.

L'inflation

Dans le modèle standard des années 1970, il y avait plusieurs problèmes : l'horizon, la platitude, les inhomogénéités et les monopôles.

L'horizon

L'horizon est la distance maximale qui permet la transmission de l'information en un temps défini. On ne peut donc pas expliquer que des régions du ciel plus grandes que l'horizon, présentant la même température du CMB à 10^{-5} près, aient été en contact causal. Ainsi donc, si l'Univers n'avait pas été homogène et isotrope tôt dans son histoire, il ne le serait pas aujourd'hui non plus. Ce problème est connu sous le nom de problème de l'horizon.

La platitude

La densité de matière dans l'Univers aurait pu être de telle sorte que celui-ci soit ouvert ou fermé. Or il n'en est rien et cette densité est critique de sorte que l'Univers paraisse aujourd'hui plat². Il apparaît aussi que la densité actuelle de l'Univers est liée de façon étroite à sa densité primordiale. D'après les modèles, pour que la densité actuelle soit proche de la densité critique à 10% près, il aurait fallu que, à l'époque de Planck (l'Univers est alors âgé de 10^{-43} s), cette densité soit proche de la densité critique à 10^{-60} près.

Les Monopôles

Le problème des monopôles est l'expression du fait que des considérations très générales de physique des particules laissent penser que la diversité des particules élémentaires observées aujourd'hui n'est qu'un ensemble de manifestations différentes de phénomènes qui deviennent semblables à plus haute température : la physique des particules suggère qu'à mesure que l'Univers se refroidit du fait de son expansion, il se produit un certain nombre de transitions de phase lors desquelles la nature des particules élémentaires qui existent à ce moment-là change. Ce phénomène de transition de phase donne cependant lieu à l'apparition d'un certain type d'objets, appelés défauts topologiques. Certains de ces objets peuvent être étendus, voire d'extension infinie. On les appelle murs de domaine ou cordes cosmiques, selon que leur structure s'apparente à une surface ou une ligne. Une autre catégorie d'objets est ce que l'on appelle les monopôles, dont la structure est essentiellement ponctuelle. Les calculs montrent que de tels objets ont toutes les chances de se former extrêmement tôt dans l'histoire de l'Univers, à la fin de l'ère de grande unification. Or si ce cas se produit, on peut montrer que la quasi totalité de l'énergie de l'Univers actuel devrait se trouver sous la forme de ces monopôles. Observationnellement, il n'en est rien. Il existe certes des formes de matière mal connues dans l'Univers, notamment la matière noire, mais celle-ci est infiniment moins abondante que ces monopôles ne devraient l'être. La non observation de ces monopôles forme ce que l'on appelle le problème des monopôles.

2. Ceci veut dire que le rayon de courbure de l'Univers n'est pas détectable.

$t \sim 10^{-43} s$	C'est le temps de Planck, $t_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}}$, avant lequel aucune théorie n'existe pour décrire ce qui se passe. Une théorie de la gravitation quantique sera sans doute nécessaire.
$10^{-43} s < t < 10^{-35} s$	D'après les théories de grande unification (GUT pour <i>Grand Unification Theory</i>), la gravitation n'est plus unifiée aux autres forces et à $10^{-35} s$, les interactions forte et électrofaible (interactions faible et électromagnétique) se découplent.
$10^{-35} s < t < 10^{-32} s$	On suppose ici que l'Univers a connu une expansion spatiale très accélérée (d'un facteur 10^{26}). Cette période est appelée inflation et sera décrite plus en détail dans le prochain paragraphe.
$t \sim 10^{-12} s$	La symétrie électrofaible est brisée. L'Univers est soumis aux quatre forces fondamentales que l'on connaît aujourd'hui.
$10^{-12} s < t < 10^{-6} s$	Avant cette période, l'Univers est rempli d'un plasma quark-gluon. Les quarks s'associent alors pour former les premiers hadrons : c'est la transition quarks-hadron. L'Univers est alors composé de protons, neutrons, électrons, positrons, neutrinos, photons et matière noire.
$10^{-6} s < t < 1 s$	Les neutrinos se découplent du fluide primordial : c'est l'émission du fond diffus de neutrinos ; sa température actuelle est estimée à $1.95 K$.
$3 s < t < 180 s$	Les noyaux de deutérium D, de Hélium ^3He et ^4He , de Lithium ^7Li et de Béryllium ^7Be se forment. C'est la <i>nucléosynthèse primordiale</i> .
$t \sim 10^4 ans$	Il se livre dans l'Univers primordial une lutte entre la matière et le rayonnement. Le rayonnement exerce une pression de radiation sur la matière qui l'empêche de s'effondrer : c'est la domination du rayonnement. A $10^4 ans$ une transition s'opère entre l'ère du rayonnement et l'ère de la matière. Il s'agit de l'égalité <i>matière-rayonnement</i> . Plus tard, l'Univers sera dominé par la matière.
$t \sim 380\,000 ans$	Les électrons se recombinent aux noyaux. Les photons, n'interagissant plus avec la matière, voient leur libre parcours moyen augmenter. On parle de découplage <i>matière-rayonnement</i> . L'Univers devient alors transparent et le fond diffus cosmologique est émis. C'est cette image de la surface de dernière diffusion (SDD) que nous observons aujourd'hui.
$t \sim 10^9 ans$	Les premières structures se forment par effondrement gravitationnel des sur-densités. Ce sont les premières galaxies qui précèdent les amas et les super-amas.
$t \sim 13.7 \cdot 10^9 ans$	L'Univers tel que nous l'observons aujourd'hui : inhomogène aux petites échelles angulaires et homogène aux grandes échelles angulaires.

TABLE 1.1: Histoire de l'Univers d'après le modèle standard.

La formation des structures

Le modèle standard décrit l'Univers dans son ensemble comme étant homogène à grande échelle. Lorsqu'on y regarde de plus près, celui-ci paraît inhomogène et l'on n'observe des amas de matières (amas de galaxies). Ces structures auraient été formées à partir d'inhomogénéités primordiales croissant par instabilité gravitationnelle. Ce que la théorie n'arrive pas à expliquer est d'où viennent ces inhomogénéités primordiales.

L'inflation, introduite par Guth en 1981 [18], résout le premier de ces paradoxes (l'horizon), à savoir le fait que la distance parcourue par la lumière au cours du temps croît plus vite que la distance entre deux objets. Inverser cette relation, ce qui signifie que le nombre des galaxies qui nous sont accessibles décroît au cours du temps, permet alors de résoudre les autres problèmes. Pour cela, il faut non plus que l'expansion de l'Univers décélère au cours du temps, mais accélère. Schématiquement, c'est un peu comme si l'on agrandissait très rapidement une région de l'Univers, jusqu'à ce que celle-ci devienne aussi grosse que l'Univers observable, voire plus. Dans ce cas, si la région initiale est au départ homogène, alors on aura au final une région homogène, mais qui désormais englobe l'Univers observable tout entier. Mathématiquement, et c'est ce qui fait sa force, l'introduction d'un champ scalaire résout à la fois les problèmes des inhomogénéités et des monopôles. C'est aussi grâce à ce champ scalaire que l'inflation permet de créer les perturbations qui seraient à l'origine des anisotropies du fond diffus cosmologique. Il est important de mentionner qu'aucune observation, à ce jour, n'est venue infirmer l'inflation. Nous n'avons cependant pas la preuve incontestable que l'inflation ait bien eu lieu. La détection des ondes gravitationnelles primordiales pourrait bien être cette preuve tant attendue. La polarisation du fond diffus cosmologique constitue une manière indirecte de détecter ces ondes gravitationnelles³.

1.4 Le fond diffus cosmologique

1.4.1 Le corps noir

Au moment du découplage, l'Univers était constitué d'un bain de photon, d'électrons et de baryons en équilibre thermodynamique. Les photons du CMB ont donc un spectre de corps noir dont l'intensité s'écrit :

$$I_\nu = \frac{4\pi\hbar\nu^3}{c^2 \left[\exp\left(\frac{2\pi\hbar\nu}{k_B T}\right) - 1 \right]} \quad (1.2)$$

où ν est la fréquence, c la vitesse de la lumière, T la température, k_B la constante de Boltzmann et $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h étant la constante de Planck). L'instrument FIRAS⁴ du satellite COBE a mesuré ce spectre. D'après ce même instrument, sa température est de $2.725 \pm 0.001 K$ [1]. Le CMB apparaît comme le meilleur corps noir que l'on connaisse aujourd'hui (voir figure 1.3).

1.4.2 Le dipôle

Après avoir soustrait la température moyenne du CMB, on trouve, à un niveau mille fois plus faible, un effet dipolaire. Cet effet correspond à la vitesse relative de notre référentiel par rapport à la surface de dernière diffusion. Suivant la direction d'observation du rayonnement, les photons subissent un effet Doppler et sont vus plus chauds ou plus froids par l'observateur terrestre.

3. Une détection directe des ondes gravitationnelles est théoriquement possible. Pratiquement, la technologie ne nous permet pas aujourd'hui d'envisager une telle prouesse.

4. Far Infrared Absolute Spectrophotometer

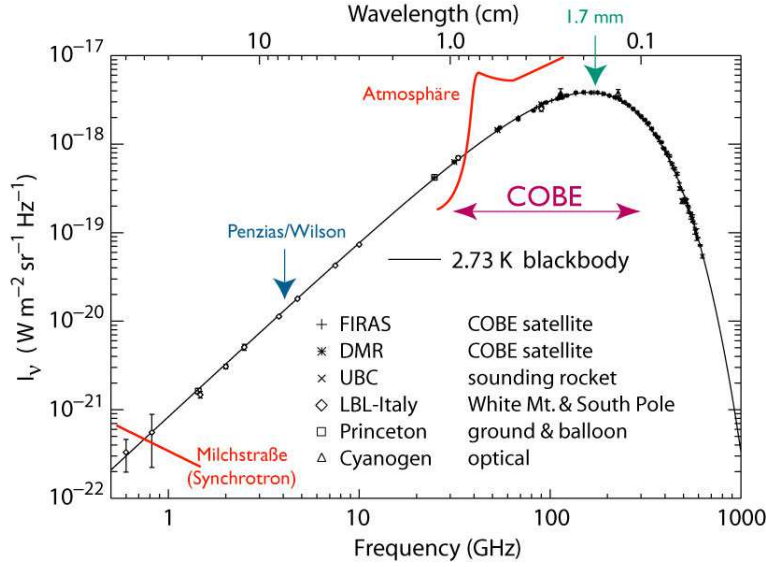


FIGURE 1.3: Spectre du CMB mesuré par différentes expériences [1].

1.4.3 Les anisotropies primordiales

Les anisotropies primordiales du fond diffus cosmologique sont celles qui sont liées à la physique décrivant les phénomènes intervenus avant la surface de dernière diffusion. Le fluide primordial avant la recombinaison est composé de baryons, d'électrons et de photons liés entre eux par l'interaction électromagnétique et en particulier la diffusion Compton qui domine les interactions entre photons et électrons. Les baryons du fluide primordial tombent au fond des puits de potentiels gravitationnels, tandis que la pression de radiation des photons, beaucoup plus nombreux, s'y oppose. Ceci provoque des oscillations acoustiques de densité pour les modes de perturbations en phase. Comme les photons sont encore couplés aux électrons, ils gardent l'empreinte des fluctuations de la matière à la fois à travers leur température et leur polarisation par diffusion Thomson. Des cartes du ciel des anisotropies de température ont été mesurées par les satellites COBE⁵ et WMAP⁶ (voir figure 1.4).

Pour décrire de façon statistique ces anisotropies, on calcule le spectre de puissance angulaire en température C^T . Formellement, le spectre se déduit de la décomposition en harmoniques sphériques $Y_{\ell m}$ (fonction de base définies sur une sphère) de la carte en température. Cette décomposition s'écrit :

$$\frac{\Delta T}{T} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^T Y_{\ell m} \quad (1.3)$$

où les coefficients $a_{\ell m}^T$ s'écrivent (par orthogonalité des fonctions $Y_{\ell m}$)

$$a_{\ell m}^T = \int \frac{\Delta T}{T}(\mathbf{n}) Y_{\ell m}^*(\mathbf{n}) d\mathbf{n}. \quad (1.4)$$

La variable ℓ , appelée multipôle, est homogène à l'inverse d'une échelle angulaire. On définit alors le spectre de puissance angulaire en température C_ℓ^T par la relation

$$C_\ell^T = \langle |a_{\ell m}^T|^2 \rangle \quad (1.5)$$

5. Cosmic Background Explorer

6. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

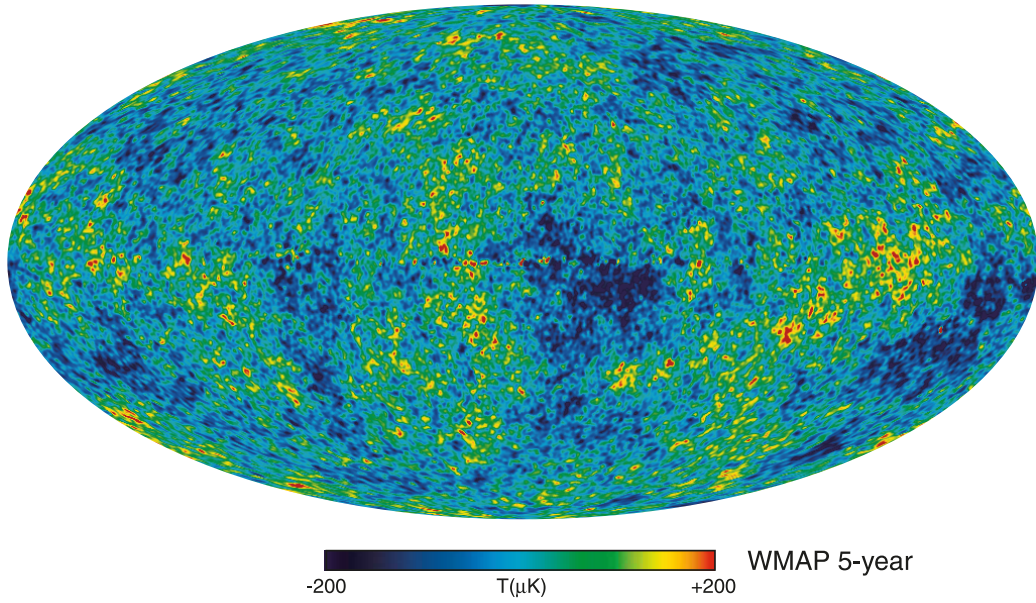


FIGURE 1.4: Carte des fluctuations de température du CMB à partir des 5 années de données du satellite WMAP.

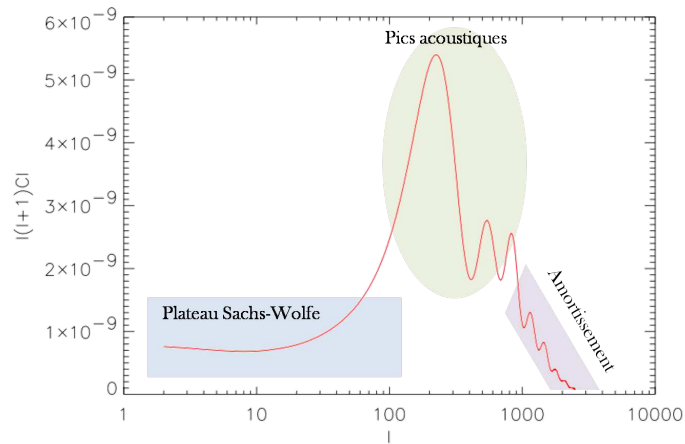


FIGURE 1.5: Prédiction théorique du spectre de puissance des anisotropies de température simulé avec “CMBfast” [2].

qui caractérise entièrement les fluctuations si elles sont gaussiennes.

1.4.3.1 Anisotropies de température

On distingue trois effets dominants (figure 1.5) respectivement à grande, moyenne et petite échelle angulaire (pour plus de détails, se référer à [19]) :

- *Perturbations gravitationnelles* : Le plateau Sachs–Wolfe.
- *Perturbations intrinsèques* : Pics acoustiques.
- *Perturbations de vitesse* : Zone d’amortissement.

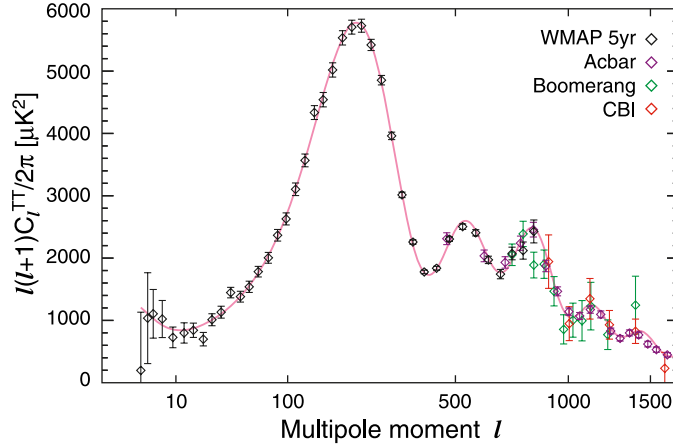


FIGURE 1.6: Spectre de puissance C_l^{TT} mesuré par le satellite WMAP (données 5 ans) et les expériences Acbar, Boomerang et CBI [3].

Les dernières améliorations de la mesure du spectre de puissance des anisotropies de température primordiales ont été apportées par l'expérience Acbar⁷ (figure 1.6).

1.4.3.2 Polarisation

La polarisation des photons du CMB vient de la diffusion Thomson avec les électrons. Par symétrie, on montre que seules les anisotropies quadrupolaires de l'intensité incidente sur l'électron peuvent produire de la polarisation. Ceci s'explique par la forme de la section efficace différentielle de diffusion Thomson d'un électron (supposé au repos) éclairé par un flux de photons non polarisés :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'|^2. \quad (1.6)$$

Le produit scalaire $|\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'|$ (où $\boldsymbol{\varepsilon}$ et $\boldsymbol{\varepsilon}'$ sont deux directions différentes du flux de photon) favorise l'absorption des composantes parallèles de la polarisation du flux incident. Comme le montre la figure 1.7, l'électron diffuse donc préférentiellement sur la partie horizontale du flux incident $\boldsymbol{\varepsilon}$. L'observateur voit donc une polarisation transmise correspondant à la partie verticale de $\boldsymbol{\varepsilon}$ et horizontale de $\boldsymbol{\varepsilon}'$. Si le flux est moins intense suivant une direction (ici la direction verticale), alors le rayonnement reçu est polarisé linéairement. A partir d'un flux incident non polarisé mais présentant une anisotropie quadrupolaire on a créé de la polarisation linéaire. Pour que le CMB soit polarisé, il faut donc des quadrupôles dans le rayonnement de la surface de dernière diffusion.

On distingue trois types de perturbations donnant lieu à des anisotropies quadrupolaires liées à trois phénomènes physiques différents :

- *Perturbations scalaires* : Elles sont issues des fluctuations de densité (figure 1.7). Les électrons tombent dans les puits de potentiel correspondant à une sur-densité de matière d'autant plus rapidement qu'ils sont proches du centre. Le même type de raisonnement s'applique aux sous densités de matière.
- *Perturbations vectorielles* : Elles sont dues aux mouvements de vortex du fluide primordial et ne sont pas nécessairement liées aux fluctuations de densité.
- *Perturbations tensorielles* : Le passage d'une onde gravitationnelle à travers une fluctuation de densité modifie la forme du puits de potentiel. Les isocontours de densité ne sont plus

7. Arcminute Cosmology Bolometer Array

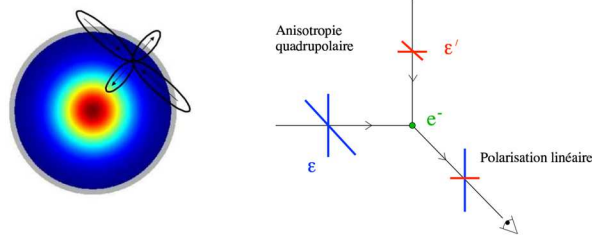


FIGURE 1.7: Formations des anisotropies quadrupolaires autour d'une sur-densité et émission d'une onde polarisée linéairement par diffusion Thomson.

circulaires mais deviennent elliptiques, formant ainsi des perturbations quadrupolaires ayant perdu leurs propriétés de symétrie (figure 1.7).

Formalisme

Un rayonnement polarisé peut être décrit en utilisant les paramètres de Stokes [20]. Soit une onde électromagnétique plane presque monochromatique⁸ se propageant suivant un axe (Oz). Cette onde peut s'écrire de la manière suivante :

$$E_x = a_x e^{i(\omega t - \varphi_x(t))} \quad (1.7)$$

$$E_y = a_y e^{i(\omega t - \varphi_y(t))}. \quad (1.8)$$

Le rayonnement est dit polarisé s'il existe une corrélation entre E_x et E_y . Ce rayonnement peut être décrit en utilisant les paramètres de Stokes I , Q , U et V définis par :

$$I = \langle |E_x|^2 + |E_y|^2 \rangle = \langle a_x^2 + a_y^2 \rangle \quad (1.9)$$

$$Q = \langle |E_x|^2 - |E_y|^2 \rangle = \langle a_x^2 - a_y^2 \rangle \quad (1.10)$$

$$U = \langle 2 \operatorname{Re} (E_x E_y^*) \rangle = \langle 2 a_x a_y \cos (\varphi_x - \varphi_y) \rangle \quad (1.11)$$

$$V = \langle 2 \operatorname{Im} (E_x E_y^*) \rangle = \langle 2 a_x a_y \sin (\varphi_x - \varphi_y) \rangle \quad (1.12)$$

où Q et U caractérisent la polarisation linéaire tandis que V décrit la polarisation circulaire. Une onde non polarisée est décrite par $Q = U = V = 0$. Notons aussi que la diffusion Thomson ne peut pas générer de polarisation circulaire⁹ ($V = 0$). De la même façon que pour la température, on peut définir des spectres de puissance polarisés en utilisant la décomposition en harmoniques sphériques des quantités Q et U sur le ciel. Cette décomposition fait appel aux harmoniques spinnés d'ordre 2 :

$$(Q \pm iU)(\mathbf{n}) = \sum_{\ell m} a_{\pm 2, \ell m \pm 2} Y_{\ell}^m(\mathbf{n}). \quad (1.13)$$

En partant de l'équation (1.13), on peut écrire les relations suivantes

$$a_{\ell m}^E = -\frac{a_{2\ell m} + a_{-2\ell m}}{2} \quad (1.14)$$

$$a_{\ell m}^B = i \frac{a_{2\ell m} - a_{-2\ell m}}{2}. \quad (1.15)$$

8. L'onde est presque monochromatique si les amplitudes a_x et a_y et les phases φ_x et φ_y sont des fonctions qui ne changent que très peu sur une échelle de temps comparable à l'inverse de la fréquence de l'onde.

9. En effet, elle modifie les amplitudes des composantes x et y du champ mais par leurs phases.

A partir des équations (1.14) et (1.15), on peut définir les champs scalaire E et pseudo-scalaire B par :

$$E(\mathbf{n}) = \sum_{lm} a_{\ell m}^E Y_{\ell}^m(\mathbf{n}) \quad (1.16)$$

$$B(\mathbf{n}) = \sum_{lm} a_{\ell m}^B Y_{\ell}^m(\mathbf{n}). \quad (1.17)$$

Par construction, E est un champ invariant par rotation et par parité, B est un champ invariant par rotation uniquement¹⁰. Ils présentent tous deux l'énorme avantage d'être indépendant du repère choisi. De cette manière, on peut définir les spectres polarisés C_{ℓ}^E et C_{ℓ}^B

$$C_{\ell}^E = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=0}^{+\infty} |a_{\ell m}^E|^2 = \langle |a_{\ell m}^E|^2 \rangle \quad (1.18)$$

$$C_{\ell}^B = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=0}^{+\infty} |a_{\ell m}^B|^2 = \langle |a_{\ell m}^B|^2 \rangle. \quad (1.19)$$

Pour observer la polarisation dans le CMB, il faut qu'il y ait eu des anisotropies quadrupôlaires au moment du découplage. S'il y en a eu, on s'attend à ce qu'il existe une certaine corrélation entre les fluctuations de température et la polarisation. Pour cette raison, on cherchera à détecter dans les données polarisées des corrélations entre ces deux observables. Celles-ci s'expriment par les spectres croisés température-polarisation définis par :

$$C_{\ell}^{TE} = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=0}^{+\infty} a_{\ell m}^T a_{\ell m}^{E*} = \langle a_{\ell m}^T a_{\ell m}^{E*} \rangle \quad (1.20)$$

$$C_{\ell}^{TB} = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=0}^{+\infty} a_{\ell m}^T a_{\ell m}^{B*} = \langle a_{\ell m}^T a_{\ell m}^{B*} \rangle. \quad (1.21)$$

Pour des raisons de parités, les spectres C_{ℓ}^{TB} et C_{ℓ}^{EB} sont nuls. On montre aussi, par symétrie des figures de polarisations que, pour une perturbation scalaire $E \neq 0$ mais $B = 0$ alors que, pour une perturbation tensorielle, $E \neq 0$ et $B \neq 0$. La mesure du spectre de type C_{ℓ}^{BB} donne donc directement la preuve de l'existence des ondes gravitationnelles primordiales. Les mesures des spectres C_{ℓ}^{TT} , C_{ℓ}^{TE} , C_{ℓ}^{EE} par le satellite WMAP ainsi que les prédictions de ces mêmes spectres et celui de la polarisation B C_{ℓ}^{BB} sont représentés dans la figure 1.8. La polarisation E a été mesurée pour la première fois par l'expérience DASI [21]. Quand aux modes B de polarisation, ils n'ont toujours pas été détectés à ce jour. La communauté scientifique internationale est activement impliquée dans plusieurs expériences visant à combler ce manque.

1.5 A la recherche des modes B

Il y a vingt ans, la course était à l'étude de ce rayonnement et la recherche des anisotropies en température. Une multitude de projets a ainsi vu le jour (voir annexe A). Aujourd'hui le spectre de corps noir du rayonnement fossile est très bien connu (COBE) et sa polarisation E dores et déjà détectée et étudiée en détail (DASI, WMAP, bientôt Planck).

La course est maintenant à la détection des modes B. S'il fallait définir un seul indicateur observationnel de cette polarisation, celui-ci serait le rapport tenseur sur scalaire r . Il correspond à l'amplitude relative des perturbations scalaires et tensorielles (le niveau des modes B par rapport aux modes E). Les théoriciens semblent converger sur le fait que r serait très petit. Néanmoins, ils

10. Les appellations E et B pour les champs de polarisation sont dues à leurs propriétés de symétrie, analogues à celles des champs électrique et magnétique.

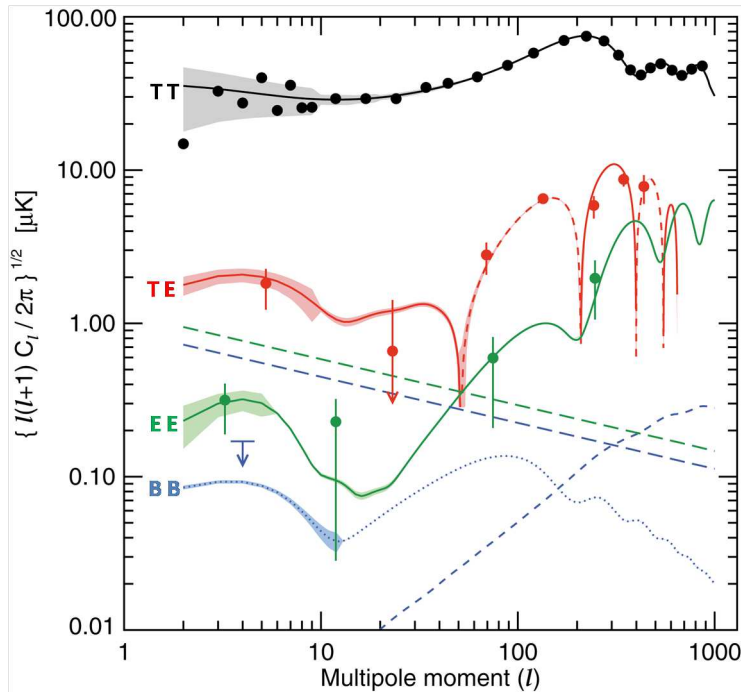


FIGURE 1.8: Spectre de puissance des fluctuations de température du fond diffus cosmologique. Les points sont ceux mesurés par le satellite WMAP (3 ans de données). Sont représentés respectivement les spectres de température (noir), de corrélation T-E (rouge), de polarisation E (vert) et de polarisation B (bleu).

restent encore trop de modèles inexplorés et certains, particulièrement étudiés ces dernières années, sont de sérieux concurrents au modèle standard [22]. Le seul moyen de départager les porteurs de ces théories est la recherche du spectre des modes B de polarisation du fond diffus cosmologique. Il y a plusieurs projets en cours qui visent à la détection des modes B (voir tableau 1.2). La plupart ne sont pas spatiaux et aucun n'a, à ce jour, détecté le signal recherché. Ils constituent cependant une étape nécessaire pour la maturation technologique et l'optimisation des techniques de détection. QUBIC (*Q and U Bolometric Interferometer for Cosmology*) est un de ces projets. Aussi est-il précurseur d'une technique jamais utilisée auparavant pour détecter un signal astrophysique : l'interférométrie bolométrique (voir partie II).

Du ciel au détecteur : les composants

Plusieurs composants sont nécessaires pour acheminer le signal astrophysique du ciel au détecteur quelque soit l'architecture de détection considérée. D'autres composants sont spécifiques à l'architecture utilisée. Ainsi, souvent, des cornets sont utilisés pour coupler le signal du ciel aux détecteurs. Les filtres définissent eux la bande spectrale. Des miroirs ou des lentilles sont aussi utilisés pour les télescopes. Comme les instruments dédiés à la détection des modes B sont sensibles à la polarisation, nous retrouvons la présence de dispositifs discriminateurs de la polarisation linéaire de l'onde incidente comme des OMT (*Orthogonal Mode Transducer*). Un autre élément important pour réduire les effets systématiques instrumentaux est le modulateur de phase. Nous retrouvons alors des lames quart d'onde ou demi-onde rotatives, des déphaseurs mécaniques ou planaires. Le choix de la technologie et des performances pour chaque dispositif dépend de l'architecture de détection choisie et de la stratégie d'observation.

Nom de l'expérience	Début	Type	Technologie	Fréquence (GHz)
Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization (BICEP)	2006	Sol	Bolomètres	100, 150
Q and U Bolometric Interferometer (QUBIC)	2010	Sol	Bolomètres	90, 150, 220 \pm 15%
Clover	2010	Sol	Bolomètres	97, 150, 230
Polarization of Background Microwave Radiation (POLARBeaR)	Futur	Sol	Bolomètres	90–240
Q/U Imaging Experiment (QUIET)	2008	Sol	HEMT	40,90
SPIDER	2006	Ballon	Bolomètres	40, 90, 145, 220
The E and B Experiment (EBEX)		Ballon	Bolomètres	150–450
Planck	2009	Satellite	Bolomètres	30–857
CMBpol / Bpol	Futur	Satellite	à définir	à définir

TABLE 1.2: Principales expériences actuelles pour la détection des modes B de polarisation du fond diffus cosmologique.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit les différentes notions que nous côtoyons dans l'étude d'architectures de détections pour la cosmologie. Dans la suite, nous décrirons l'interférométrie bolométrique ainsi que les différents composants et dispositifs millimétriques étudiés dans le cadre de la R&T pour QUBIC et les futures missions spatiales dédiées à la cosmologie.

Deuxième partie

INTERFÉROMÉTRIE BOLOMÉTRIQUE

2 GÉNÉRALITÉS SUR L'INTERFÉROMÉTRIE BOLOMÉTRIQUE

3 DÉMONSTRATEUR D'INTERFÉROMÉTRIE BOLOMÉTRIQUE

4 Q AND U BOLOMETRIC INTERFEROMETER FOR COSMOLOGY

CHAPITRE 2

GÉNÉRALITÉS SUR L'INTERFÉROMÉTRIE BOLOMÉTRIQUE

Sommaire

2.1	Introduction	43
2.2	Raisons	43
2.3	Architecture et Principe	45
2.4	Problématiques et Défis	47
2.5	Conclusion	47

2.1 Introduction

Nous présentons ici une architecture novatrice, l'interférométrie bolométrique (IB), sur laquelle se base la conception de l'expérience sol QUBIC (*Q and U Bolometric Interferometer*) dédiée à la détection des modes B de polarisation du fond diffus cosmologique. Nous introduisons ici le concept, l'architecture, les forces mais aussi les faiblesses de l'IB.

2.2 Raisons

Afin d'expliquer les raisons du choix de l'interférométrie bolométrique, il est nécessaire de revenir sur certaines expériences qui ont eu un grand impact sur la cosmologie observationnelle. Arrêtons nous sur la première expérience ayant détecté les modes E de polarisation du fond diffus cosmologique : DASI (*Degree Angular Scale Interferometer*) [21] qui était un interféromètre. Le principe est simple : utiliser les propriétés ondulatoires de la lumière et les franges d'interférences pour faire une transformée de Fourier sur le ciel¹.

Pour en comprendre le fonctionnement, considérons le cas simple de deux canaux d'entrée constituant une ligne de base $\mathbf{u} = \mathbf{D}/\lambda$ où $|\mathbf{D}|$ est la distance séparant les deux ports d'entrée. Faisons la simplification suivant laquelle les lobes des canaux sont identiques ; ils seront exprimés par $A(\mathbf{x})$ où \mathbf{x} est la direction de l'onde. Le signal électromagnétique arrive sur les deux ports d'entrée avec un déphasage $\delta = 2\pi\mathbf{u} \cdot \mathbf{x}$. Le champs électromagnétique est alors exprimé par \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 respectivement pour le canal 1 et 2.

DASI, comme la plupart des interféromètres radio et millimétriques, est basé sur l'interférométrie multiplicative. C'est à dire qu'il possède des corrélateurs complexes qui effectuent le produit des champs électriques reçus. Le signal de chaque canal est d'abord amplifié par des HEMT (*High Electron Mobility Transistor*) puis divisé en deux. Pour le cas simple à deux ports, notons ces champs \mathbf{E}_{11} et \mathbf{E}_{12} pour le canal 1 et \mathbf{E}_{22} et \mathbf{E}_{21} pour le canal 2 (voir figure 2.1). \mathbf{E}_{12} et \mathbf{E}_{21} sont envoyés vers le multiplicateur 1 (qui va simplement les multiplier). \mathbf{E}_{11} est, lui, déphasé de 90° avant d'être envoyé avec \mathbf{E}_{22} vers le multiplicateur 2.

1. Le premier à avoir utilisé ce principe pour des observation astronomiques est *Michelson* : mesure des diamètres des étoiles Bételgeuses et Arcturus.

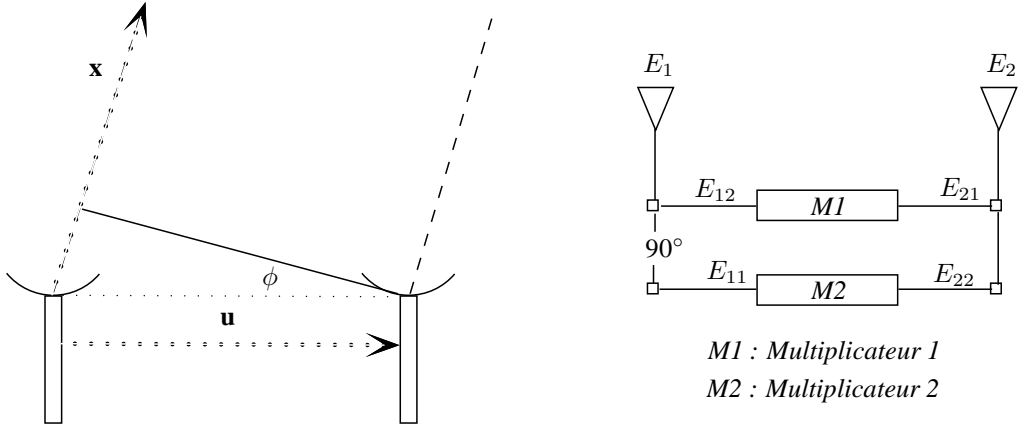


FIGURE 2.1: Principe de fonctionnement d'un interféromètre hétérodyne.

Après chacun des multiplieurs, un détecteur moyenne temporellement le signal sur une durée plus longue que la période de l'onde électromagnétique. Considérons les voies A et B respectivement pour le multiplieur 1 et le multiplieur 2. Les détecteurs voient alors :

$$V_A = \left\langle \iint A(\mathbf{x}) \mathbf{E}_{12}(\mathbf{x}, t) \cdot A(\mathbf{x}') \mathbf{E}_{21}(\mathbf{x}', t) dx dx' \right\rangle_{\text{temps}} \quad (2.1)$$

$$V_B = \left\langle \iint A(\mathbf{x}) \mathbf{E}_{11}(\mathbf{x}, t) \cdot A(\mathbf{x}') \mathbf{E}_{22}(\mathbf{x}', t) dx dx' \right\rangle_{\text{temps}} \quad (2.2)$$

Avec

$$\mathbf{E}_{21}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mathbf{E}_0(\mathbf{x})}{\sqrt{2}} \sin(2\pi\nu t) \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E}_{22}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mathbf{E}_0(\mathbf{x})}{\sqrt{2}} \sin(2\pi\nu t) \quad (2.4)$$

$$\mathbf{E}_{12}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mathbf{E}_0(x)}{\sqrt{2}} \sin(2\pi\nu(t - \tau)) ; \nu\tau = \mathbf{u} \cdot \mathbf{x} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{E}_{11}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mathbf{E}_0(x)}{\sqrt{2}} \sin\left(2\pi\nu(t - \tau) - \frac{\pi}{2}\right). \quad (2.6)$$

Sachant que les signaux provenant de directions différentes ne sont pas cohérents, leur moyenne est nulle. Les équations (2.1) et (2.2) s'écrivent alors :

$$V_A = \frac{1}{2} \int B(\mathbf{x}) |\mathbf{E}_0(\mathbf{x})|^2 \cos^2(2\pi\mathbf{u} \cdot \mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (2.7)$$

$$V_B = \frac{1}{2} \int B(\mathbf{x}) |\mathbf{E}_0(\mathbf{x})|^2 \sin^2(2\pi\mathbf{u} \cdot \mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (2.8)$$

où $B(\mathbf{x}) = A^2(\mathbf{x})$ est le lobe en puissance observé.

A partir des équations (2.7) et (2.8), la visibilité complexe peut être définie, par le théorème de *Van Citter-Zernicke* [23], comme :

$$V(\mathbf{u}) = 2(V_A + iV_B). \quad (2.9)$$

Remarquons aussi que, dans l'approximation plane, $V(\mathbf{u})$, étant la transformée de *Fourier* de $E_0^2(\mathbf{u})$ que multiplie le lobe en puissance, peut aussi être exprimée par le produit de convolution de la transformée de *Fourier* soit :

$$V(\mathbf{u}) = \int \tilde{B}(\mathbf{u} - \mathbf{v}) \tilde{E}(\mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (2.10)$$

Notons que DASI devait être sensible à la polarisation pour pouvoir mesurer les modes E du CMB. Introduisons donc la sensibilité à la polarisation dans notre instrument test. Cette polarisation peut être exprimée par les paramètres de *Stokes* : I (intensité), Q (polarisation linéaire), U (polarisation linéaire) et V (polarisation circulaire). Afin d'obtenir les visibilités polarisées associées aux quatre paramètres de *Stokes*, nous allons devoir utiliser, non pas deux multiplicateurs, mais, seize. Ceci augmente sensiblement la complexité de l'instrument et fait perdre un facteur $\sqrt{2}$ sur le rapport signal sur bruit [24]. Afin d'atteindre la sensibilité requise (pour mesurer les modes E de polarisation du CMB), DASI utilisait douze ports.

MAIS POURQUOI AVOIR UTILISÉ UN INTERFÉROMÈTRE AU LIEU D'UN IMAGEUR ? ET POURQUOI L'INTERFÉROMÉTRIE BOLOMÉTRIQUE ?

La raison est que la détection de la polarisation du fond diffus cosmologique requiert un contrôle drastique des effets systématiques. Les interféromètres offrent cet avantage par rapport aux imageurs car ils ne nécessitent pas de télescope (pas d'effets systématiques dus à l'optique du télescope). Cependant, il semble qu'avec DASI et CBI (*Cosmic Background Interferometer*) [25], un palier technologique ait été atteint, car, outre le bruit que les HEMT introduisent, la complexité de l'architecture (corrélateurs complexes) rend difficile son application à de grandes matrices de cornets, ce qui limite la sensibilité pour détecter les modes B. C'est la raison pour laquelle la plupart des expériences qui sont actuellement dans la compétition mondiale pour la recherche des modes B (voir tableau 1.2) sont des imageurs utilisant une détection directe incohérente à l'aide de télescopes et de bolomètres. Ces derniers sont des détecteurs qui ont l'avantage d'avoir des sensibilités inférieure à la limite du bruit de photons². Pourtant, toute la communauté n'a pas fait le choix des imageurs. En 2001, L. Piccirillo [26] imagine un instrument capable de rallier les avantages des interféromètres et des imageurs : Un interféromètre bolométrique. A la différence des interféromètres hétérodynes à corrélateurs complexes utilisant le principe d'interférométrie multiplicative, il est question d'interférométrie additive à détection bolométrique (large-bande). Ici, nous n'avons désormais besoin ni d'amplificateurs, ni de multiplicateurs, ni même de télescope ; les signaux provenant des différents canaux d'entrée sont combinés (couplage additif) avant d'être détectés par des bolomètres qui mesurent la somme quadratique de toutes les entrées. Nous bénéficions ainsi des avantages des interféromètres en terme de contrôle des effets systématiques et des bolomètres en terme de sensibilité des détecteurs (Ces derniers étant, actuellement, les meilleurs dans les longueurs d'onde millimétriques).

2.3 Architecture et Principe

L'architecture d'un interféromètre bolométrique sensible à la polarisation est décrite dans la figure 2.2. Des cornets observent le ciel et acheminent les signaux à travers des discriminateurs de polarisation (OMT) qui séparent les deux polarisations linéaires de l'onde incidente. Des filtres définissent ensuite la bande spectrale de l'instrument puis des déphaseurs contrôlables introduisent un retard de phase. Finalement, les signaux sont combinés à l'aide d'un combinateur de puissance (interférométrie additive) avant d'être détectés par des bolomètres. Ces derniers mesurent alors

2. Ceci correspond à la limite ultime qu'on ne peut dépasser actuellement car elle est fixée par la statistique d'arrivée de photons et dépend de la source, en l'occurrence, le CMB.

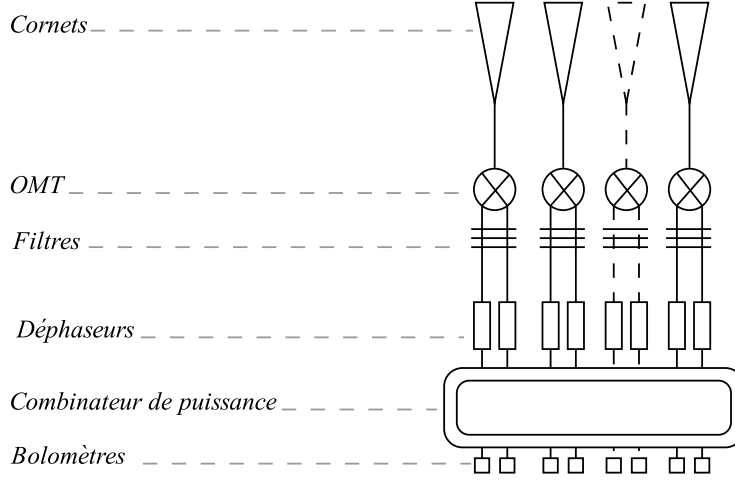


FIGURE 2.2: Architecture de détection d'un interféromètre bolométrique.

la somme quadratique des champs entrants. Chacun des composants utilisés est détaillé dans la partie III.

Pour deux cornets (une ligne de base), la puissance reçue par les bolomètres est :

$$P = \langle |\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2|^2 \rangle = \langle |\mathbf{E}_1|^2 \rangle + \langle |\mathbf{E}_2|^2 \rangle + \langle \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \rangle + \langle \mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2 \rangle \quad (2.11)$$

où les termes d'interférence sont exprimés par $\langle \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \rangle + \langle \mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2 \rangle$ avec \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 les champs électriques incidents. Lorsqu'un grand nombre de cornets est utilisé, la puissance détectée par chaque bolomètre (en n'exprimant pas le faisceau sur le ciel) est

$$P_j = \left\langle \left| \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{i=1}^n X_i \mathbf{E}_i \right|^2 \right\rangle \quad (2.12)$$

où \mathbf{E}_i est le champ incident pour le port polarisé i (après les OMT), j correspond au bolomètre (port de sortie), X_i est un paramètre qui inclue l'effet du déphaseur du port i .

Afin d'extraire et de reconstruire toutes les visibilités polarisées V_I , V_U , V_Q et V_V , avec une bonne sensibilité, il est nécessaire d'appliquer une séquence de déphasage optimale suivant la méthode de "sommation cohérente des lignes de base équivalentes" [4]. Cette séquence permet de faire une modulation temporelle (variation par pas de déphasage) ou fréquentielle (variation continue du déphasage) du signal (voir chapitre 8). La sommation cohérente des lignes de base équivalentes³ est véritablement la clé de l'interférométrie bolométrique. La figure 2.3 montre l'effet de cette technique sur l'erreur relative sur les visibilités I et U comparée à la sommation incohérente de lignes de base équivalentes et à la sommation des lignes de base non équivalentes. D'après [27] et dans l'approximation du ciel plat⁴, les champs E et B de polarisation du CMB peuvent être reliés à V_Q et V_U par une simple rotation de l'angle ϕ (voir figure 2.1), suivant les relation :

$$V_Q(\mathbf{u}) = \int \left[\cos(2\phi) \tilde{E}(\mathbf{v}) - \sin(2\phi) \tilde{B}(\mathbf{v}) \right] \tilde{A}(\mathbf{u} - \mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (2.13)$$

3. Lignes de base parallèles ayant la même séparation.

4. Cette approximation est valable pour les petites échelles angulaires (ou grand l). Les modes B de polarisation devraient, s'ils existent, être détectés dans les petites échelles angulaires. L'approximation permet, notamment, de simplifier le développement en harmonique sphérique en développement dans l'espace de Fourier.

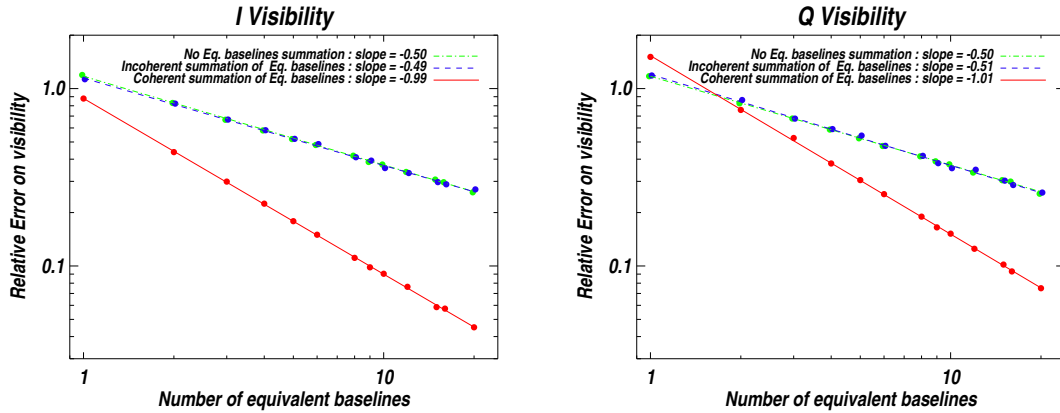


FIGURE 2.3: comparaison de l’erreur relative sur les visibilités I et Q en utilisant la sommation cohérente des lignes de base équivalentes, la sommation incohérente des lignes de base équivalentes et la sommation des lignes de base non équivalentes d’après [4].

$$V_U(\mathbf{u}) = \int \left[\sin(2\phi) \tilde{E}(\mathbf{v}) + \cos(2\phi) \tilde{B}(\mathbf{v}) \right] \tilde{A}(\mathbf{u} - \mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (2.14)$$

2.4 Problématiques et Défis

L’interférométrie bolométrique fait face aux mêmes défis que les imageurs : les matrices de détecteurs. En effet, afin d’atteindre la sensibilité requise, il est nécessaire de développer des larges matrices de détecteurs et leur électronique de lecture multiplexée (voir chapitre 4). Associés à cette difficulté, apparaissent les problèmes de cryogénie et de miniaturisation des composants. Ce dernier aspect sera abordé dans la partie III. Un autre défi est la technologie de modulation de la polarisation pour la réduction des effets systématiques. Le type de modulation est entièrement dépendant de l’architecture et de la stratégie d’observation. Pour l’interférométrie bolométrique, ce modulateur (le déphaseur) est le composant le plus critique (voir chapitre 8).

Les défis technologiques mis à part, il y a des problématiques intrinsèques à l’architecture de détection même. En effet, l’interférométrie large bande n’est ni aisée ni préconisée à cause de l’effet de *smearing* qui fait perdre l’information utile⁵. En réalité, cet effet n’est pas si critique pour une largeur de bande $\Delta\nu/\nu_0 = 0.25$ car il fait perdre au plus un facteur 2 en terme de sensibilité [28]. Si DASI (et CBI) a dû diviser le spectre en 10 sous bandes de fréquence, c’est à cause des corrélateurs qui ne pouvaient pas fonctionner de manière large bande. L’autre problématique est l’extraction des visibilités polarisées. Suivant la technique décrite dans [4], il est possible de récupérer toute l’information polarisée. Cependant, il n’est pas possible de mesurer V_Q et V_U en même temps. Ceci n’a comme effet qu’une perte d’un facteur $\sqrt{2}$ sur la sensibilité totale⁶ estimée à $r = 10^{-2}$ dans [24].

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit le concept d’interférométrie bolométrique. Afin de démontrer ce concept d’interféromètre additif à détection bolométrique, un démonstrateur a été réalisé et étudié. Il fait l’objet du prochain chapitre 3. L’expérience QUBIC concrétise les idées de

5. c’est du moins l’argument évoqué contre l’interférométrie bolométrique

6. la sensibilité aux modes B peut être exprimée le rapport tenseur sur scalaire r , voir chapitre 1.

l'IB et fait face à différents défis technologiques pour réaliser un instrument sol capable de détecter les modes B si le rapport tenseur sur scalaire $r \geq 10^{-2}$. Le chapitre 4 est consacré à cet instrument.

CHAPITRE 3

DÉMONSTRATEUR D'INTERFÉROMÉTRIE BOLOMÉTRIQUE

Sommaire

3.1	Introduction	50
3.2	Fonctionnement	50
3.3	Système d'analyse	51
3.4	Banc expérimental	52
3.4.1	Montage Bolométrique	52
3.4.2	Montage à température ambiante	53
3.5	Résultats	54
3.5.1	Caractérisation des composants	54
3.5.2	Mesures larges-bande	55
3.5.3	Réponse angulaire (4K)	58
3.6	Conclusion	59

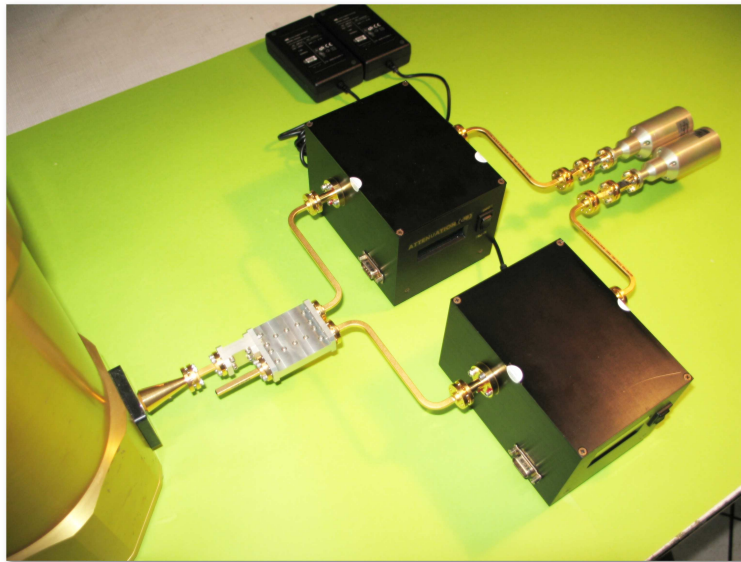


FIGURE 3.1: Photo du montage. De droite à gauche : (1) deux cornets corrugués, (2) deux transitions circulaire-rectangulaires, (3) deux guides d'onde torsadés (torsion de $\pm 45^\circ$ dans la direction de propagation), deux guides d'onde coudés (4), (5) deux déphaseurs contrôlables, (6) deux guides d'onde coudés, (7) un coupleur hybride 90° , (8) un cornet de ré-émission, (9) un bolomètre semi-conducteur à l'intérieur d'un cryostat 4K.

3.1 Introduction

Afin de démontrer le principe d’interférométrie bolométrique, nous avons réalisé un démonstrateur à deux ports fidèle à l’architecture générale du concept (voir figure 2.2). Il est basé sur des composants commerciaux dont les principales caractéristiques sont données dans le tableau 3.1. Ces composants sont loin d’être aussi performants que ceux qui doivent être utilisés pour l’observation de signaux astrophysiques. Aussi, l’instrument est-il destiné à des mesures en laboratoire qui visent à une meilleure compréhension de ce genre d’architecture dans le millimétrique et à large-bande.

<i>Composant</i>	<i>largeur faisceau</i>	<i>Mode propagation</i>	<i>Fréquence GHz</i>
<i>Cornets corrugués</i>	10°	<i>Mono-mode</i>	90
<i>Composant</i>	<i>Pertes dB</i>	<i>Mode de propagation</i>	<i>Fréquence GHz</i>
<i>Transitions circulaire-rectangulaires</i>	0.8	TE_{11} à TE_{10}	$75 - 110$
<i>Twists</i>	0.98	TE_{10}	$75 - 110$
<i>Guide coudé 1</i>	1.2	TE_{10}	$75 - 110$
<i>Guide coudé 2</i>	0.9	TE_{10}	$75 - 110$
<i>Coupleur hybride</i>	1	TE_{10}	$89 - 91$
<i>Composant</i>	<i>Pertes dB</i>	<i>Résolution</i>	<i>Déviaton de phase</i>
<i>Déphaseurs</i>	1.5	0.5°	6°

TABLE 3.1: Propriétés des composants utilisés.

3.2 Fonctionnement

Considérons le schéma général d’un interféromètre tel qu’il est représenté sur la figure 2.1. Suivons maintenant une onde électromagnétique se propageant le long des branches de l’interféromètre jusqu’au détecteur (voir figure 3.1). Cette onde pénètre d’abord dans les cornets, véritables entonnoirs électromagnétiques¹. Si $A(\mathbf{x})$ est le faisceau (supposé identique pour les deux cornets), alors les champs électromagnétiques reçus par les cornets respectifs des ports X et Y sont :

$$\mathbf{E}_x = \int d^2\mathbf{x} \mathbf{E}_{0x}(\mathbf{x}) A(\mathbf{x}) e^{i\omega t} \quad (3.1)$$

$$\mathbf{E}_y = \int d^2\mathbf{x} \mathbf{E}_{0y}(\mathbf{x}) A(\mathbf{x}) e^{i(\omega t + \phi_{path}(\mathbf{x}))} \quad (3.2)$$

où \mathbf{E}_{0x} et \mathbf{E}_{0y} sont les champs incidents et $\phi_{path} = 2\pi \frac{\mathbf{D} \cdot \mathbf{x}}{\lambda}$, avec \mathbf{D} la ligne de base, \mathbf{x} la direction unitaire de l’onde incidente et λ la longueur d’onde.

1. Les cornets réalisent une adaptation d’impédance de la propagation en air libre à la propagation guidée suivant l’impédance de la structure guidée considérée.

Après les cornets, deux guides d'onde circulaires et deux transitions circulaire–rectangulaires orthogonales permettent de sélectionner deux polarisations linéaires orthogonales² qu'on remet dans le même plan à l'aide de deux twists $\pm 45^\circ$ (en vue de les combiner). Par la suite, deux déphaseurs contrôlables introduisent un retard de phase. Afin de simplifier, considérons un déphasage relatif $\Delta\alpha$ sur un des ports :

$$\mathbf{E}'_x = \int d^2\mathbf{x} \mathbf{E}_{0x}(\mathbf{x}) A(\mathbf{x}) e^{i\omega t} \quad (3.3)$$

$$\mathbf{E}'_y = \int d^2\mathbf{x} \mathbf{E}_{0y}(\mathbf{x}) A(\mathbf{x}) e^{i(\omega t + \phi_{path}(\mathbf{x}) + \Delta\alpha)}. \quad (3.4)$$

Finalement, les signaux sont combinés dans un coupleur hybride :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{E}'_x \pm \mathbf{E}'_y). \quad (3.5)$$

La puissance, à l'un des ports de sortie du coupleur et sur la bande de fréquence $\Delta\nu$ considérée, est alors :

$$P(\phi) = \frac{1}{2Z_w} \int_{\Delta\nu} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* d\nu \quad (3.6)$$

où Z_w est l'impédance d'onde et E le champ après combinaison de \mathbf{E}'_x et \mathbf{E}'_y . La puissance détectée est donnée par l'expression suivante :

$$\langle |E|^2 \rangle_{temps} = \frac{1}{2} \int D(\mathbf{x}) [I(\mathbf{x}) \pm U(\mathbf{x}) \sin(\phi_{path} + \Delta\alpha)] d^2\mathbf{x} = \frac{1}{2} \left[\int D(\mathbf{x}) I(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} \pm |V^U| \sin(\phi_U + \Delta\alpha) \right] \quad (3.7)$$

où D est le faisceau en puissance et I et U sont les paramètres de *Stokes* tels qu'ils sont définis dans [23] et le signe \pm une dépendance du port de sortie considéré. La visibilité V^U est la transformée de *Fourier* du paramètre de *Stokes* U dans un champ défini par le faisceau $B(\mathbf{x})$.

$$V^U = \int D(\mathbf{x}) U(x) e^{-i2\pi \frac{\mathbf{D}\cdot\mathbf{x}}{\lambda}} d^2\mathbf{x} = |V^U| e^{i\phi_U}. \quad (3.8)$$

Ce raisonnement peut être généralisé pour un instrument plus complet (voir chapitre 2). Une séquence de phase optimale [4] permettrait alors d'extraire toute l'information polarisée.

3.3 Système d'analyse

Afin de comprendre l'interférométrie bolométrique, il est important d'étudier l'extraction des effets systématiques et la caractérisation au laboratoire de telles architectures. Afin d'y arriver, nous proposons une méthode qui permet de récupérer tous les paramètres du système par un jeu de mesures de puissance et de mesures vectorielles. Un point crucial est alors de lier, de manière cohérente, les mesures de puissance large-bandes et les mesures vectorielles. Dans ce but, nous mesurons les paramètres de diffusion³ des composants à l'aide d'un analyseur vectoriel. Ces paramètres peuvent être reliés à la matrice ABCD⁴ comme montré dans [14]. Nous propageons alors numériquement les signaux le long des deux branches de l'interféromètre tant que ceux-ci ne se mélangent pas. Ce type d'analyse s'arrête alors avant le coupleur hybride car il s'agit d'une

2. Le mode de propagation principal dans les guides d'onde circulaire est TE11. Les deux transitions circulaire–rectangulaires permettent d'extraire respectivement les modes TE10 et TE01 qui correspondent aux deux polarisations linéaires orthogonales.

3. Les paramètres de diffusion, souvent notés paramètres S, sont des rapports de tensions d'onde. Ces relations sont explicitées dans l'annexe B.

4. Le formalisme ABCD est très utile pour les instruments micro-ondes et quasi-optiques car il permet de propager le signal le long d'une cascade de composants.

analyse à deux ports qui, de plus, ne prend en compte ni l'état de polarisation ni le couplage électromagnétique entre les polarisations linéaires. Afin d'y remédier, nous posons un formalisme différent.

A partir de la définition des paramètres S, nous pouvons déduire une relation qui lie les champs entrants et sortants (voir annexe B) :

$$\mathbf{E}_{ai} = \chi_{bj,ai} \mathbf{E}_{bj} \quad (3.9)$$

avec

$$\chi_{bj,ai} = \left(\frac{S_{ij} e^{-i\beta_i} + \left(\frac{S_{jj}}{S_{ji}} \right) e^{i\beta_i}}{e^{-i\beta_j} + S_{jj} e^{i\beta_j}} \right) \quad (3.10)$$

où $(a, b) \in (x, y)$ et (i, j) dénotent respectivement les ports de sortie et d'entrée.

L'équation (3.10) montre la relation satisfaite par un élément singulier d'une matrice de type *Jones* [23] :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{x2} \\ \mathbf{E}_{y2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{x1,x2} & \chi_{y1,x2} \\ \chi_{x1,y2} & \chi_{y1,y2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{x1} \\ \mathbf{E}_{y1} \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

où \mathbf{E}_{x1} et \mathbf{E}_{y1} sont les champs entrants et \mathbf{E}_{x2} et \mathbf{E}_{y2} sont les champs sortants. Les termes $\chi_{x1,x2}$ et $\chi_{y1,y2}$ représentent la transmission de l'intensité (paramètre de Stockes I). Les termes $\chi_{x1,y2}$ et $\chi_{y1,x2}$ représentent le couplage entre les deux polarisations linéaires \mathbf{E}_x et \mathbf{E}_y . Pour expliquer la signification de χ , considérons un composant à quatre ports avec les ports d'entrée $(x1, y1)$ et les ports de sortie $(x2, y2)$. Les ports $(x1, y1)$ désignent les polarisations x et y tandis que les ports $(x2, y2)$ désignent leur combinaison. Afin de mesurer les paramètres $\chi_{bj,ai}$, chaque couple de ports (bi, aj) est terminé par deux charges adaptées comme le montre le schéma suivant :

$$\left[\begin{array}{ccc} x1 & \times & y1 \\ \downarrow & & \downarrow \\ x2 & & y2 \end{array} \right] \begin{array}{l} (bi, aj) = (x1, x2) \implies \chi_{y1,y2} \\ (bi, aj) = (y1, y2) \implies \chi_{x1,x2} \\ (bi, aj) = (x1, y2) \implies \chi_{y1,x2} \\ (bi, aj) = (y1, x2) \implies \chi_{x1,y2} \end{array} . \quad (3.12)$$

Cette approche peut aussi bien être utilisée pour caractériser tout dispositif à quatre ports. Elle a ainsi été utilisée pour extraire la fonction de transfert du coupleur hybride et du système entier à partir des paramètres S.

3.4 Banc expérimental

Lorsque nous regardons l'équation (3.7), il est clair que deux types de mesures peuvent être envisagés afin de démontrer l'interférométrie bolométrique. Le premier consiste à varier ϕ_{path} en fixant $\Delta\alpha$ afin d'obtenir la réponse angulaire de l'instrument. Le deuxième consiste à varier $\Delta\alpha$ en fixant ϕ_{path} . La variation de $\Delta\alpha$ se fait par l'intermédiaire des déphaseurs et celle de ϕ_{path} par la variation de l'angle que fait la source par rapport au centre de phase de l'interféromètre. Les mesures bolométriques (4K) monochromatiques ont été réalisées en variant ϕ_{path} . Les mesures à température ambiante ont été réalisées en fixant ϕ_{path} et variant en $\Delta\alpha$. Dans la suite les deux montages (1) bolométrique à 4 K et (2) senseur de puissance à température ambiante sont décrits.

3.4.1 Montage Bolométrique

Nous avons utilisé un analyseur vectoriel *ABmm*⁵ comme source monochromatique modulée par un hacheur optique et un bolomètre semiconducteur⁶, refroidi à 4 K et lu par une détection

5. <http://www.abmillimetre.com>

6. IR lab

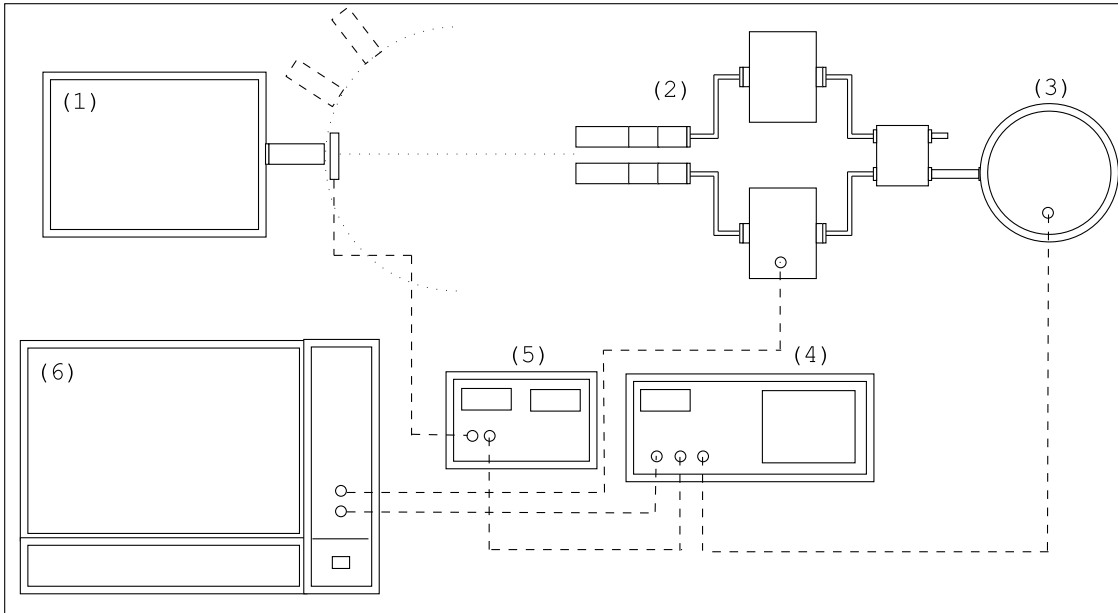


FIGURE 3.2: Montage expérimental pour les mesures bolométriques. (1) Analyseur Vectoriel *ABmm* avec la source polarisée verticalement, (2) l'instrument *DIBO*, (3) cryostat avec un bolomètre 4K, (4) *lock-in amplifier*, (5) hacheur optique, (6) ordinateur.

synchrone (*lock-in amplifier*), comme détecteur. Pour changer la phase ϕ_{path} , l'instrument (sur plateau rotatif) est tourné d'un angle β par rapport à la source fixe (voir figure 3.2). La distance entre les deux cornets est fixée à 20.5 cm et le faisceau gaussien du cornet d'émission a une largeur à 1σ de $\sim 4.2^\circ$ à 90 GHz.

3.4.2 Montage à température ambiante

Nous décrivons, dans cette partie, le banc expérimental mis en place à Milan⁷ pour faire des mesures de puissance large-bandes et à température ambiante. Nous avons utilisé une source à balayage rapide de fréquence "*FARRAN Backward Wave Oscillator*" opérant en mode statique et dynamique. En mode statique, la source émet un signal quasi-monochromatique à une fréquence fixe. En mode dynamique, un balayage rapide (10 ms) en fréquence est effectué de manière répétitive. Les signaux collectés par les cornets, après avoir été déphasés et combinés, sont détectés par un senseur de puissance "*HP W8486A*" placé à la sortie de l'un des deux ports du coupleur hybride (l'autre étant terminé par une charge adaptée). Le senseur "*HP W8486A*" est lu par une détection synchrone "*EGG 5209*" dont la référence externe est fixée par un hacheur optique qui module à 10 Hz le signal émis par le générateur de puissance. Cette fréquence de modulation fixe la fréquence de coupure du filtre passe-bas de la détection synchrone à $f_c \leq 20$ Hz. Cette fréquence donne une constante de temps $\tau \geq 50$ ms correspondant à plusieurs balayage en fréquence de la source; d'où l'imitation d'une source large-bande. L'idée derrière ce montage (voir figure 3.3) est de remplacer un corps noir et une mesure bolométrique par une mesure à température ambiante qui nous affranchit de la cryogénie et accélère donc une première caractérisation en laboratoire d'un tel instrument.

7. Groupe radio de l'Université Bicocca de Milan.

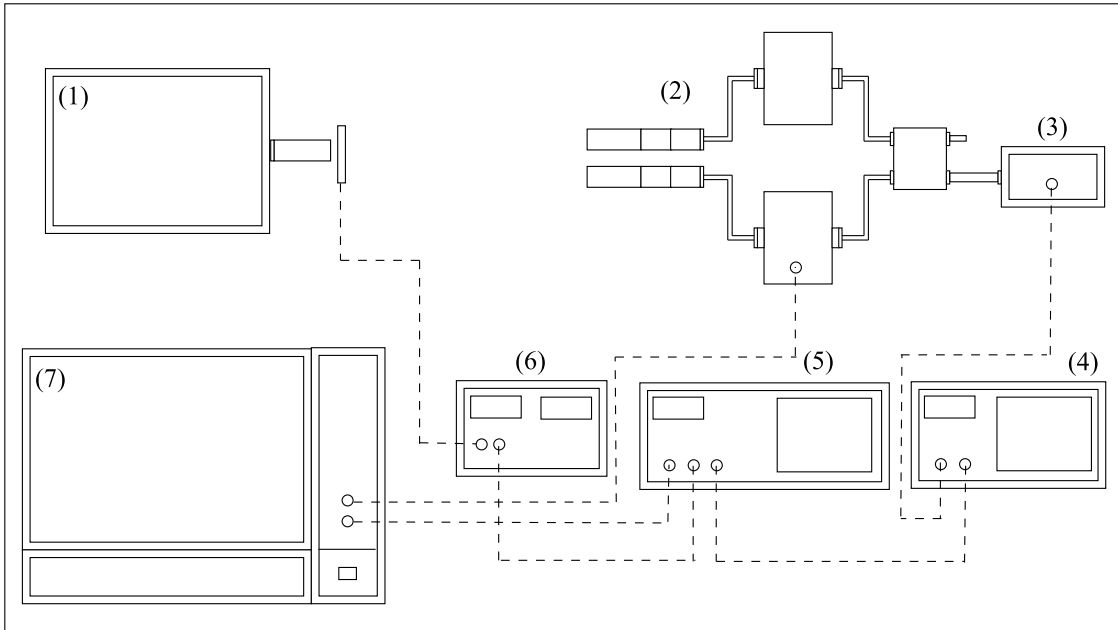


FIGURE 3.3: Banc expérimental pour la caractérisation large-bande de l'interféromètre. (1) Farran BWO-10GHz générateur de puissance. (2) DIBO. (3) HP W8486A senseur de puissance. (4) HP 438A powermetre. (5) EGG 5209 lock-in amplifier. (6) Hachoir optique. (7) Ordinateur pour le contrôle des déphaseurs et l'acquisition de données.

3.5 Résultats

3.5.1 Caractérisation des composants

Avant d'assembler l'instrument, nous avons caractérisé chacun de ses composants avec un analyseur vectoriel. Par la suite, nous avons caractérisé la chaîne en partant des guides d'onde torsadés jusqu'aux ports de sortie du coupleur hybride. Ceci nous a permis de mesurer et de reconstruire la fonction de transfert de l'instrument pour l'étudier à chaque fréquence.

Les composants qui requièrent le plus d'attention sont les déphaseurs. En effet, ces composants commerciaux sont qualifiés pour 90 GHz mais leur comportement s'éloigne du cas idéal au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la fréquence nominale. En effet, des pertes apparaissent et le changement de la phase produit une modulation de l'amplitude du signal (voir figure 3.4). L'objectif est de voir comment ces effets se propagent le long de la chaîne. A 90 GHz, la fréquence nominale, la puissance transmise est plate, le déphasage varie entre 0° et 350° et les valeurs de $|S_{21}|$ oscillent entre 0.81 et 0.83. A 100 GHz, celles-ci sont entre 0.37 et 0.83 et à 80 GHz, elles sont entre 0.75 et 0.87. Le composant est réciproque et $|S_{12}|$ est très proche de $|S_{21}|$.

Nous avons aussi mesuré la réponse vectorielle de toute la chaîne en fonction du déphasage introduit par les déphaseurs et par pas de 1 GHz entre 75 GHz et 110 GHz. En utilisant la caractérisation de l'interféromètre en terme de paramètres S et le formalisme décrit dans la Section 3.3, nous avons pu calculer la fonction de transfert de l'instrument. Ensuite, comme nous le montrons dans la Section 3.5.2.1, nous avons reconstruit la fonction de transfert de puissance de toute la chaîne à partir des équations (3.6) et (3.10). Nous traçons cette quantité, aussi exprimée par l'équation (3.16), dans la figure 3.5 à 80 GHz, 90 GHz et 110 GHz. Nous pouvons voir que la réponse de l'instrument est maximale à 90 GHz, avec une efficacité qui décroît sur les bords de la bande W

(75 GHz – 110 GHz). De plus, l'amplitude de la fonction de transfert de puissance ne dépend pas uniquement de la fréquence mais aussi de la phase. Cet effet est principalement dû aux déphaseurs.

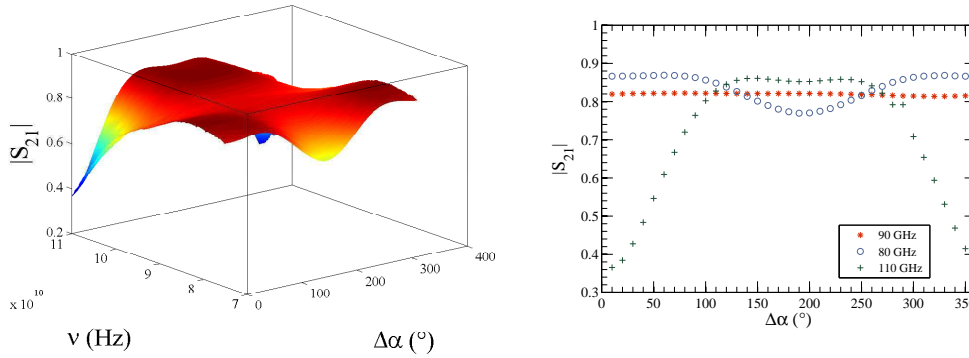


FIGURE 3.4: Variation de $|S_{21}|$ en fonction du déphasage $\Delta\alpha$ et de la fréquence.

3.5.2 Mesures larges-bande

Comme décrit dans la Section 3.4.2, les résultats reportés ici ont été obtenus avec un système qui imite une source large-bande. La figure 3.6, représentant la réponse en puissance du système en unités arbitraire et pour deux bandes de fréquence différentes, montre clairement les franges d'interférence.

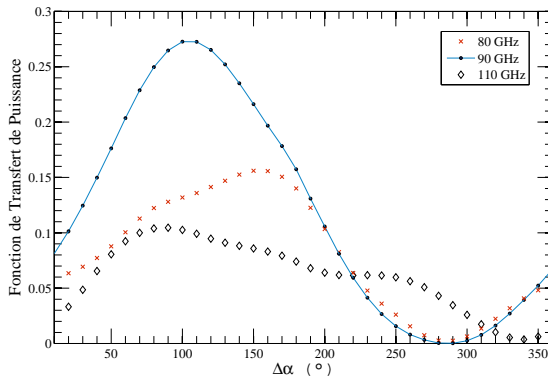


FIGURE 3.5: Puissance normalisée en fonction du déphasage $\Delta\alpha$.

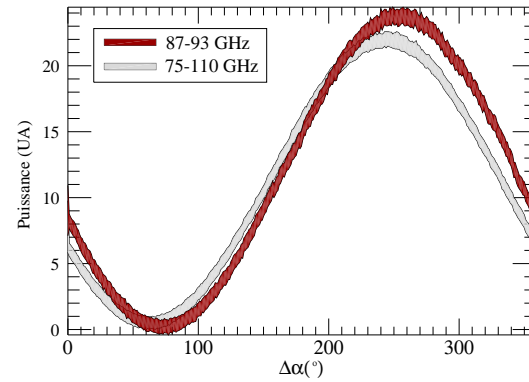


FIGURE 3.6: Puissance mesurée avec le banc à température ambiante dans deux bandes de fréquence : 87–93 GHz et 75–110 GHz.

3.5.2.1 Analyse

Facteur de calibration

Lorsqu'on effectue les mesures dans une bande de fréquence $\Delta\nu$, celles-ci sont affectées par le lissage dû à la largeur de bande (*smearing*). Cette effet altère les franges d'interférence et compresse leur dynamique. Afin de vérifier les mesures de puissance et dissocier l'effet du lissage des effets systématiques, nous avons développé une stratégie qui consiste à comparer les mesures vectorielles avec les mesures de puissance.

Pour commencer, à partir des équations (3.6), (3.9) et (3.11), nous reconstruisons la fonction de transfert de puissance pour chaque fréquence ν et pour chaque valeur de déphasage $\Delta\alpha$:

$$T_{p\nu}^S(\Delta\alpha) = [\chi_{ai,bj}(\Delta\alpha) + \chi_{bi,aj}(\Delta\alpha)][\chi_{ai,bj}(\Delta\alpha) + \chi_{bi,aj}(\Delta\alpha)]^* \quad (3.13)$$

où l'exposant S signifie paramètres S et l'indice p signifie puissance. Cette fonction de transfert exprime la fraction de puissance qui arrive au détecteur pour chaque fréquence. Aussi pouvons-nous la construire pour toutes les fréquences (dans la bande W) grâce aux mesures vectorielles et, en second lieu, construire la fonction de transfert de puissance correspondant à une bande de fréquence donnée $\Delta\nu$.

Lorsque l'interféromètre est éclairé par une source à 90 GHz (BWO), la partie corrélée de la puissance détectée entretient un lien de proportionnalité avec T_{p90}^S (fonction de transfert de puissance à 90 GHz obtenue grâce aux mesures vectorielles) :

$$P_{90}(\Delta\alpha) = P_{inc}T_{p90}^S(\Delta\alpha) \quad (3.14)$$

A partir de cette dernière relation, nous sommes en mesure d'extraire P_{inc} la fraction de la puissance émise par le BWO à une certaine fréquence et collectée par l'instrument. La puissance émise ayant été contrôlée pour être constante sur toute la bande W, le facteur P_{inc} sera utilisé dans la suite comme facteur de calibration pour toutes les mesures de puissance. Pour une bande de fréquence $\Delta\nu$, nous intégrerons simplement tous les termes de gauche de l'équation (3.14) pour obtenir $P_{\Delta\nu}(\Delta\alpha)$. Ceci nous permet alors d'extraire une fonction de transfert large-bande correspondant à :

$$T_{p\Delta\nu} = \frac{P_{\Delta\nu}(\Delta\alpha)}{P_{inc}}. \quad (3.15)$$

Notons que, pour comparer les fonctions de transfert large-bandes extraites des mesures vectorielles et celles extraites des mesures de puissance, il faudra déduire une fonction de transfert synthétique (pour les mesures vectorielles) comprenant une normalisation qui dépend de la bande de fréquence considérée.

Fonction de transfert de puissance synthétique

Soit T_m la réponse monochromatique d'un interféromètre idéal⁸ à une ligne de base. La fraction modulée de la puissance en sortie d'un tel instrument dans une largeur de bande $\Delta\nu$ est :

$$\frac{\langle T_m \rangle_{\Delta\nu} - K_0}{K_0} = \pm \sin\left(\frac{\pi\delta}{c}(\nu_1 + \nu_2) + \Delta\alpha\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi\delta}{c}\Delta\nu\right) \quad (3.16)$$

avec ν_1 et ν_2 les limites l'intervalle de fréquence $\Delta\nu$, c la vitesse de la lumière, $\delta = \mathbf{D} \cdot \mathbf{s}$ la différence de chemin optique (zéro dans le cas idéal), $\Delta\nu$ la bande de fréquence, $\langle T_m \rangle_{\Delta\nu}$ la moyenne numérique de T_m dans la bande de fréquence $\Delta\nu$ et K_0 une constante de normalisation. A partir de l'équation (3.16), nous pouvons extraire le facteur K_0 afin de normaliser l'intégration numérique de $T_{p\nu}^S$:

$$T_{p\Delta\nu}^S = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} T_{p\nu}^S d\nu}{K_0}. \quad (3.17)$$

Les résultats du calcul de $T_{p\Delta\nu}$ (lignes continues) et $T_{p\Delta\nu}^S$ (lignes pointillées) sont reportés sur la figure 3.7 pour des bandes de fréquence de 6 GHz et 35 GHz autour de 90 GHz.

8. Ici idéal signifie $T_m = 1 - 2 \sin\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} + \Delta\alpha\right)$.

γ	Mesures de puissance	Intégration des mesures vectorielles
Largeur de bande 6 GHz	0.99 ± 0.04	0.98
Bande W	0.96 ± 0.04	0.94

TABLE 3.2: Amplitude du degré de cohérence calculée pour les mesures de puissance et pour les mesures vectorielles intégrées.

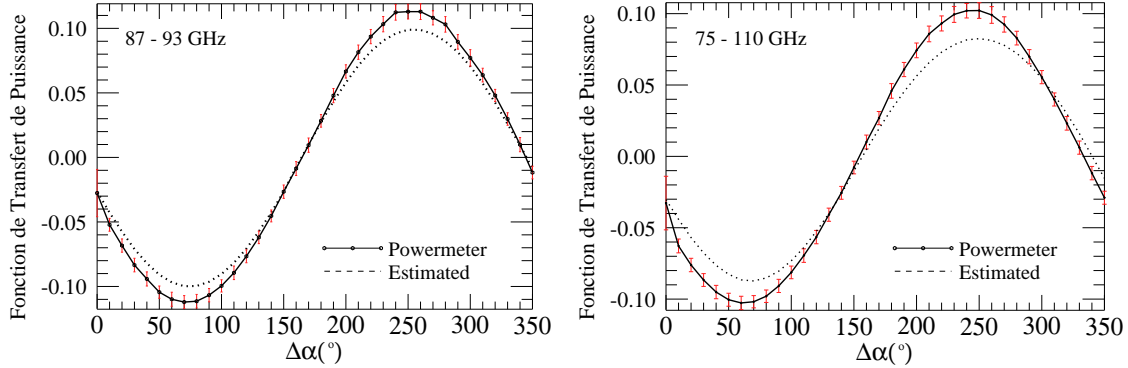


FIGURE 3.7: Comparaison entre la fonction de transfert de puissance obtenue à partir du senseur de puissance (ligne continue) et estimée à partir des mesures vectorielles.

Afin de le vérifier l'effet de compression d'amplitude dû à la bande de fréquence (effet de lissage ou *smearing*), nous calculons la visibilité des franges d'interférences. Celle-ci est une quantité adimensionnelle qui donne le degré de cohérence :

$$\vartheta = \frac{\sqrt{P_x P_y}}{P_x + P_y} \gamma \quad (3.18)$$

Si la transmission des deux canaux est la même (les composants des deux canaux du démonstrateur avant le coupleur hybride sont identiques), alors la visibilité se résume au degré de cohérence γ . Celui-ci peut être exprimé par :

$$\gamma = \frac{\max(T) - \min(T)}{\max(T) + \min(T)} \quad (3.19)$$

D'après le tableau 3.2, les valeurs de γ sont comparables pour les mesures de puissance et les mesures vectorielles. L'effet de lissage est notable dans les mesures vectorielles. Cependant, celui-ci ne peut pas être constaté dans les mesures de puissance à cause de la précision de cette même mesure.

Effets systématiques

Certains effets observés lors de la caractérisation vectorielle comme la modulation d'amplitude des déphaseurs disparaissent lors des mesures de puissances. Ceci est dû à l'effet combiné de l'intégration fréquentielle et de la faible réponse de l'instrument loin de 90 GHz, là où les effets de distorsion d'amplitude sont les plus importants. D'autres effets qui peuvent intervenir sont l'asymétrie dans la différence de chemin optique ($\delta \neq 0$) et la dépendance en fréquence du déphasage $\Delta\alpha$. Finalement, les fluctuations dans P_{inc} peuvent affecter la reconstruction de $T_{p\Delta\nu}$. Pour une meilleure reconstruction, il sera alors nécessaire d'avoir une caractérisation plus précise de P_{inc} .

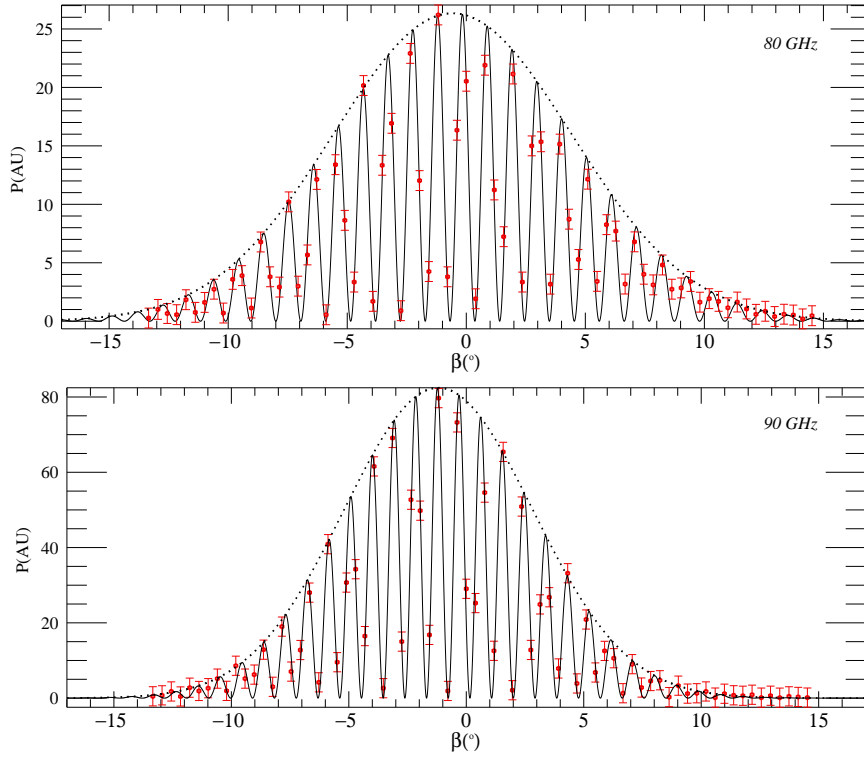


FIGURE 3.8: Puissance mesurée (points rouges) en fonction de la rotation de la source à 80 GHz et 90 GHz et ajustement des franges d'interférence et de la forme du faisceau d'après l'équation (3.20).

3.5.3 Réponse angulaire (4K)

Dans ce qui suit et afin de mesurer la réponse angulaire de l'instrument, nous avons utilisé le montage de la figure 3.2. L'instrument est monté sur un plateau rotatif afin de faire varier l'angle β entre la direction de la source et les cornets de l'interféromètre. Pour faire varier ϕ_{path} , nous varions β tout en fixant $\Delta\alpha$. Deux types de mesures peuvent être considérés : Dans un premier temps, nous effectuons un balayage en fréquence pour chaque position β . Dans un deuxième temps, nous fixons la fréquence et faisons un balayage en β .

Balayage en angle β

A partir de l'équation (3.7), nous pouvons calculer la puissance à la sortie du coupleur hybride comme une fonction des paramètres du montage :

$$P(\beta) = UB \{1 + \sin[2\pi f \sin(\beta - \beta_0) + \theta]\} \quad (3.20)$$

où $f = \frac{D}{\lambda}$, D étant la distance entre les cornets et β_0 étant une correction d'angle (*offset*). θ est un facteur qui inclut le déphasage $\Delta\alpha$ (fixe) introduit par les déphaseurs et d'autres effets dépendant de la fréquence. Ces effets peuvent être dus à un mauvais alignement des cornets, une différence de la longueur électrique des deux canaux de l'interféromètre et un comportement non idéal du coupleur hybride et des déphaseurs. U est le paramètre de Stokes de la source (considérée comme ponctuelle). Dans le cas d'un profil gaussien du faisceau, nous avons : $B(\beta) = \exp\left(\frac{-(\beta - \beta_0)}{2\sigma^2}\right)$.

ν	80 GHz	90GHz
U (mV)	13.2 ± 0.2	41.2 ± 0.6
β_0°	-0.58 ± 0.08	-1.18 ± 0.07
σ°	5.01 ± 0.08	4.02 ± 0.07
f	54.97 ± 0.05	62.1 ± 0.07
θ°	305 ± 27	107 ± 26

TABLE 3.3: Résultats de l’ajustement des paramètres de l’équation (3.20) avec $\chi^2/dof = 1.75$ pour 90 GHz et $\chi^2/dof = 1.99$ pour 80 GHz.

La figure 3.8 représente la puissance mesurée en fonction de l’angle β à 80 GHz et 90 GHz. Sur la même figure et en gris sont tracés les ajustements de l’équation (3.20) aux mesures et en noir la puissance calculée du faisceau d’émission. Les valeurs des paramètres d’ajustement sont montrés dans le tableau 3.3. La fréquence des franges f attendue est 54.7 ± 0.5 à 80 GHz et 61.5 ± 0.6 à 90 GHz. Nous pouvons voir dans le tableau 3.3 que les valeurs attendues de f et σ ($\sim 4.2^\circ$ à 90 GHz) sont proches des valeurs retrouvées à partir des paramètres d’ajustement. La figure 3.8 montre alors les motifs d’interférences de DIBO enveloppés par le faisceau du cornet d’émission.

Balayage en fréquence ν

Soit $P_x = \frac{1}{2Z_w} E_x^2$ (respectivement $P_y = \frac{1}{2Z_w} E_y^2$)⁹ la puissance incidente dans le canal 1 du coupleur hybride (respectivement dans le canal 2). La puissance à la sortie du coupleur hybride peut alors être exprimée par :

$$P(\Delta\alpha, \phi_{path}, \nu) = \frac{1}{2Z_w} (E_x^2 + E_y^2 + |E_x||E_y| \sin(\nu\phi_{path}(\beta) + \Delta\alpha)) \quad (3.21)$$

avec $\phi_{path} = 2\pi \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right) \frac{D}{c}$. Nous pouvons alors déduire le terme d’interférence Int par :

$$Int(\Delta\alpha, \phi_{path}, \nu) = \frac{P(\Delta\alpha, \phi_{path}, \nu) - P_x - P_y}{\sqrt{P_x P_y}} = \sin(\nu\phi_{path} + \Delta\alpha) \quad (3.22)$$

En mesurant la puissance incidente de chaque cornet et en utilisant l’équation (3.21), nous pouvons extraire le terme d’interférence Int en fonction de β et ν . D’autre part, nous avons caractérisé le déphasage $\Delta\alpha$ qu’introduisent les déphaseurs à l’aide d’un analyseur vectoriel (voir section 3.5.1). Nous avons ainsi pu calculer le terme Int en fonction de l’angle β et de la fréquence ν . La figure 3.9 compare la mesure et le calcul de Int pour différents β . Bien que l’équivalence ne soit pas parfaite, nous retrouvons une correspondance de forme entre la mesure et le calcul. La différence est due à l’imprécision de la mesure de l’angle β et au couplage optique.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la caractérisation en laboratoire d’un interféromètre additif millimétrique. Nous avons déduit une méthode permettant de reconstruire le comportement en puissance de l’instrument à partir de mesures vectorielles. Un banc de test a aussi été proposé pour remplacer un banc cryogénique large bande (un bolomètre et un corps noir). Cependant, pour observer un signal astrophysique, il est nécessaire de construire un instrument complet avec des

9. voir équation (3.6).

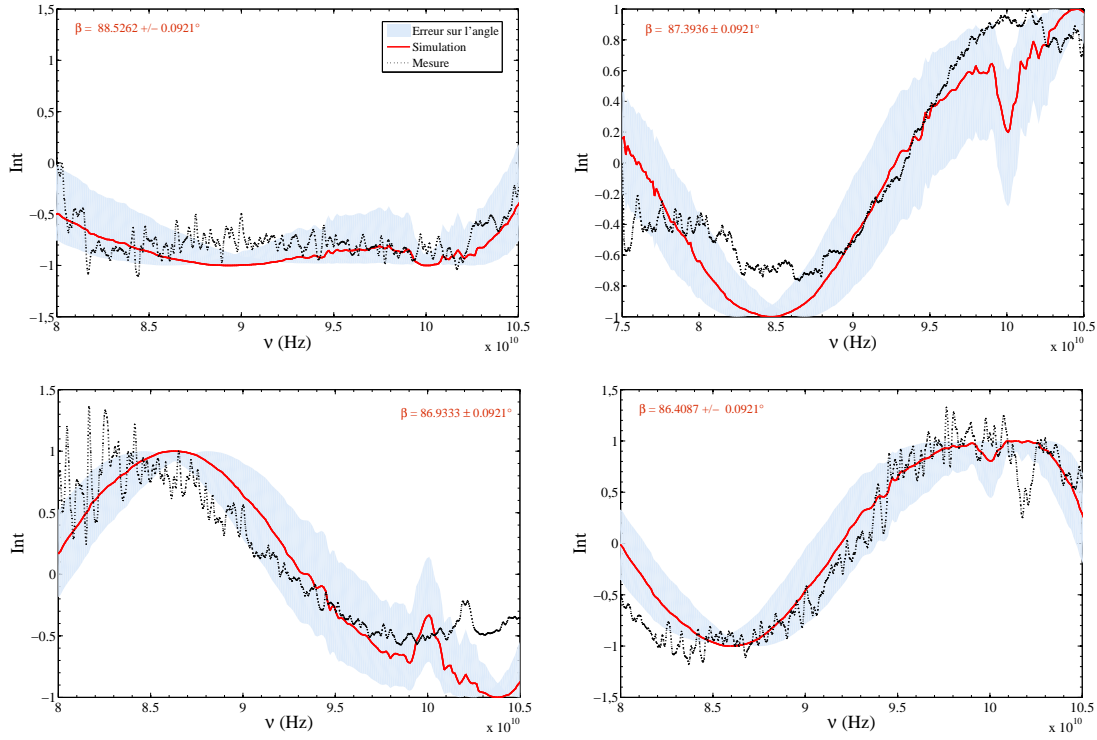


FIGURE 3.9: Simulation et mesure du terme d'interférence Int en fonction de la fréquence ν et pour différents angles β .

composants développés pour ses besoins spécifiques. Cet instrument, pour le fond diffus cosmologique, est développé dans le cadre de l'expérience QUBIC et sera décrit en détail dans le prochain chapitre. Aussi est-il nécessaire d'accorder une attention particulière aux différents composants. La partie III y est consacrée.

CHAPITRE 4

Q AND U BOLOMETRIC INTERFEROMETER FOR COSMOLOGY

Sommaire

4.1	Historique	61
4.1.1	L'expérience MBI (2002)	61
4.1.2	L'expérience BRAIN (2005)	61
4.2	QUBIC aujourd'hui	62
4.2.1	Conception	62
4.2.2	Composants	63
4.3	Conclusion	65

4.1 Historique

4.1.1 L'expérience MBI (2002)

De la volonté de concilier interférométrie et détection incohérente est née l'expérience MBI (Microwave Background Interferometer) [26]. Il s'agit de quatre cornets regardant le ciel, suivis de quatre guides d'onde rectangulaires (sélection d'une polarisation linéaire), de quatre modulateurs de phase (FRM¹) et de quatre cornets qui ré-émettent vers un combineur de puissance de type Fizeau. Le plan focal est constitué de seize bolomètres de type Spiderweb [29] refroidis à 340 mK.

La collaboration MBI

Brown University, University of California San Diego, University of Richmond, University of Illinois, LLNL, University of Wisconsin-Madison, N. U. Ireland Maynooth.

4.1.2 L'expérience BRAIN (2005)

BRAIN [30, 31] (B-mode RAdiation INterferometer) est un projet d'interféromètre bolométrique créé en 2003 pour la détection des modes B de polarisation du fond diffus cosmologique.

Afin de valider le système cryogénique et tester les propriétés de l'atmosphère du site choisi, l'instrument BRAIN *Pathfinder* [32] a été fabriqué. Deux télescopes de 30 cm de diamètre regardent le ciel à 143 GHz. Les détecteurs sont des bolomètres de type Spiderweb, avec des thermistors Germanium NTD (Neutron Transmutation Doped) et Niobium Silicium (NbSi) refroidis à 300 mK par un système à dilution d'hélium (He³ et He⁴). L'isolation thermique de l'étage à 300 mK (détecteurs) est assurée par un étage à 30 K suivi d'un étage à 2 K. Une lame quart d'onde (*Quarter wave plate*) placée devant la fenêtre du cryostat module le rayonnement polarisé incident. Installée à Dôme Charlie, en Antarctique, l'expérience s'est poursuivie pendant les étés austraux 2005, 2007 pour valider le système d'acquisition et mettre en place la logistique nécessaire.

1. Faraday rotator modulators - Brian Keating UCSD.

La collaboration BRAIN

AstroParticule et Cosmologie (Paris, France), Centre des Études Spatiales de Rayonnement (Toulouse, France), CSNSM (Orsay, France), Institut d’Astrophysique Spatiale (Orsay, France), Università di Roma La Sapienza (Rome, Italie), Università di Milano Bicocca (Milan, Italie), University of Manchester (UK), University of Wales in Cardiff (UK).

4.2 QUBIC aujourd’hui

Afin de faire face aux différents défis technologiques et conceptuels pour construire un interféromètre bolométrique capable de détecter la signature des ondes gravitationnelles primordiales dans le CMB. Les collaborations BRAIN et MBI ont décidé de réunir leurs efforts (voir tableau 4.1) dans la cadre d’une expérience commune :QUBIC [33].

Institution	Pays	Rôle
APC	France	Simulations et analyse des données- électronique de lecture - composants micro-ondes - tests du site
CESR	France	Électronique de lecture
CSNSM	France	Détecteurs
IAS	France	Détecteurs
Università di Roma La Sapienza	Italie	Cryogénie - tests du site
Università di Milano Bicocca	Italie	Optique - monitoring - acquisition
University of Manchester	UK	Composants micro-ondes
NUI Maynooth	Ireland	Optique
Brown University, Providence	USA	Calibration - cryogénie
University of Wisconsin, Madison	USA	Système de pointage
University of Richmond, Richmond	USA	Simulations et analyse des données
IUCAA, Pune	Inde	Simulations et analyse des données

TABLE 4.1: La collaboration QUBIC

4.2.1 Conception

L’objectif affiché de QUBIC est d’atteindre un rapport tenseur sur scalaire $r = 0.01$ (voir chapitre 1). Ce rapport contribue à définir les caractéristiques générales de l’expérience. La résolution angulaire (minimale) correspondant au plus bas multipôle ℓ_{min} accessible par l’instrument dépend de la séparation entre deux cornets adjacents. Pour des cornets de 18 mm de diamètre et de 1 mm d’épaisseur, nous avons $\ell_{min} = 30$. La résolution angulaire maximale dépend, elle, de la plus grande ligne de base et donc du nombre de détecteurs. Elle influence alors le rapport signal sur bruit. D’après la figure 4.1 et pour une fraction de puissance reçue $f = 95\%$, si nous avons $n_s = 2$ détecteur par frange d’interférence, alors $\ell_{max} = 125$ permet d’atteindre un rapport signal sur bruit supérieur à 1.5 pour un an d’observation avec 400 bolomètres. Il est évidemment souhaitable d’avoir une redondance de détecteurs par frange. Si l’on garde $f = 95\%$ avec $n_s = 3$, alors nous aurons besoin de 1849 détecteurs. En réduisant f à 87%, il est possible de ramener le nombre de détecteurs requis à 900.

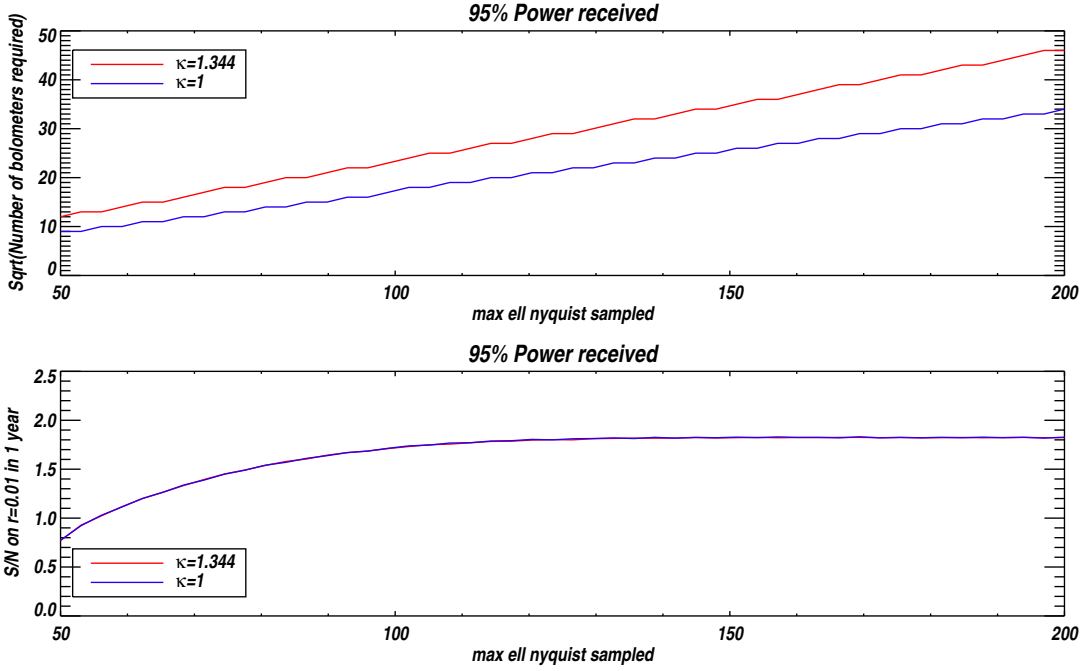


FIGURE 4.1: ℓ_{max} en fonction du rapport signal sur bruit et du nombre de bolomètres requis d’après [5], κ est le rapport entre les diamètres physique et effectif des cornets ($\kappa = 1.344$ est un cas réaliste).

La largeur de bande est aussi un point critique. En effet, pour un interféromètre, elle induit une perte de cohérence, déformant ainsi les franges d’interférence. La sensibilité dépend alors de la capacité à récupérer les paramètres de Stockes. Il apparaît que ceci est rendu possible par l’utilisation d’une modulation de phase appropriée [28]. Nous pouvons voir sur la figure 4.2 que r conditionne la largeur de bande de manière dépendante de la largeur à mi-hauteur du faisceau des cornets (FWHM). Il est normal d’essayer de gagner de la puissance car ceci correspond à un gain direct de signal sur bruit. Le choix $\Delta\nu/\nu = 0.25$ et $\text{FWHM} = 14^\circ$ nous paraît être le meilleur compromis. Ce choix est d’autant plus intéressant que nous disposons, dans la collaboration QUBIC, de cornets centrés sur 90 GHz et fonctionnant entre 82 GHz et 107 GHz avec une largeur de faisceau à mi-hauteur de 14° . Si nous limitons la fenêtre du cryostat à 40 cm, nous pouvons alors placer 144 cornets d’entrée. Finalement, le temps d’observation nécessaire est donné par la figure 4.3. Selon cette même figure, 1 an d’observation avec six modules de 144 cornets ($\text{FWHM} = 14^\circ$) suffirait à atteindre un rapport tenseur sur scalaire $r = 0.01$.

4.2.2 Composants

Étant un interféromètre bolométrique, QUBIC obéit au schéma général de la figure 2.2. Pour chaque module, nous sommes donc en face de la nécessité d’avoir des matrices de cornets, de filtres, de diplexeurs de polarisation (OMT), de modulateurs de phase et un combinateur de puissance avant la matrice de détecteurs. Le schéma de l’intégration d’un module est montré sur la figure 4.4. D’après [34], fixer $r = 0.01$ implique un niveau de contrôle de -20 dB pour les lobes de cornets, -40 dB pour la polarisation croisée (filtres et OMT) et une erreur sur la déphasage de 10^{-4} rad.

Pour le premier module, plusieurs technologies ont été choisies. Les filtres, placés avant les cornets, sont faits de surfaces à fréquences sélectives. Leur principe de fonctionnement est décrit

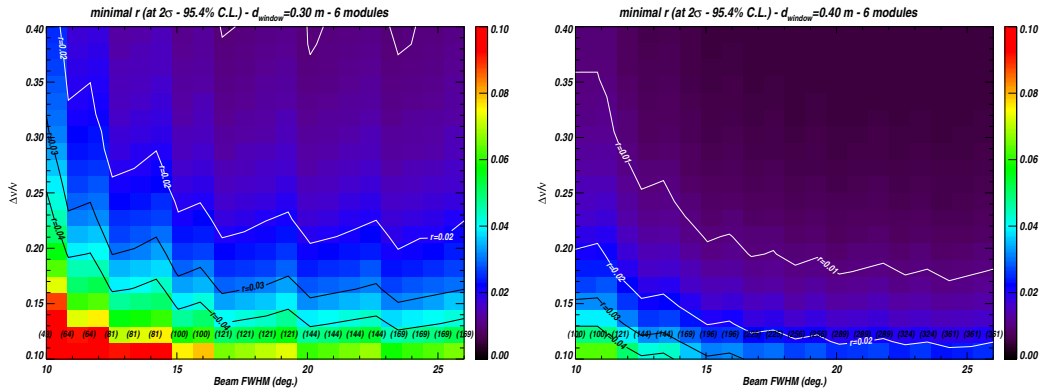


FIGURE 4.2: Rapport tenseur sur scalaire r en fonction de la largeur de bande et du FWHM des cornets pour des tailles de fenêtre de cryostat différentes d'après [5].

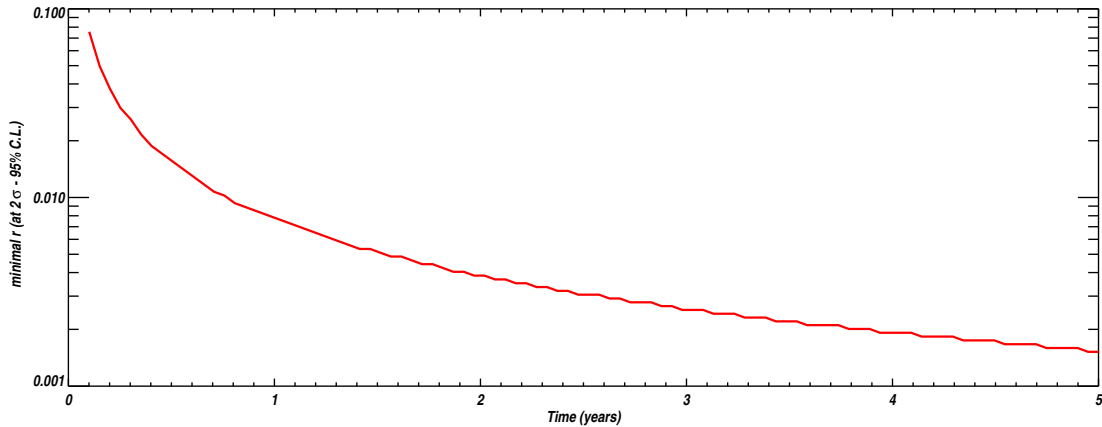


FIGURE 4.3: Rapport tenseur sur scalaire en fonction du temps d'observation avec 6 modules de 144 cornets de FWHM = 14°.

dans le chapitre 6. Les cornets qui seront utilisés montrent des lobes secondaires à un niveau de -50 dB [35]. Les diplexeurs de polarisation seront faits en guide d'onde et montrent une polarisation croisée de -45 dB [36]. La modulation de phase sera fréquentielle² et s'appuiera sur des déphaseurs guides d'onde [10]. En ce qui concerne le combinatoire de puissance, il sera quasi-optique et utilisera des miroirs ou des lentilles. La technologie des détecteurs n'est pas encore fixée. Ceux-ci peuvent être des bolomètres supra-conducteurs [37] ou des détecteurs à inductance cinétique [38]. La lecture des matrices de bolomètres pourra être à SQUID et utiliser un multiplexage temporel froid (2 K) en technologie Silicium Germanium [39]. Il est important de signaler que plusieurs groupes de travail thématiques dans la collaboration (cryogénie, détecteurs, déphaseurs, optique, analyse des données) continuent à oeuvrer pour l'amélioration des solutions instrumentales proposées. La mise en fonctionnement du premier module est prévue pour 2011.

2. Voir chapitre 8 pour une revue des différents types de modulation.

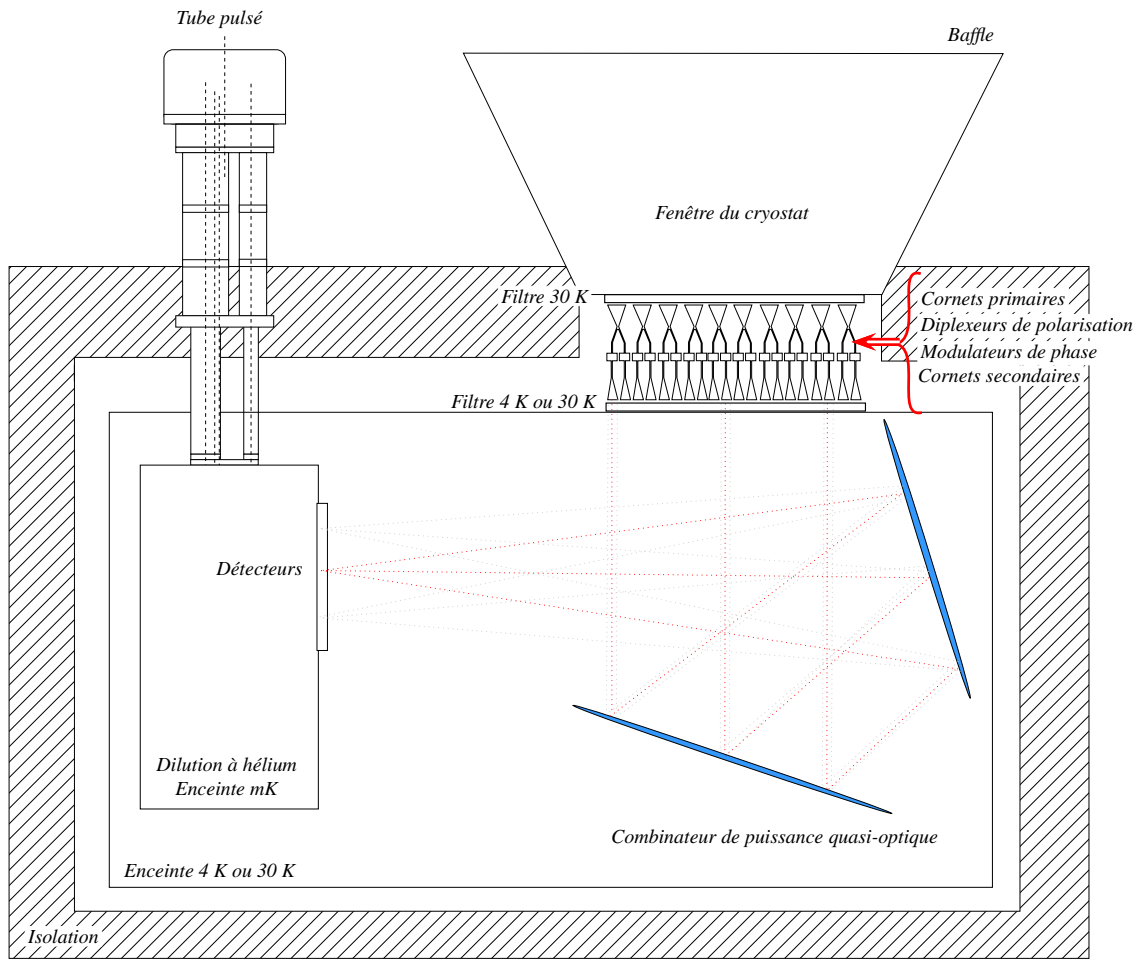


FIGURE 4.4: Schéma d'un module de QUBIC avec un combinateur de puissance quasi-optique.

4.3 Conclusion

QUBIC est un projet qui prend forme en faisant face à des contraintes technologiques importantes. En reliant différentes compétences et savoir-faires dans une collaboration internationale, il est devenu possible de relever un tel défis. Dans la suite de ce manuscrit, nous explorons des solutions instrumentales alternatives originales. Celles-ci permettent de répondre aux spécifications fixées par notre instrument, et même, de les dépasser.

Troisième partie

COMPOSANTS MILLIMETRIQUES

-
- 5 Lignes de Transmission
 - 6 Filtres
 - 7 Diplexeur de Polarisation Planaire
 - 8 Modulateurs de phase
-

Lignes de Transmission

Technologie Planaire Supra-conductrice

Sommaire

5.1	Introduction	69
5.2	Généralités	69
5.3	Les Supra-conducteurs	70
5.4	Lignes Planaires	73
5.4.1	Lignes micro-rubans	74
5.4.2	Lignes coplanaires	75
5.5	Prise en compte de l'effet supra-conducteur dans un logiciel à éléments finis . .	77
5.6	Conclusion	77

5.1 Introduction

“Est appelée ligne de transmission tout composant qui guide l’onde électromagnétique et dont la longueur est supérieure à la longueur de l’onde”.

Tout composant qui guide l’onde électromagnétique et dont la longueur est supérieure à la longueur d’onde est appelé ligne de transmission. Il constitue un élément nécessaire pour les architectures de détection car il conduit le signal de l’antenne au détecteur. En pratique, le choix de la technologie et de la géométrie de la structure guidée est motivé par la bande de fréquence, la puissance à transmettre et les pertes tolérées. En technologie planaire, plusieurs types de ligne de transmission existent. Dans ce chapitre, nous introduisons les différents types de lignes ainsi que la théorie associée. Nous exposons aussi une analyse qui permettra de prendre en compte l’effet supra-conducteur dans cette dernière théorie.

5.2 Généralités

Soit une onde se propageant dans la direction z d’une structure guidée donnée. Les champs électriques et magnétiques ont la forme suivante :

$$\mathbf{E}(x, y, z; t) = \mathbf{E}(x, y) \exp(j\omega t - j\beta z) \quad (5.1)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z; t) = \mathbf{H}(x, y) \exp(j\omega t - j\beta z) \quad (5.2)$$

où β est la constante de propagation et $\omega = 2\pi\nu$, ν étant la fréquence.

En décomposant les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} en composantes transverses (suivant l’axe z) et orthogonales (plan (x, y)), il est possible de dissocier le type de propagation suivant les conditions aux limites appliquées aux composantes E_z et H_z :

- TEM (Transverse Electrique Magnétique) : $E_z = 0, H_z = 0$.
- TE (Transverse Electrique) : $E_z = 0$.

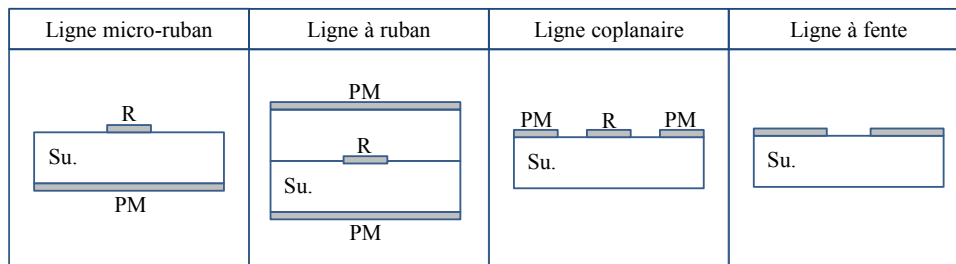


FIGURE 5.1: Différents types de lignes de transmissions planaires.

– TM (Transverse Magnétique) : $H_z = 0$.

Les équations de Maxwell permettent de décrire parfaitement le comportement électromagnétique des structures. Les conditions aux limites permettent de résoudre ces équations. Les solutions existent pour des valeurs discrètes appelées valeurs propres qui dépendent des paramètres géométriques. Chaque solution correspond à une distribution spatiale unique du potentiel ou du champ et est appelée mode de propagation. On note souvent ces modes TE_{mn}/TM_{mn} , m et n étant les nombres de modes donnant les différentes solutions. A chaque mode de propagation, correspond une fréquence de coupure ν_c en dessous de laquelle l'onde ne se propage pas. De cette façon, il est possible de concevoir des structures mono-modes. Par exemple, en dessous de 110 GHz, le mode dominant dans un guide d'onde rectangulaire WR10¹ est TE_{10} . Les autres modes sont dits dégénérés, c'est à dire qu'ils subissent une atténuation exponentielle suivant la direction de propagation et finissent par être arrêtés.

Lorsque des antennes cornets adaptent l'impédance de l'air pour extraire le signal du ciel, l'utilisation de guides d'onde est inévitable. Cependant, il peut être avantageux d'utiliser, par la suite, des lignes de transmission mono-modes pour lesquelles $\nu_c = 0$. Ceci est vérifié pour le mode de propagation TEM [14]. Les lignes planaires (voir figure 5.1) offrent cet avantage². De plus, elles permettent une réelle miniaturisation des composants. Cette miniaturisation est très utile dans le cas des matrices d'antennes et de détecteurs qui est précisément le cas de l'architecture étudiée ici. Un autre avantage est la possibilité d'utiliser des supra-conducteurs pour réduire les pertes ohmiques.

Comme le montre la figure 5.2, le Niobium supra-conducteur donne les meilleures performances aux fréquences millimétriques car la fréquence d'opération est bien en dessous de la fréquence du *gap* ν_{gap} ³. C'est pourquoi nous utiliserons cette alliage pour la conception des différents composants et lignes planaires.

5.3 Les Supra-conducteurs

En dessous d'une température critique T_c , la résistivité de certains matériaux chute de façon brutale. Leur conductivité devient alors très grande (∞ à $T = 0$ K) : on parle de supra-conducteurs. La supraconductivité a suscité un vif intérêt depuis sa découverte en 1913 et a donné suite à un grand nombre de publications et d'études.

1. Guide d'onde rectangulaire de dimensions 2.54 mm \times 1.27 mm.

2. à l'exception des lignes à fentes (*slot line*) pour lesquelles le mode de propagation est TE.

3. ν_{gap} correspond à l'énergie nécessaire pour passer de l'état supra-conducteur à l'état normal en brisant les paires de Cooper. Elle a été introduite, pour la première fois, par la théorie BCS (1957; J. Bardeen, L. Cooper et J. Schrieffer).

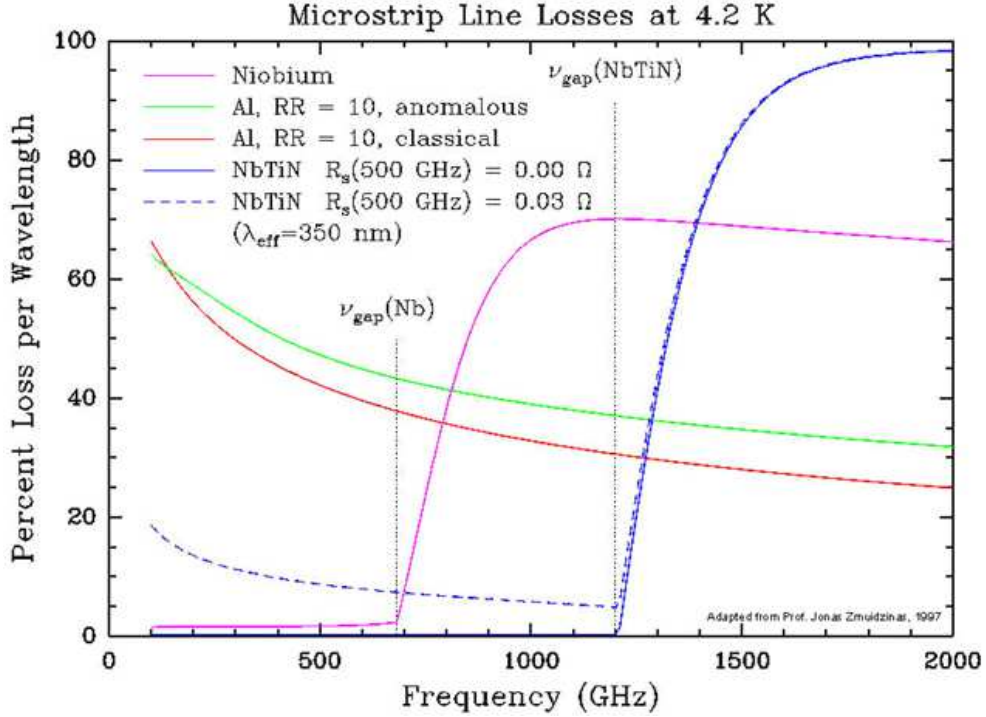


FIGURE 5.2: Pertes par unité de longueur de lignes micro-ruban pour différents matériaux d'après [6].

Équation de London

Il est connu depuis 1933 avec W. Meissner et R. Orchsenfield que les supra-conducteurs repoussent le champ magnétique. Cette exclusion du champ magnétique ne peut pas être expliquée par la considération de la loi d'Ohm dans le contexte de l'électrodynamique classique. En 1935, F. London propose une équation qui relie la densité de supercourant \mathbf{J}_s au champ magnétique :

$$\nabla \times \mathbf{J}_s = \frac{-n_s e^2}{m_e} \mathbf{B} \quad (5.3)$$

où n_s est la densité de super-électrons, e la charge de l'électron, m_e la masse de l'électron et \mathbf{B} le champ magnétique. Combinée à l'équation (5.3), l'équation de Maxwell $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_s$ donne :

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{\mu_0 n_s e^2}{m_e} \mathbf{B} = \mathbf{0}. \quad (5.4)$$

Pour une géométrie simple et pour un champ magnétique parallèle à la surface⁴, l'équation (5.4) s'écrit :

$$\frac{d^2 B_y}{dx^2} - \frac{B_y}{\lambda_L^2} = 0 \quad (5.5)$$

avec $\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e^2}}$ la profondeur de pénétration London.

La solution de l'équation (5.5) est :

$$B_y(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda_L}}. \quad (5.6)$$

4. Nous considérons que le plan (x,y) correspond à la surface du supraconducteur.

On voit dans l'équation (5.6) que le champ magnétique pénètre dans le matériau avec une atténuation exponentielle.

D'après le modèle à deux fluides [40], les densités de charge dans l'état normal n_n et supra-conducteur n_s dépendent de la température :

$$n_s(T) = n_0 \begin{cases} 0 & \text{pour } T \geq T_c \\ 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^\gamma & \text{pour } T \leq T_c \end{cases} \quad (5.7)$$

$$n_n(T) = n_0 \begin{cases} 1 & \text{pour } T \geq T_c \\ \left(\frac{T}{T_c}\right)^\gamma & \text{pour } T \leq T_c \end{cases} \quad (5.8)$$

où n_0 est la densité totale d'électrons, γ est un exposant expérimentalement fixé à 4 pour les supra-conducteurs conventionnels comme le Plomb ou le Niobium et T_c la température critique au dessus de laquelle le matériau devient normal. La profondeur de pénétration London devient alors :

$$\lambda_L = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (5.9)$$

où $\lambda_0 = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 e^2}}$ est la profondeur de pénétration pour $T \rightarrow 0$.

Il faut attendre 1957 et la théorie BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer) pour avoir une explication microscopique de l'équation de London. Suivant cette théorie, le supercourant est transporté par des paires d'électrons (paires de Cooper). L'expression de la profondeur de pénétration λ_L reste inchangée si on remplace $n_c \rightarrow n_s/2$; $e \rightarrow 2e$; $m_c \rightarrow 2m_e$.

La supraconductivité et les micro-ondes

Les supra-conducteurs ne souffrent pas de dissipation d'énergie dans le cas d'applications à courant continu. Ce n'est pas le cas pour le courant alternatif et, plus particulièrement, pour les micro-ondes. La raison est que, à hautes fréquences, le champ magnétique pénètre la surface du matériau et induit des oscillations des électrons qui ne sont pas liés aux paires de Cooper. La dissipation de puissance causée est caractérisée par une résistance de surface. Afin de comprendre ce phénomène, considérons le modèle à deux fluides où le superfluide correspond aux paires de Cooper et le fluide normal aux électrons non couplés. Le courant normal obéit à la loi d'Ohm :

$$\mathbf{J}_n = \sigma_n \mathbf{E}_0 \exp(j\omega t) \quad (5.10)$$

où \mathbf{J}_n est la densité de courant normal, σ_n est la conductivité du matériau dans l'état normal, \mathbf{E}_0 le champ électrique, t le temps et $\omega = 2\pi\nu$, ν étant la fréquence. Quand aux paires de Cooper, ils reçoivent une accélération exprimée dans [41] par :

$$m_e \dot{\mathbf{v}}_c = -2e \mathbf{E}_0 \exp(j\omega t). \quad (5.11)$$

Pour une densité de paires de Cooper se déplaçant à la vitesse \mathbf{v}_c , nous avons une densité de supercourant :

$$\mathbf{J}_s = n_c e \mathbf{v}_c, \quad (5.12)$$

ce qui fait, d'après l'équation (5.11),

$$\mathbf{J}_s = j \frac{2n_c e^2}{m_e \omega} \mathbf{E}_0 \exp(j\omega t). \quad (5.13)$$

En écrivant la densité de courant totale

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_s = \sigma \mathbf{E}_0 \exp(j\omega t), \quad (5.14)$$

nous obtenons la conductivité complexe :

$$\sigma = \sigma_n + j\sigma_s \quad (5.15)$$

avec $\sigma_s = \frac{2n_c e^2}{m_e \omega} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2 \omega}$.

Pour un conducteur normal, la résistance de surface est

$$R_{surf} = \frac{1}{\delta \sigma_n}, \quad (5.16)$$

δ étant la profondeur de pénétration. Dans notre cas, la résistance de surface est la partie réelle de l'impédance de surface complexe :

$$R_S = \text{Re} \left(\frac{1}{\lambda_L (\sigma_n + j\sigma_s)} \right) = \frac{\sigma_n}{\lambda_L (\sigma_n^2 + \sigma_s^2)}. \quad (5.17)$$

5.4 Lignes Planaires

La propagation quasi-TEM dans les lignes planaires peut être représentée par le circuit équivalent suivant :

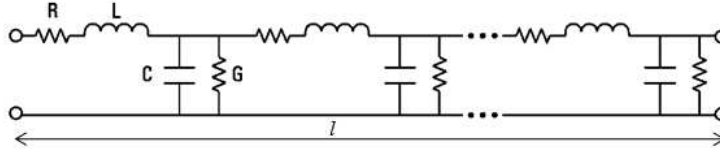


FIGURE 5.3: Modèle équivalent pour la propagation quasi-TEM.

Sur la figure 5.3, la résistance R , capacité C , inductance L et conductivité G , par unité de longueurs, caractérisent entièrement la lignes. L'impédance caractéristique est alors :

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}. \quad (5.18)$$

Dans le cas sans pertes ohmiques ($R = 0$) et sans conduction dans le diélectrique ($G = 0$), la vitesse de phase est exprimée par :

$$v_p = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (5.19)$$

avec ε_0 et μ_0 la permittivité et la perméabilité magnétique du vide et ε_r la permittivité effective du milieu.

Les paramètres des lignes dépendent de la géométrie considérée et des propriétés des matériaux utilisés (substrat et métal). Leur détermination permet notamment la conception de composants comme des filtres en utilisant des éléments localisés, c'est à dire des éléments de lignes de longueurs inférieures à $\lambda/4$. Dans la suite nous chercherons à déterminer ces paramètres pour des lignes micro-ruban et coplanaires dans l'état normal et supraconducteur. Nous considérerons que la conductance $G = 0$ car nous travaillerons avec des substrats de très faible conductivité. Dans l'analyse, l'hypothèse suivant laquelle l'épaisseur du métal est supérieure à la profondeur de pénétration London est aussi considérée. Une analyse prenant en compte les couches minces d'épaisseurs inférieures à la profondeur de pénétration pourra être trouvée dans [42].

5.4.1 Lignes micro-rubans

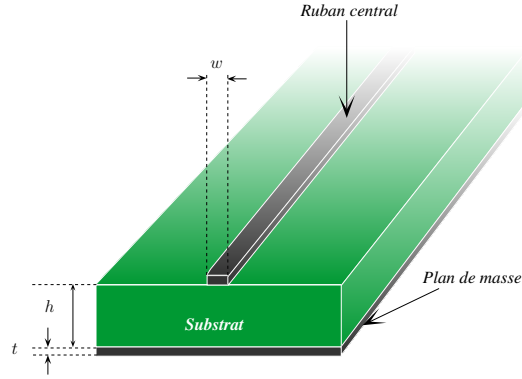


FIGURE 5.4: Structure d'une ligne micro-ruban.

État normal

Soit une ligne micro-ruban dont les proportions géométriques sont représentées sur la figure 5.4. Une méthode approchée pour calculer l'impédance de cette ligne utilise les transformations conforme (*conformal mapping*) pour trouver des dimensions effectives. Ces dimensions permettent de transformer la géométrie d'une ligne micro-ruban en une géométrie plus simple. H. A. Wheeler a utilisé ce principe afin d'approximer une ligne micro-ruban à deux plaques parallèles⁵. Dans ce cas les paramètres effectifs de la lignes sont la largeur effective w_{p} des plaques et la permittivité diélectrique effective ε_{p} du substrat qui les sépare sont données dans [43] par :

$$w_{\text{p}} = w + \frac{t}{2\pi} \left(1 + \frac{1}{\cosh(\sqrt{\varepsilon_r - 1})} \right) \ln \left(1 + \frac{4e}{t} h \tanh^2 \left(\sqrt{6.517 \frac{w}{h}} \right) \right) \quad (5.20)$$

$$\varepsilon_{\text{p}} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10h}{w} \right)^{-ab}, \quad (5.21)$$

avec

$$a = 1 + \frac{1}{49} \ln \left[\frac{\left(\frac{w}{h}\right)^4 + \left(\frac{w}{52h}\right)^2}{\left(\frac{w}{h}\right)^4 + 0.432} \right] + \frac{1}{18.7} \ln \left[1 + \left(\frac{w}{h 18.1}\right)^3 \right] \quad (5.22)$$

$$b = 0.564 \left(\frac{\varepsilon_r - 0.9}{\varepsilon_r + 3} \right)^{0.053}, \quad (5.23)$$

ε_r étant la permittivité du diélectrique utilisé, h la hauteur de ce même diélectrique et W la largeur du ruban. Dans ce cas, l'inductance géométrique peut être exprimée par :

$$L_{\text{pg}} = \mu_0 \frac{h}{w_{\text{p}}}, \quad (5.24)$$

et la capacité, d'après l'équation (5.19), par:

$$C_{\text{p}} = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{p}} \frac{w_{\text{p}}}{h}, \quad (5.25)$$

avec ε_0 la permittivité diélectrique du vide.

⁵ La méthode présentée par H. A. Wheeler dans [43] est une méthode statique qui ne prend pas en compte les effets de dispersion. Une analyse plus complète pourra être trouvée dans [44].

Quand à la résistance de surface, elle peut être exprimée par :

$$R_{\mu} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma_n}} \frac{1}{g} \quad (5.26)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide $g = 2(t + W)$ le périmètre d'une section du ruban, t étant l'épaisseur du ruban et W sa largeur.

En utilisant les valeurs de $L_{\mu G}$, C_{μ} et R_{μ} , l'impédance caractéristique peut être calculée par :

$$Z_{0\mu} = \sqrt{\frac{R_{\mu} + j\omega L_{\mu G}}{j\omega C_{\mu}}} \quad (5.27)$$

État supraconducteur

Dans l'état supraconducteur l'inductance est la somme de l'inductance géométrique $L_{\mu G}$ (équation (5.24)) et l'inductance cinétique $L_{\mu k}$ [45] :

$$L_{\mu s} = L_{\mu g} + L_{\mu k} \quad (5.28)$$

avec

$$L_{\mu k} = \frac{\lambda_L^2 \mu_0}{2tW}, \quad (5.29)$$

λ_L étant la profondeur London, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, t l'épaisseur du ruban et W sa largeur.

Pour la capacité, le seul changement sera dû au changement de la permittivité diélectrique du substrat à cause du changement de température.

En ce qui concerne la résistance de surface d'un supraconducteur, elle est exprimée dans l'équation (5.17).

5.4.2 Lignes coplanaires

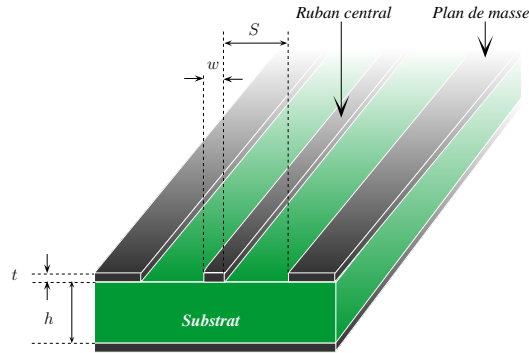


FIGURE 5.5: Structure d'une ligne coplanaire.

État normal

L'inductance géométrique d'une ligne coplanaire est donnée dans [46] par :

$$L_{cpwg} = \frac{\mu_0}{4} \frac{K(k'_0)}{K(k_0)}, \quad (5.30)$$

où $k_0 = \frac{W}{W+2S}$, $k'_0 = \sqrt{1-k_0^2}$, S l'espacement entre le ruban central et la masse, W largeur du ruban central, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et K est l'intégrale elliptique complète de la première espèce. Afin de déterminer une constante diélectrique effective ε_{cpw} qui prend en compte la permittivité de l'air et du substrat, la méthode de "Conformal Mapping" est utilisée dans [46] :

$$\varepsilon_{cpw} = 1 + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \frac{K(k_1) K(k'_0)}{K(k'_1) K(k_0)}, \quad (5.31)$$

avec ε_r la permittivité diélectrique du substrat, $k_1 = \frac{\sinh(\frac{\pi W}{4h})}{\sinh(\frac{\pi(W+2S)}{4h})}$ et $k'_1 = \sqrt{1-k_1^2}$, S et W et h étant les paramètres géométriques de la ligne (voir figure 5.5). La capacité peut alors être déterminée en utilisant les équations (5.19), (5.30) et (5.31) :

$$C_{cpw} = 2\varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} + 4\varepsilon_0 \frac{K(k_0)}{K(k'_0)}, \quad (5.32)$$

ε_0 étant la permittivité électrique du vide et k_1 , k'_1 , k_2 et k'_2 étant définis précédemment. La résistance de surface d'une ligne coplanaire est définie comme la somme de la résistance de surface du ruban R_c et du plan de masse R_g [46] :

$$R_{cpw} = R_c + R_g \quad (5.33)$$

où

$$R_c = \frac{R_{surf}}{4W(1-k_0^2)K(k_0)^2} \left[\pi + \ln\left(\frac{4\pi W}{t}\right) - k_0 \ln\left(\frac{1+k_0}{1-k_0}\right) \right] \quad (5.34)$$

et

$$R_g = \frac{k_0 R_{surf}}{4W(1-k_0^2)K(k_0)^2} \left[\pi + \ln\left(\frac{4\pi(W+2S)}{t}\right) - \frac{1}{k_0} \ln\left(\frac{1+k_0}{1-k_0}\right) \right] \quad (5.35)$$

avec R_{surf} la résistance de surface exprimée dans l'équation (5.16).

Ayant la résistance de surface R_{cpw} , l'inductance L_{cpw} , la capacité C_{cpw} et en considérant une conductance nulle (diélectrique), l'impédance caractéristique de la ligne peut être calculée avec l'équation (5.18).

État supraconducteur

Dans l'état supraconducteur, il suffit de remplacer la résistance de surface R_{surf} dans les équations (5.35) et (5.34) par R_S exprimée dans l'équation (5.17). La relation (5.33) reste valable. L'inductance d'une ligne coplanaire supra-conductrice, comme pour la ligne micro-ruban supra-conductrice, est la somme de l'inductance géométrique L_{cpwG} (équation (5.30)) et de l'inductance cinétique L_{cpwK} . Dans [47], l'inductance cinétique est donnée par :

$$L_{cpwK} = \mu_0 \lambda_L \frac{C}{4ADK(k_0)} \left\{ \frac{1.7}{\sinh\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right)} + \frac{0.4}{\sqrt{\left[\left(\frac{B}{A}\right)^2 - 1\right] \left[1 - \left(\frac{B}{D}\right)^2\right]}} \right\} \quad (5.36)$$

avec

$$A = \frac{-t}{\pi} + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{2t}{\pi}\right)^2 + S^2} \quad (5.37)$$

$$B = \frac{S^2}{4A} \quad (5.38)$$

$$C = B - \frac{t}{\pi} + \sqrt{\left(\frac{t}{\pi}\right)^2 + w^2} \quad (5.39)$$

$$D = \frac{2t}{\pi} + C. \quad (5.40)$$

5.5 Prise en compte de l'effet supra-conducteur dans un logiciel à éléments finis

Un des problèmes rencontrés est la possibilité de prendre en compte le comportement supra-conducteur dans les logiciels de simulation électromagnétiques. Le logiciel Sonnet (2D) en est capable mais ne prend pas en compte les supra-conducteurs au delà de 30 GHz. Un des moyens d'y parvenir est de déduire des paramètres effectifs de matériaux ordinaires prenant en compte le comportement supra-conducteur. Par exemple, la résistance de surface d'un film supra-conducteur peut être exprimée par :

$$R_{eff} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma_{eff}}} \quad (5.41)$$

avec

$$\sigma_{eff} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_n^2 \mu_0^2 \omega^2 \lambda_L^4 + 1}{\omega \mu_0 \sqrt{\omega \mu_0} \sigma_n \lambda_L^3} \right)^2, \quad (5.42)$$

où g est le périmètre de la section de ligne, $\omega = 2\pi\nu$, ν la fréquence, λ_L la profondeur London, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et σ_n la conductivité du métal dans son état normal. Cette résistance remplace alors la résistance de film prise compte pour les lignes micro-ruban ou les lignes coplanaires dans le calcul des résistance des surfaces. Étant toujours dans l'approximation quasi-TEM, le schéma équivalent de la figure 5.3 est toujours valable. Dans ce cas, les relations suivantes sont vérifiées :

$$\begin{aligned} v_p &= \sqrt{\frac{1}{LC}} \\ &= \sqrt{\frac{1}{\left(1 + \frac{L_k}{L_g}\right) L_g C_\mu}} \\ &= \sqrt{\frac{1}{\left(1 + \frac{L_k}{L_g}\right)}} \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r}} \\ &= \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_{eff}}}, \end{aligned} \quad (5.43)$$

avec

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_\mu \left(1 + \frac{L_{\mu k}}{L_{\mu g}} \right). \quad (5.44)$$

Finalement, nous pouvons simuler des lignes de transmission supra-conductrices en considérant un métal normal de conductivité effective σ_{eff} et un substrat de constante diélectrique effective ε_{eff} . Notons que cette approche peut être utilisée pour simuler des structures complexes grâce à des simulateurs "Full Wave"⁶.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit le concept de lignes de transmission et avons déduit des relations permettant de remplacer les propriétés des matériaux utilisés par des propriétés effectives qui prennent en compte le comportement supra-conducteur. Cette approche a été utilisée afin

6. Basé sur la résolution des équations de Maxwell suivant un maillage, une géométrie et des conditions aux limites définies par l'utilisateur.

d'introduire le comportement des supra-conducteurs dans des simulateurs qui, normalement, ne le prennent pas en compte. Elle reste néanmoins une approximation. Des échanges sont encourus avec la société CST⁷ afin d'introduire des modèles plus complets.

7. <http://www.cst.com/>

CHAPITRE 6

Filtres

Sommaire

6.1	Introduction	79
6.2	Surfaces à Fréquences Sélectives	80
6.2.1	Principe	80
6.2.2	Conception	80
6.2.3	Montage et mesures	81
6.3	Filtres Planaires	82
6.4	Conclusion	85

6.1 Introduction

À la fin du 18ème siècle, D. Rittenhouse, un physicien américain, a constaté que certaines couleurs du spectre lumineux sont supprimées lorsqu'un lampadaire, dans une rue, est observé à travers un mouchoir. Ceci était la première preuve que les surfaces non continues peuvent montrer des propriétés de transmission différentes pour différentes fréquences de l'onde incidente. Depuis, ces surfaces sont appelées "*Frequency Selective Surfaces*" (FSS). Plus tard, les surfaces sélectives sont apparues pour les fréquences radio. En 1919, G. Marconi et B. Franklin ont utilisé un réflecteur construit à partir de conducteurs horizontaux qui formaient une parabole à surface non continue, une fois rassemblés. Ce faisant, une surface réfléchissante continue a été imitée pour une fréquence donnée. Durant les 40 dernières années, une attention particulière a été portée à ces surfaces. Le satellite *Voyager 77* a exploité les FSS pour la réalisation d'un réflecteur à double fréquence (l'antenne parabolique pouvait opérer dans deux bandes de fréquences et être atteintes par deux sources séparées dans l'espace). Dans le cas du satellite *Cassini* en 1996, le principe a été étendu à 4 bandes de fréquences. Les FSS sont aussi exploités pour des applications militaires. Comme exemple, nous pouvons citer le radôme (radar dôme). Celui-ci permet d'assurer une réflexion totale à toutes les fréquences sauf la fréquence opérationnelle du radar. Le filtrage mis à part, les FSS sont aussi utilisés comme des polariseurs. Pour nous, ils présentent un intérêt particulier lorsqu'ils sont mis devant les cornets d'entrée (voir chapitre 4) comme c'est le cas pour le satellite Planck. Il s'agit d'une utilisation assez commune pour ce genre d'instrument. Cependant, le passage aux hautes précisions pour la détection de la polarisation du fond diffus cosmologique requiert une compréhension avancée des effets systématiques associés à la polarisation de l'onde incidente. Pour les instruments de la cosmologie observationnelle utilisant des grandes matrices de détecteurs, la taille des composants devient critique. Les filtres n'échappent pas à la règle. Leur miniaturisation permet de les inclure facilement sur un substrat contenant plusieurs autres composants comme des diplexeurs de polarisation, des déphaseurs ou des détecteurs. La technologie planaire est celle qui permet une telle réalisation. Elle ouvre aussi la voie aux composants supra-conducteurs à haute efficacité optique.

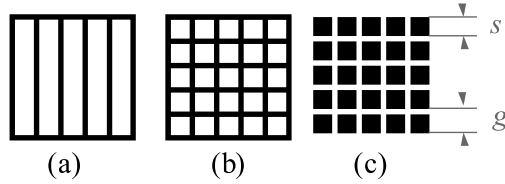


FIGURE 6.1: Modèles de filtres FSS. (a) grilles à fentes parallèles. (b) grilles inductives. (c) grilles capacitives.

6.2 Surfaces à Fréquences Sélectives

6.2.1 Principe

Soit une onde arrivant orthogonalement sur un plan métallique. Imaginons un électron sur ce plan et regardons comment celui-ci réagit à l'onde. Le champ électrique \mathbf{E} se trouve sur le même plan que le filtre, celui-ci étant orthogonal au vecteur de *Poynting*. Le champs \mathbf{E} exerce une force sur l'électron induisant des oscillations. Une portion de l'énergie incidente est alors convertie en énergie cinétique. Si toute l'énergie de l'onde est transmise aux électrons, alors la transmission sera nulle. Imaginons maintenant que la surface métallique est faites de grilles parallèles. Le mouvement des électrons est alors restreint à une seule direction. Si cette direction ne correspond pas au vecteur \mathbf{E} , aucune énergie ne sera transmise aux électrons et le filtre sera transparent à l'onde. Dans le cas contraire, l'énergie sera absorbée puis irradiée par les électrons (comme des dipôles). Ceci causera des interférences destructives dans la direction de propagation de l'onde. Il restera *alors* l'émission dans la direction opposée à la direction de propagation qu'on appelle aussi *onde réfléchie*.

Pour cette dernière géométrie (figure 6.1(a)), la transmission est dépendante de la polarisation de l'onde incidente car une rotation de 90° du champ inverse les propriétés du filtre. Cette propriété, quoique utile pour des filtres polariseurs, est particulièrement gênante dans le cas des instruments où la détection des deux polarisation linéaires de l'onde est requise. Afin de s'en affranchir, imaginons des grilles carrées capacitives et inductives comme montrée sur la figure 6.1(b,c) où la forme est conservée par rotation de 90° . Considérons d'abord les grilles capacitives : les carrés métalliques sont des îlots où le mouvement des électrons est restreint. Si la longueur d'onde est grande devant les dimensions des carrés, le champs \mathbf{E} varie très peu dans un carré et les électrons sont stationnaires. Il y a alors peu d'absorption de l'énergie incidente et donc une bonne transmission. Si, au contraire, la longueur d'onde est petite devant les dimensions des carrés, le champs \mathbf{E} varie rapidement et provoque des oscillations des électrons. Dans ce cas, il y a réflexion. Par conséquence, les grilles capacitives sont des filtres passe-bas¹. Dans le cas des grilles inductives, les électrons excités par les grandes longueurs d'onde peuvent se déplacer le long du filtre à cause de l'effet du champ électrique. Quand aux faibles longueurs d'onde, elles induisent un déplacement très limité des électrons et donc une faible absorption d'énergie. Il s'agit alors de filtres passe-haut.

Dans la suite, nous nous intéresserons à des filtres passe-bas. Dans notre cas, ceux-ci sont complémentaires de structures guidées intrinsèquement passe-haut (cornets, guides d'onde).

6.2.2 Conception

Le but ici est la conception de filtres passe-bas dont la fréquence de coupure se situe entre 90 GHz et 100 GHz et dont l'atténuation est meilleure que -10 dB jusque 1 THz. Pour ce faire, nous nous sommes intéressés ici à des grilles capacitives. Ces FSS ont l'avantage d'avoir une bonne

1. Laisse passer les basses fréquences (grandes longueurs d'onde) mais filtre les hautes fréquences (courtes longueurs d'onde).

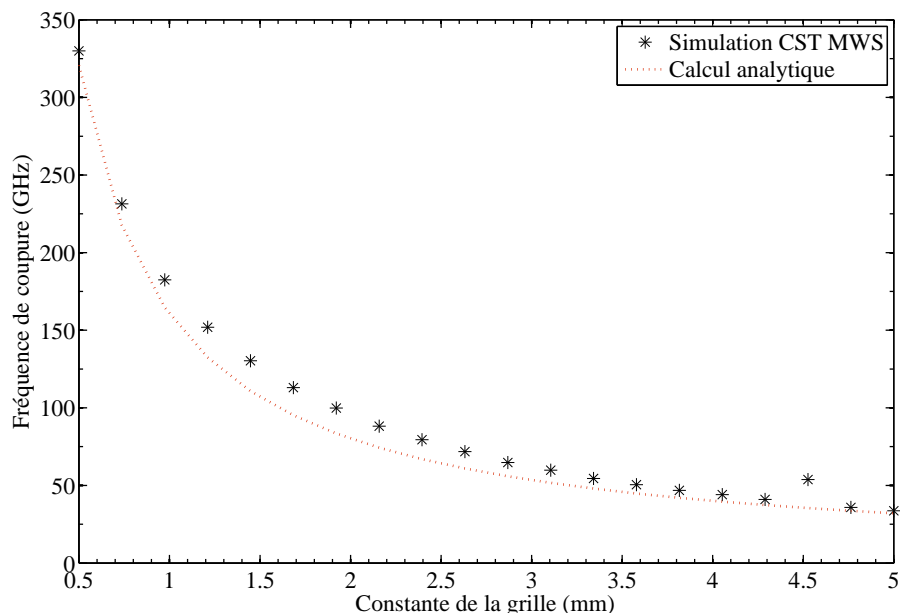


FIGURE 6.2: Calcul et simulation (CST) de la fréquence de coupure en fonction de la constante de la grille. Substrat Polyamides, épaisseur 0.05 mm, $\varepsilon = 3.5$, $s = 0.3$ mm.

transmission dans la région passe-bande et la possibilité de contrôler la fréquence de coupure dans une large bande. Les deux paramètres géométriques s et g (voir Fig. 6.1) fixent les propriétés du filtre. Afin de dimensionner le filtre, [48] nous permet de restreindre la constante de la grille en fonction de la fréquence de coupure suivant l'expression analytique :

$$\nu_c = \frac{c}{g\sqrt{\varepsilon}} \quad (6.1)$$

où ν_c est la fréquence de coupure, c la vitesse de la lumière, g la constante (ou pas) de la grille et ε la constante diélectrique du milieu sur lequel est déposé le métal. La figure 6.2 montre la bonne correspondance de l'équation (6.1) avec les simulations électromagnétiques CST MWS. Les valeurs de s et g trouvées ont servi de paramètres de départ pour des optimisations à l'aide du logiciel de simulation électromagnétique CST MWS. Cependant, pour améliorer la qualité du filtre², il a été nécessaire de considérer plusieurs grilles superposées, exploitant ainsi le principe des filtres interférentiels. Les résultats d'optimisation sont montrés sur la figure 6.3.

6.2.3 Montage et mesures

Les mesures ont été effectuées avec un analyseur vectoriel *ABmm* sur un banc quasi-optique schématisé sur la figure 6.4. Un faisceau gaussien est émis au port 1 à partir d'un cornet circulaire corrugué. Un miroir elliptique permet de faire converger le faisceau vers l'échantillon (filtre). Un deuxième miroir elliptique permet de récupérer le faisceau et de l'émettre vers un cornet corrugué relié au port de sortie³.

Nous avons utilisé du Kapton cuivré gravé. A cause d'une erreur fournisseur, les côtes des échantillons n'étaient pas dans les spécificités de départ. Nous avons par la suite modifié les paramètres

2. Plus grande atténuation dans la bande de coupure et moins d'ondulations dans la bande passante.

3. Pour plus de détails, voir annexe D.

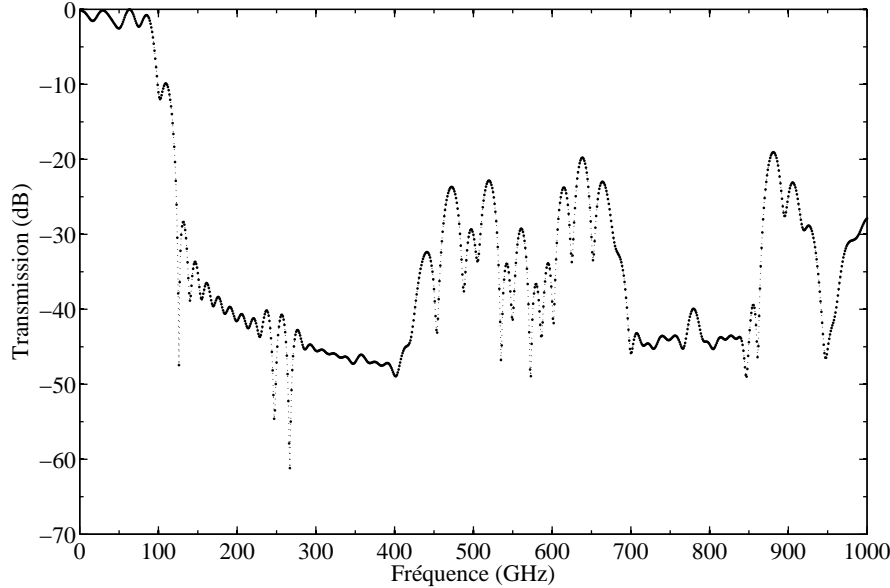


FIGURE 6.3: Résultats d’optimisation (simulation CST MWS) d’un filtre FSS avec 6 grilles superposées.

des modèles afin de comparer les simulations aux mesures. Ces mesures sont montrées sur la figure 6.5. Plusieurs causes peuvent expliquer la différence entre la simulation et la mesure : Défauts dans la gravure, défauts de planéité (feuilles de Kapton souples), angle entre les grilles, différence entre le modèle utilisé et les propriétés réelles du Kapton. Notons que, même avec des bonnes propriétés de transmission et de filtrage, ces défauts peuvent avoir une incidence sur la polarisation croisée en sortie ; ce qui dégraderait la sensibilité de l’instrument. Certains de ses effets ont été étudiés par [49].

6.3 Filtres Planaires

Les filtres planaires ont fait l’objet d’innombrables études à des fréquences allant du kHz aux centaines de GHz. Il en résulte une maîtrise et une maturité précoce par rapport à d’autres composants planaires comme les diplexeurs ou les déphaseurs. Leur compréhension repose entièrement sur la théorie des lignes de transmission qui permet de ramener le problème à des filtres LC classiques et de convertir les éléments de conception (capacités et inductances) en éléments physiques (lignes). Dans notre cas, nous nous intéresserons aux filtres passe-bas et leur réalisation en lignes micro-ruban. Plusieurs types de filtres peuvent être réalisés : à intensification d’impédance, à terminaisons ouvertes, à éléments localisés, à lignes couplées, à capacités interdigitées. Une revue détaillée de ces filtres peut être trouvée dans [50]. Un exemple de filtre micro-ruban passe-bas à éléments localisés a été étudié dans le cadre du stage de G. Bordier⁴ (voir figure 6.6).

Nous allons nous intéresser maintenant à la conception d’un filtre Chebyshev micro-ruban. Notre cahier des charge est le suivant :

- Fréquence de coupure : $\nu_c = 120$ GHz.
- Fréquence de l’atténuation maximale dans la bande passante : $\nu_s = 110$ GHz.

4. G. Bordier, Stage ingénieur, ENSEA (2009).

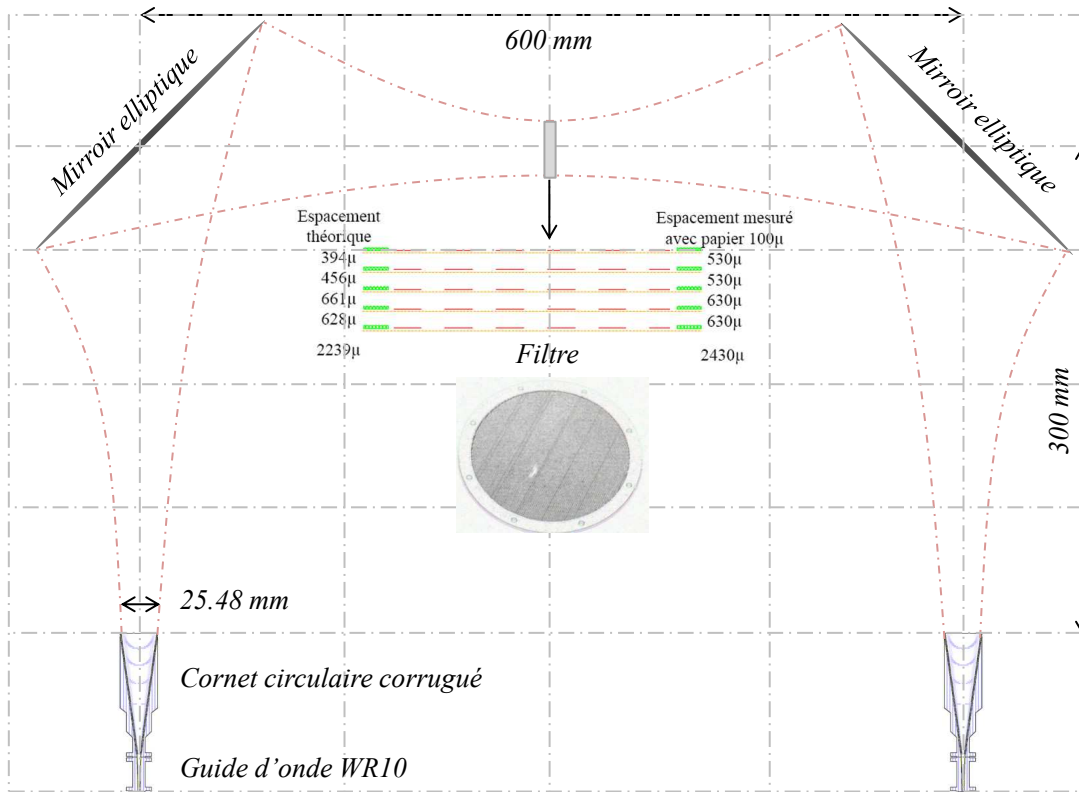


FIGURE 6.4: Banc de caractérisation quasi-optique.

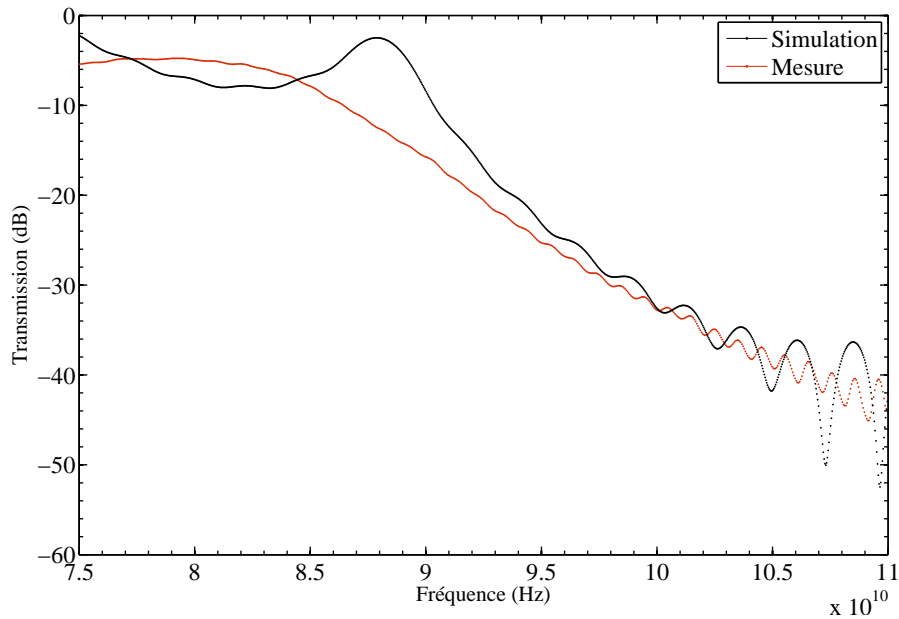


FIGURE 6.5: Mesure et simulation de la transmission d'un filtre FSS pour un jeu de cinq grilles espacées de 530 μm , 530 μm , 840 μm et 840 μm . $s = 600 \mu\text{m}$, $g = 700 \mu\text{m}$. Epaisseur Kapton 60 μm . Epaisseur cuivre 40 μm .

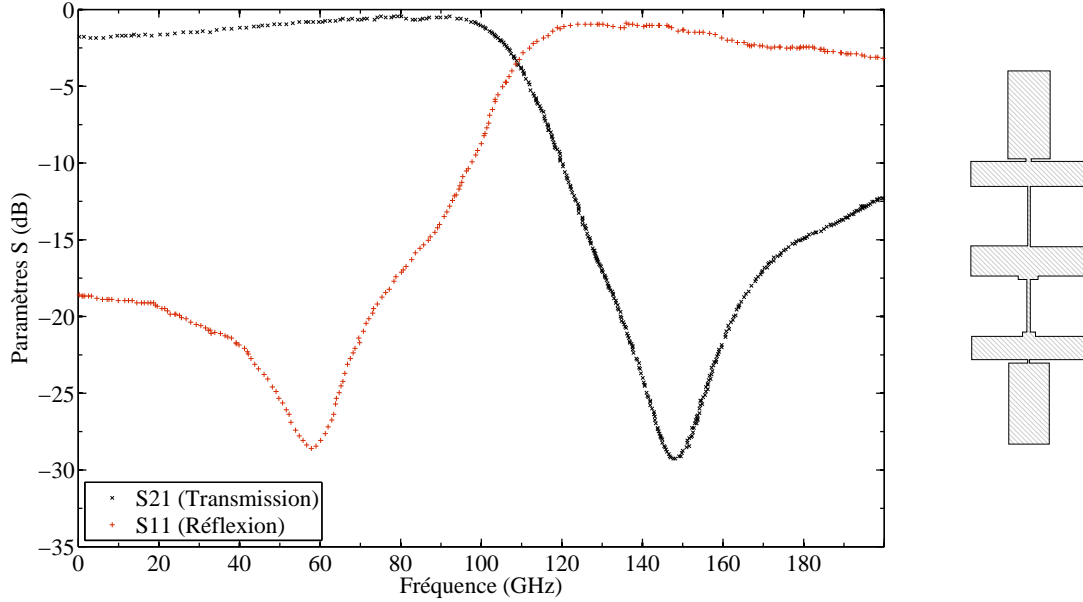


FIGURE 6.6: Simulation d'un filtre passe-bas micro-ruban à éléments localisés, G. Bordier.

- Atténuation dans la bande passante : 0.01 dB.
- Atténuation dans la bande de coupure : -25 dB.
- Impédance d'entrée : 50Ω .
- Largeur de bande : 2 THz.

La première étape consiste à éviter les ondes de surface se propageant à l'interface air-diélectrique. C'est à dire les modes supérieurs de la ligne micro-ruban. Ceci peut être fait en opérant à des fréquences inférieures à la fréquence de coupure du premier mode supérieur de la ligne. D'après [51], cette fréquence est donnée par :

$$\nu_c = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r} (2w + 0.8h)} \quad (6.2)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, ε_r la constante diélectrique effective du substrat, w la largeur du ruban et h l'épaisseur du diélectrique. Pour une ligne micro-ruban de 50Ω d'impédance caractéristique et un substrat de Silicium ($\varepsilon_r = 11.9$), nous avons $\nu_c = 140 \text{ GHz}$ ⁵.

Déterminons maintenant l'ordre n du filtre, c'est à dire le nombre d'éléments inductifs et capacitifs le constituant. Pour un filtre Chebyshev, l'ordre minimal est donné par :

$$n \geq \frac{\text{acosh} \left(\sqrt{\frac{10^{0.1L_{ar}} - 1}{10^{0.1L_{as}} - 1}} \right)}{\text{acosh} \left(\frac{\nu_s}{\nu_c} \right)} \quad (6.3)$$

avec L_{ar} l'atténuation en bande passante, L_{as} l'atténuation en bande de coupure, ν_c la fréquence de coupure et ν_s la fréquence qui fixe l'atténuation maximale dans la bande passante (voir figure 6.7). D'après les spécifications listées plus haut, un filtre d'ordre $n = 3$ est suffisant.

L'impédance de chaque élément inductif Z_L et capacitif Z_C doit satisfaire la relation suivante :

$$Z_L > Z_0 > Z_C \quad (6.4)$$

5. Voir chapitre 5 pour le dimensionnement des lignes micro-rubans.

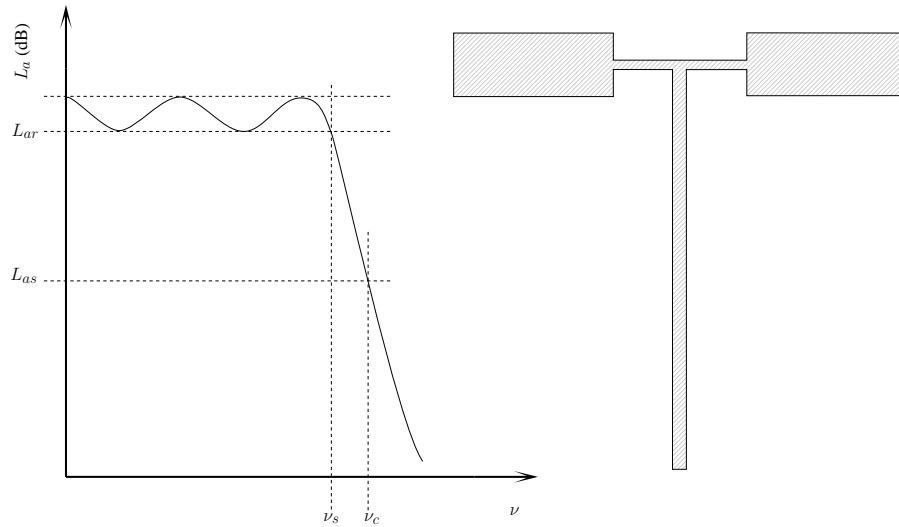


FIGURE 6.7: Représentation du comportement d'un filtre Chebyshev et représentation de la géométrie du filtre optimisé dans la figure 6.8.

Les largeurs de lignes correspondantes peuvent être déterminées à partir du chapitre 5. Le calcul des capacités et inductances est donné dans [50]. Il permet le dimensionnement de la longueur de chaque portion. Il est évident que les différents paramètres obtenus analytiquement servent comme entrée une optimisation plus complète. Les résultats de celle-ci sont montrés sur la figure (6.8) où la coupure a lieu à 120 GHz avec une atténuation inférieure à -20 dB jusqu'à 2 THz.

6.4 Conclusion

Les filtres à fréquences sélectives complètent des antennes cornets qui viennent adapter l'impédance de l'air à celle de structures guidées de type guide d'onde. Ces composants sont inévitables pour couper le rayonnement infrarouge et permettre ainsi le refroidissement du cryostat. Pour des matrices d'antennes, il devient très vite encombrant et coûteux d'utiliser des guides d'ondes refroidis pour tous les composants. Les structures planaires ont l'avantage de la compacité et peuvent être supra-conductrices. Les filtres micro-rubans ou coplanaires peuvent alors être utilisés sur le même circuit intégré que d'autres composants tout aussi importants. Les deux chapitres suivants traitent de deux de ses composants : le diplexeur de polarisation et le modulateur de phase. Une attention particulière est consacrée à l'intégration de ces composants en technologie planaire.

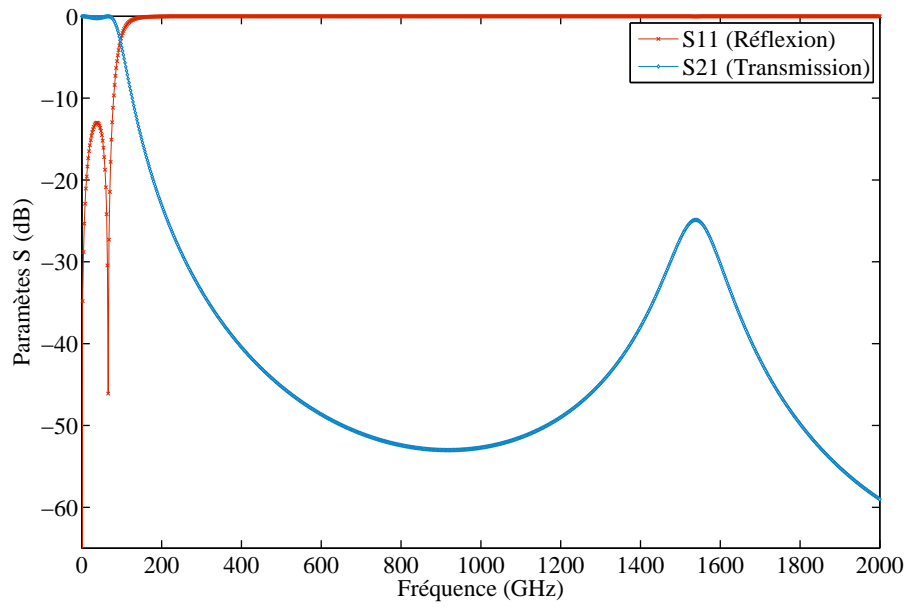


FIGURE 6.8: Résultats d'optimisation d'un filtre micro-ruban passe-bas à l'aide de CST Design Studio.

Diplexeur de Polarisation Planaire

Sommaire

7.1	Introduction	87
7.2	Conception	88
7.2.1	Guide d'onde	89
7.2.2	Court circuit (Backshort)	89
7.2.3	Antennes planaires	90
7.2.4	Ligne de transmission SSL	90
7.2.5	Transition SSL/micro-ruban	90
7.2.6	Ligne micro-ruban	91
7.3	Résultats de simulation	91
7.4	Montage expérimental cryogénique	95
7.4.1	Types de mesures cryogéniques	95
7.4.2	Environnement cryogénique	97
7.4.3	Dispositif de test	97
7.4.4	Dispositif de calibration	98
7.4.5	Effets indésirables	99
7.5	Conclusion	101

7.1 Introduction

Le diplexeur de polarisation, aussi appelé Orthogonal Mode Transducer (OMT), est classiquement un composant permettant de séparer les polarisations linéaires ou circulaires d'une onde électromagnétique incidente. La mesure de la polarisation en astronomie et en cosmologie a accru l'intérêt et le développement instrumental de ce composant. Traditionnellement, les grilles¹ étaient utilisées à cet effet [53]. Aujourd'hui, l'on connaît plusieurs type d'OMT : planaire [54], finline [55] et guide d'onde [56, 36]. Les OMT en guide d'onde ont longtemps été les plus performants dans les fréquences millimétriques. Cependant, grâce au développement des techniques, les technologies planaire et finline prennent de plus en plus de place. En effet, les diplexeurs utilisant ces technologies combinent l'effet de séparation des polarisations linéaires et de transition guide tri-dimensionnel (guide d'onde)/guide bi-dimensionnel (planaire). Ce dernier aspect présente un avantage pour l'utilisation de composants planaires comme des filtres, des coupleurs ou des déphaseurs.

Ce genre de composant est nécessaire pour l'interférométrie bolométrique (voir Chapitre 2). Nous proposons ici de développer un OMT planaire, dans la bande W (75 GHz – 110 GHz) afin de satisfaire les conditions suivantes :

- Pertes d'insertion (Insertion loss) < 1 dB²

1. En incidence normale, les grilles ne permettent d'extraire qu'une seule polarisation mais tournées de 45°, elle permettent de récupérer les deux polarisations [52].

2. Transmission supérieure à 90%

- Pertes de retour > 10 dB³
- Polarisation croisée⁴ < -60 dB
- Largeur de bande $> 30\%$

Historique et premiers développements

Les premières études concernaient les méthodes d'adaptation d'impédance d'antennes planaires pour les transitions guide d'onde/micro-ruban pour les mélangeurs SIS (Supra-conducteur-Isolant-Supra-conducteur). En 1996, il est mis en évidence que des antennes planaires situées vers le bord d'un guide d'onde seraient mieux adaptées en impédance que des antennes classiques situées au milieu du même guide d'onde [57]. Il est aussi démontré que ces mêmes antennes sont sensibles aux modes de propagation dominants d'un guide d'onde, d'où une sensibilité à la polarisation. Cette idée est exploitée pour la conception d'OMT planaires [58]. Cependant, en 1999, les performances de ces composants sont loin d'égaliser ceux des diplexeurs guides d'onde. L'une des raisons est la difficulté de prévoir les effets réels de résonance, de dispersion et de création des modes supérieurs aux fréquences millimétriques. Dans le même temps, des développements pour les mélangeurs SIS ont permis la production de transitions guide d'onde/micro-ruban à hautes fréquences avec de bonnes performances, grâce aux antennes suspendues sur membrane [59, 60, 61, 62, 63, 64].

7.2 Conception

L'OMT que nous considérons ici est basé sur une adaptation d'impédance de modes particuliers de guides d'onde à des structures planaires. Le diplexeur n'est donc pas entièrement planaire puisqu'il dépend aussi de la structure du guide d'onde considéré (voir figure 7.1). La première étape est dans ce cas le choix du guide d'onde. Deux types de guides ont été étudiés : guide d'onde circulaire et guide d'onde carré. Quatre antennes planaires au milieu du guide extraient le signal. Chaque couple d'antennes permet de récupérer une polarisation particulière. Le signal sortant de chaque antenne de ce couple est déphasé de 180° par rapport à celui provenant de l'autre antenne. La géométrie de ces antennes est déterminante pour la largeur de bande du dispositif. Elle dépend aussi du court-circuit considéré ; c'est à dire de la distance entre le plan des antennes et le plan de masse (le fond métallique du guide d'onde).

3. Réflexions inférieures à -10 dB

4. Contamination en polarisation linéaire.

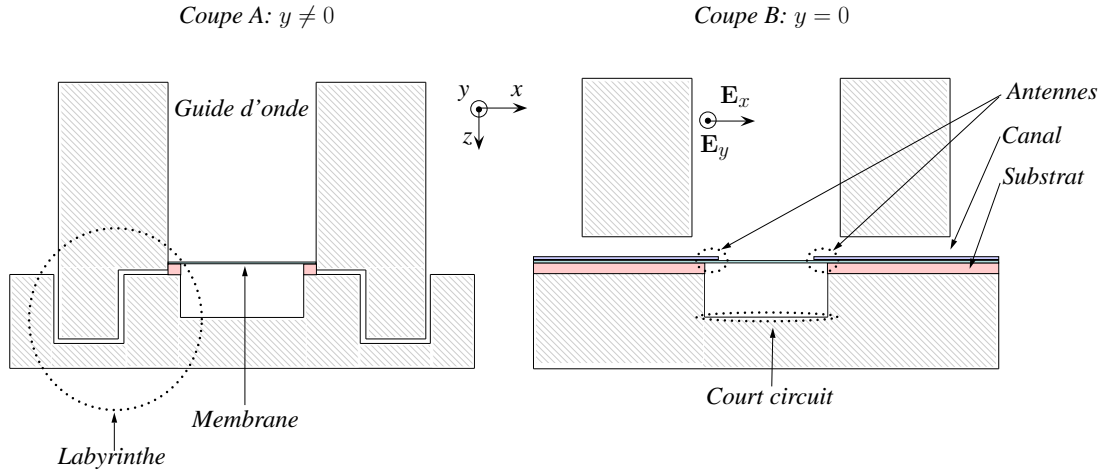


FIGURE 7.1: Coupes de la structure de l'OMT. Nous pouvons voir deux antennes sensibles à \mathbf{E}_x , le substrat, la membrane, le tunnel, le court circuit et le labyrinthe. Le guide d'onde peut être carré ou circulaire.

Afin de réduire les effets de dispersion et de réflexions multiples dus à l'épaisseur du diélectrique utilisé (substrat), les antennes planaires sont suspendues sur une membrane de $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ ($2\mu\text{m}$ d'épaisseur). Dans le but de rigidifier ces membranes, nous utilisons des structures de soutien faites de silicium ($280\mu\text{m}$ d'épaisseur). Entre le guide d'onde et les lignes micro-rubans, les lignes planaires sont entourées d'une enceinte métallique (canal). On parle ici de *Shielded Strip Line* (SSL). Cette ligne de transmission contribue à l'adaptation d'impédance des antennes aux lignes micro-rubans. Le canal⁵ permet aussi d'éliminer les modes guidés qui se propageraient (modes évanescents). En sortie, les lignes micro-rubans ont une largeur de $20\mu\text{m}$ et sont déposées sur un substrat de Silicium d'une épaisseur de $280\mu\text{m}$. Notons aussi que les antennes sont isolées du substrat par le labyrinthe : le prolongement des parois du guide d'onde. Cette structure permet, outre l'isolation électromagnétique, de maintenir l'axe des antennes car toute erreur de positionnement de celles-ci entraîne une polarisation croisée supplémentaire. Nous détaillons dans la suite la conception de chaque partie de l'OMT.

7.2.1 Guide d'onde

Le guide d'onde circulaire est souvent considéré comme le plus souhaitable pour des OMT planaires car celui-ci adapté au cornet circulaire, qui, dans le cas d'un instrument complet, serait le moins coûteux. Cependant, la présence du labyrinthe fragilise la membrane car celle-ci n'est supportée que par une couronne en silicium. Ceci nous oblige à introduire une structure de soutien de la membrane qui perturbe la répartition du champs dans le guide. Il est donc utile de regarder l'effet de cette dernière structure pour un guide d'onde circulaire et carré⁶.

7.2.2 Court circuit (Backshort)

Ceci correspond à la distance entre les antennes planaires et le fond du guide d'onde. Afin de maximiser l'absorption par les antennes, cette distance est fixée à $\lambda/4$. Cependant, le rajout

5. Les dimensions du canal optimisées sont une longueur de 1mm , une largeur de $640\mu\text{m}$ et une hauteur de $200\mu\text{m}$.

6. Le diamètre du guide d'onde circulaire considéré est 2.8mm et le côté du guide d'onde carré est 2.38mm . Les détails de ce dimensionnement sont montrés dans l'appendice C.

de la structure de maintien de la membrane et la forme des antennes modifient sensiblement cette distance. De plus, considérer une distance de $\lambda/4$ revient à considérer une seule fréquence de conception. Il convient alors d'optimiser cette distance en fonction de ces derniers paramètres afin d'être le plus large-bande possible.

7.2.3 Antennes planaires

Pour assurer le rôle d'OMT, nous devons respecter une symétrie de répartitions dans le guide d'onde. Afin de maximiser la puissance reçue, nous disposons quatre antennes suivant une symétrie axiale. Chaque couple d'antenne (face à face) extrait une polarisation linéaire. Différentes formes d'antennes planaires existent. Elles sont généralement conçues de manière à résonner à une fréquence donnée. Dans notre cas, la structure doit être large-bande. L'antenne radiale est appropriée car elle résonne à plusieurs fréquences différentes, ce qui lui donne un caractère large-bande. Si on considère l'approximation selon laquelle l'antenne radiale peut être assimilée à une antenne triangulaire, la fréquence centrale de résonance pour le mode TE_{10} est alors donnée dans [65] par :

$$\nu_0 = \frac{2c}{3r_e\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (7.1)$$

avec

$$r_e = r \left[1 + 2.199 \frac{h_b}{r} - 12.853 \frac{h_b}{r\sqrt{\varepsilon_r}} + 16.436 \frac{h_b}{r\varepsilon_r} + 6.182 \left(\frac{h_b}{r} \right)^2 - 9.805 \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left(\frac{h_b}{r} \right)^2 \right] \quad (7.2)$$

c étant la vitesse de la lumière, h_b la hauteur du court circuit et r le rayon de l'antenne. L'équation (7.1) sert de condition initiale pour la conception des antennes. Afin d'obtenir un caractère large-bande, le rayon et l'angle des antennes sont optimisés en fonction de la hauteur du court circuit.

7.2.4 Ligne de transmission SSL

Après les antennes planaires, le champ ne se propage pas encore en micro-ruban. Une étape intermédiaire pour extraire le champ du guide d'onde est nécessaire. Pour cela nous utilisons une structure appelée "*Shielded Strip Line*" (SSL). Il s'agit d'une version modifiée des lignes micro-rubans. Le ruban conducteur est placé à la surface d'un substrat diélectrique. Ce même substrat est introduit dans une enceinte métallique (un tunnel). La plus grande proportion du champ électromagnétique est confinée entre le substrat et les deux plans de masse. La propagation dans ce type de ligne peut être quasi-TEM grâce à l'uniformité du diélectrique et la symétrie du système. Le calcul des propriétés de telles lignes se fait en approximant la structure à une stripline (ligne avec un plan de masse inférieur et supérieur) avec deux diélectriques. Ce circuit assure la transmission du signal, par la suite aux micro-rubans. Cette portion de ligne SSL joue un double rôle. D'une part, les antennes sont trop impédantes pour pouvoir transmettre le signal directement en micro-ruban. La ligne SSL réalise alors une adaptation d'impédance. D'autre part, l'ouverture (dans le guide d'onde) qui permet de transmettre le signal des antennes au circuit planaire excite des modes non TEM. Grâce au labyrinthe, ces mêmes modes sont confinés dans le canal où ils sont dégénérés. La longueur du canal permet alors de les supprimer.

7.2.5 Transition SSL/micro-ruban

Le champ électromagnétique transmis par les antennes planaires se propage en ligne planaire à l'intérieur d'une cavité (SSL). Par la suite ce même champ se propage en ligne micro-ruban. Si la largeur de la ligne micro-ruban reste la même, il en résulte une désadaptation d'impédance qui peut engendrer des effets critiques sur les performances de l'OMT. En effet, en plus de la réflexion

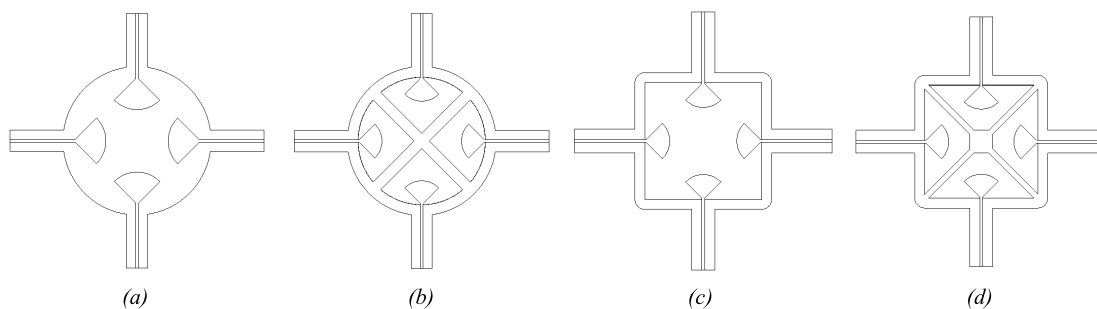


FIGURE 7.3: Différentes géométries et architectures pour des OMT planaires.

qui augmente, l'impédance des antennes se trouve modifiée et la polarisation croisée en est affectée. Nous devons donc introduire une adaptation d'impédance (voir figure 7.2).

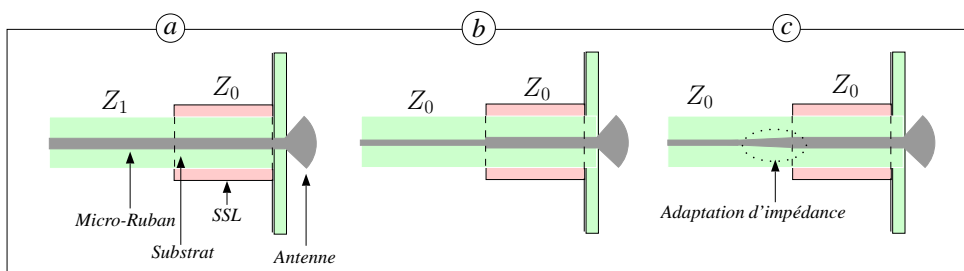


FIGURE 7.2: (a) SSL + micro ruban sans adaptation d'impédance. (b) SSL + micro-ruban avec variation brusque de la largeur du ruban et conservation de l'impédance. (c) SSL + micro-ruban avec adaptation d'impédance progressive de longueur 750 μ m.

7.2.6 Ligne micro-ruban

La ligne micro-ruban est faite d'un ruban métallique déposé sur un substrat dont l'autre face est métallisée. Le champ électromagnétique se propage alors entre la ligne et le plan de masse. Ces lignes de transmission ont plusieurs avantages. Elles sont faciles à fabriquer, n'ont pas de fréquence de coupure et transmettent un mode unique quasi-TEM. De plus, elles peuvent être réalisées avec des matériaux supra-conducteurs et présenter une très bonne transmission. Dans notre cas, le circuit micro-ruban est intégré dans une structure métallique pour faciliter la mesure. D'après [66] et afin que la propagation soit quasi-TEM, nous considérons la hauteur ℓ entre le ruban et la surface métallique de l'enceinte telle que :

$$\frac{\ell - h}{h} > 10 \quad (7.3)$$

où h représente l'épaisseur du diélectrique et ℓ la hauteur qui sépare la ligne de l'enceinte métallique.

7.3 Résultats de simulation

Les géométries étudiées et décrites dans la section 7.2 sont représentées sur la figure 7.3. Les simulations électromagnétiques ont été effectuées à l'aide de CST MWS⁷ suivant la procédure

7. Computer Simulation Software®[®], Microwave Studio.

suivante : Nous définissons un port polarisé linéairement (TE_{10}) à l'entrée du guide d'onde. Le signal est récupéré par quatre ports TEM à l'extrémité des lignes micro-rubans correspondant aux quatre antennes planaires. Ainsi, deux ports montrent l'efficacité optique et deux ports montrent l'isolation en polarisation croisée. Pour chaque résultat de simulation, les rayons des antennes et les distances au *backshort* ont été optimisés. Procédons donc par élimination pour trouver la meilleure géométrie.

Considérons d'abord la géométrie de la figure 7.3(a) représentant un guide d'onde circulaire et des antennes radiales suspendues sur une membrane non soutenue. Les optimisations du backshort et des rayons des antennes donnent des résultats, figure 7.4, qui répondent aux spécifications de départ mais sur une largeur de bande réduite. Notons que l'angle d'ouverture des antennes radiales est de 90° .

Introduisons maintenant une structure de maintien de la membrane (figure 7.3(b)) et regardons, après optimisation, les performances comparées pour un guide d'onde circulaire et des antennes radiales avec et sans soutien de la membrane. A cause de la répartition du champ dans le guide d'onde circulaire, le soutien de la membrane dégrade les performances de l'OMT. Comme nous pouvons le voir sur la figure 7.5, la polarisation croisée augmente de 20 dB et la puissance transmise devient inférieure à 80% sur toute la bande W.

Prenons ici un guide d'onde carré et comparons les performances de l'OMT avec (figure 7.3(d)) et sans soutien de la membrane (figure 7.3(c)). D'après la figure 7.6, nous pouvons voir que l'introduction de la structure de soutien de la membrane ne perturbe pas le champ de manière significative. Ainsi, la polarisation croisée reste en dessous de -100 dB et la puissance transmise au dessus de 90% sur toute la bande W. La géométrie de la figure 7.3(c) est donc un bon candidat d'OMT planaire. Cependant, le choix ne peut pas être fixé sans regarder l'effet d'une transition circulaire/carré dans le cas d'un guide d'onde d'entrée circulaire (pour une connexion éventuelle avec un cornet circulaire). Le risque ici est que la transition TE_{11}/TE_{10} , TE_{01} excite des modes supérieurs ou entraîne des pertes de puissance à cause d'une désadaptation d'impédance. Le contrôle de la longueur du guide circulaire, de la transition et du guide carré nous permet de minimiser ces effets. Les résultats de la figure 7.7 montrent alors que l'immunité à la polarisation croisée ($\nearrow 20$ dB) et la transmission, même dégradés, restent au dessus des spécifications.

Un autre élément de conception important est la transition SSL/micro-ruban (voir figure 7.2). La figure 7.8 montre que, si la largeur du ruban reste inchangée à la sortie du canal SSL, il se produit une désadaptation d'impédance. Celle-ci, même n'ayant pas beaucoup d'effet sur la transmission, dégrade la polarisation croisée de plus de 40 dB. En changeant la largeur de la ligne micro-ruban de manière à ce que son impédance caractéristique soit la même que la ligne SSL, l'effet de la transition devient négligeable. notre choix se porte sur une variation progressive (figure 7.2(c)) de la largeur de la ligne sur une distance de $\lambda/4$ (à 90 GHz) plutôt que la variation brutale de la figure 7.2(b). La raison que l'adaptation d'impédance en $\lambda/4$ prévient les effets de résonance par des interférences destructives des ondes réfléchies [14].

Étant donné les résultats des figures 7.5, 7.6, 7.7 et 7.8, le choix de la géométrie de l'OMT est le suivant :

- Guide d'onde d'entrée circulaire (longueur 5 mm) suivi d'une transition circulaire/carrée (longueur 15 mm) et d'un guide d'onde carré (longueur 5 mm).
- Quatre antennes planaires radiales insérées dans le guide d'onde carré et suspendues sur une membrane en $SiO_2/Si_3N_4/SiO_2$ (2 μm d'épaisseur), elle même soutenue par une structure en Silicium de 280 μm d'épaisseur.
- Quatre transitions SSL/micro-ruban suivant la figure 7.2(c).

La répartition du champ sur la partie planaire du diplexeur est représentée sur la figure 7.9. Nous pouvons voir qu'en considérant un champ incident polarisé linéairement, seulement deux antennes sont excitées et présentent un déphasage de 180° (la différence de phase entre la couleur rouge et bleue du champ). Une simulation rassemblant les éléments choisis permet d'optimiser les différents

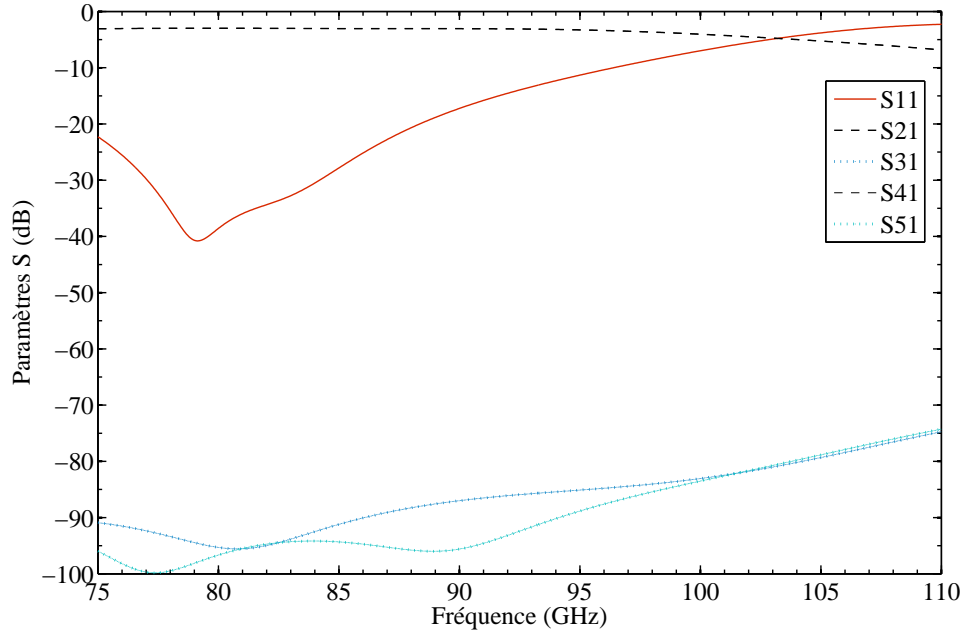


FIGURE 7.4: Simulation CST MWS des paramètres S de la structure de la figure 7.3(a). Guide d'onde circulaire, backshort $1133 \mu\text{m}$, rayon des antennes $610 \mu\text{m}$, épaisseur membrane $2 \mu\text{m}$. Port 1 : entrée guide d'onde. Ports 2, 3, 4 et 5 : transmission sur micro-ruban pour chaque antenne planaire. Ici, l'onde en entrée du guide est polarisée linéairement.

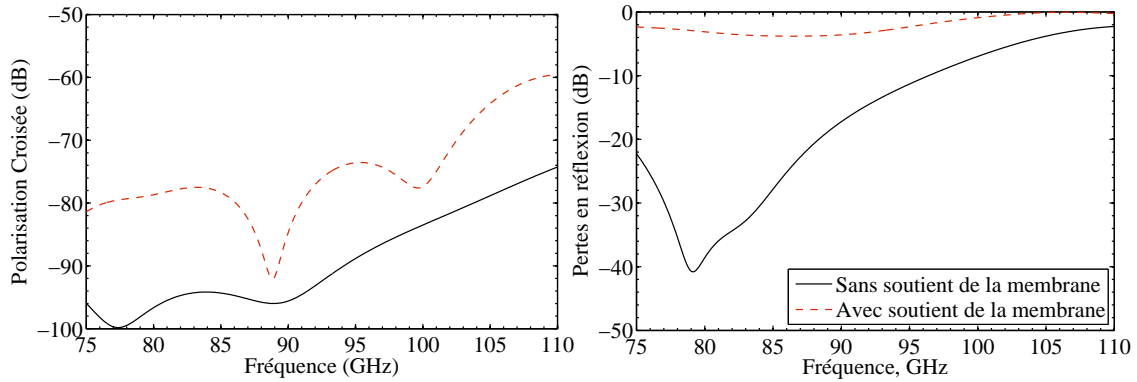


FIGURE 7.5: Simulation CST MWS des pertes en réflexion (à droite) et de la polarisation croisée (à gauche) pour un OMT en guide d'onde circulaire avec (figure 7.3(a)) et sans (figure 7.3(b)) soutien de la membrane. Pour la figure 7.3(a), la longueur du backshort est de $1133 \mu\text{m}$ et le rayon des antennes est de $610 \mu\text{m}$. Pour la figure 7.3(b), la longueur du backshort est de $411 \mu\text{m}$ et le rayon des antennes est de $450 \mu\text{m}$.

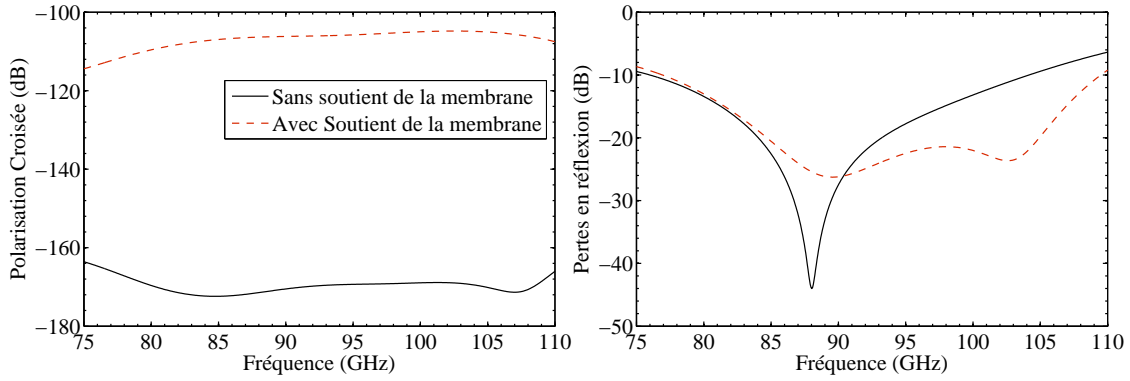


FIGURE 7.6: Simulation CST MWS des pertes en réflexion (à droite) et de la polarisation croisée (à gauche) pour un OMT en guide d'onde carré avec (figure 7.3(d)) et sans (figure 7.3(c)) soutient de la membrane. Pour la figure 7.3(c), la longueur du backshort est de $857\ \mu\text{m}$ et le rayon des antennes est de $422\ \mu\text{m}$. Pour la figure 7.3(d), la longueur du backshort est de $590\ \mu\text{m}$ et le rayon des antennes est de $422\ \mu\text{m}$.

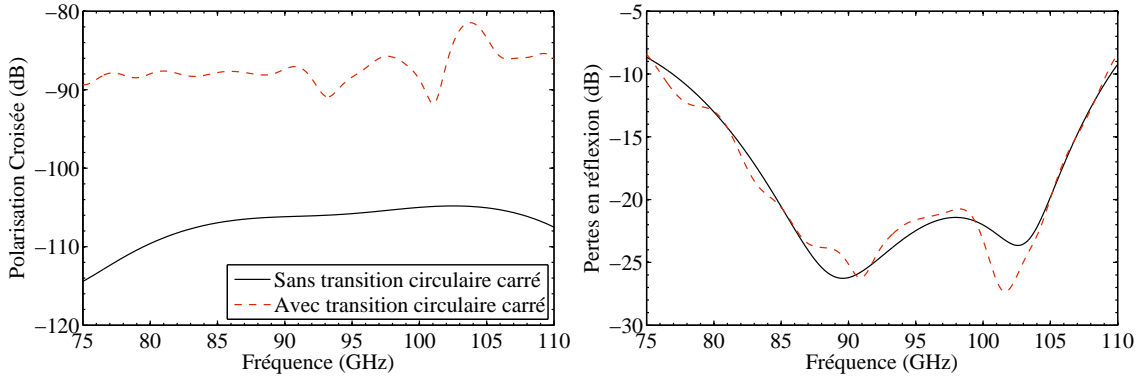


FIGURE 7.7: Simulation CST MWS des pertes en réflexion (à droite) et la polarisation croisée (à gauche) pour un OMT en guide d'onde carré avec et sans transition circulaire/carré. La longueur du backshort est de $590\ \mu\text{m}$ et le rayon des antennes est de $422\ \mu\text{m}$.

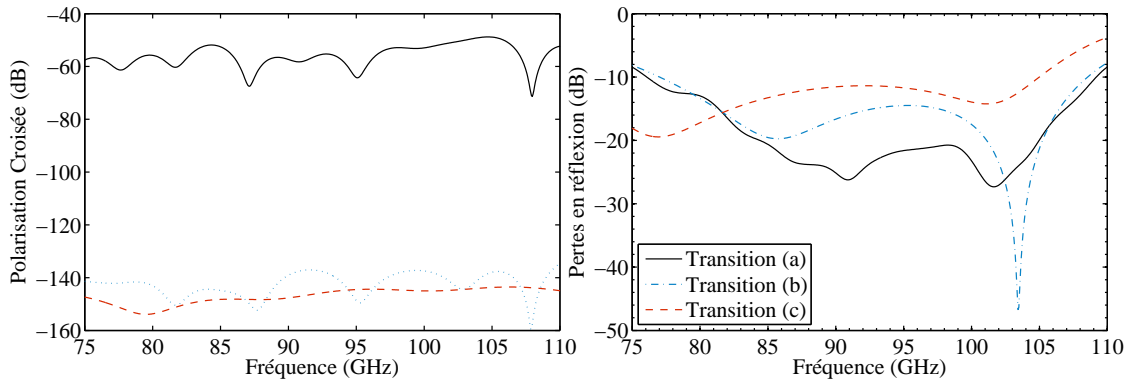


FIGURE 7.8: Simulation CST MWS des pertes en réflexion (droite) et de la polarisation croisée (gauche) pour un OMT en guide d'onde carré pour différentes transitions SSL/micro-ruban. La transition A correspond à la figure 7.2(a). La transition B correspond à la figure 7.2(b). La transition C correspond à la figure 7.2(c). Ici la transition circulaire/carré n'a pas été considérée.

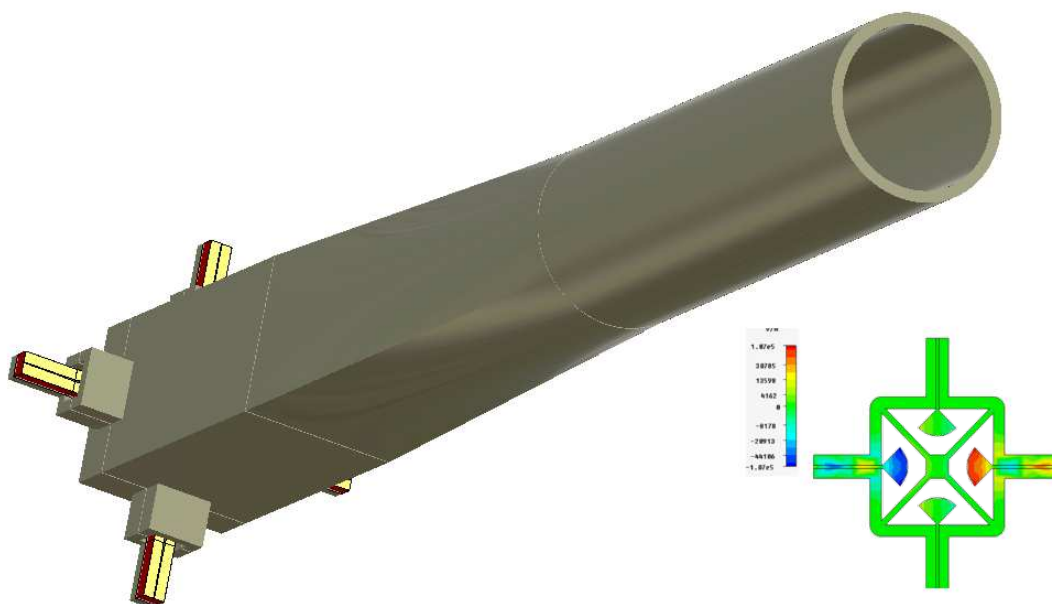


FIGURE 7.9: Structure de l'OMT et répartition du champ sur la partie planaire.

paramètres. Les résultats de cette optimisation, figure 7.10 montrent une transmission supérieure à 99% et une polarisation croisée inférieure à -70 dB sur plus de 30% de largeur de bande autour de 90 GHz. Les spécifications de départ sont donc satisfaites.

7.4 Montage expérimental cryogénique

7.4.1 Types de mesures cryogéniques

Deux sortes de mesures cryogéniques peuvent être considérées pour les composants planaires millimétriques. La première est la mesure bolométrique (voir figure 7.11). Celle-ci est intrinsèquement large-bande (si la source est large-bande) et peut être très précise (en utilisant des bolomètres supra-conducteurs par exemple). En revanche, elle souffre de plusieurs inconvénients :

- La contrainte cryogénique dans le cas de bolomètres supra-conducteurs refroidis à 300 mK.
- La contrainte de coût de fabrication car les détecteurs sont intégrés sur le même circuit.
- La difficulté d'identifier la source d'un éventuel problème : détecteurs, micro-ruban, SSL, antennes, guide d'onde.
- La difficulté de réaliser une calibration propre ⁸.

Une solution consiste à utiliser la mesure vectorielle (voir figure 7.12). Il s'agit de mesures chromatiques à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA pour *Vectorial Network Analyser*). Ici, il est possible de faire une transformée de Fourier inverse pour localiser la source d'un éventuel problème. Nous pouvons aussi effectuer une calibration propre incluant guides d'ondes, antennes et lignes. L'inconvénient est que la précision reste inférieure à celle de la mesure bolométrique. L'utilisation de bolomètres pourra dans ce cas constituer une étape ultérieure. Dans la suite, nous considérerons la configuration vectorielle.

⁸. Calibration propre signifie ici l'extraction de tous les effets qui ne sont pas dus au dispositif mesuré, c'est à dire l'OMT.

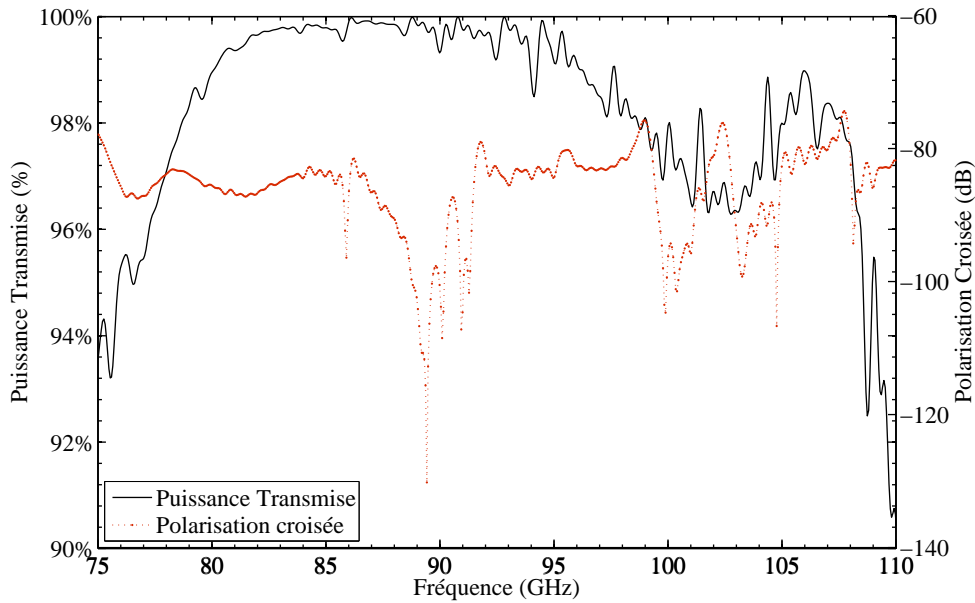


FIGURE 7.10: Résultats de simulation de l'OMT pour un guide d'onde d'entrée carré incluant une transition circulaire/carré et une transition SSL/micro-ruban. Backshort $600\mu\text{m}$. Rayon des antennes $422\mu\text{m}$. Épaisseur de la membrane $2\mu\text{m}$.

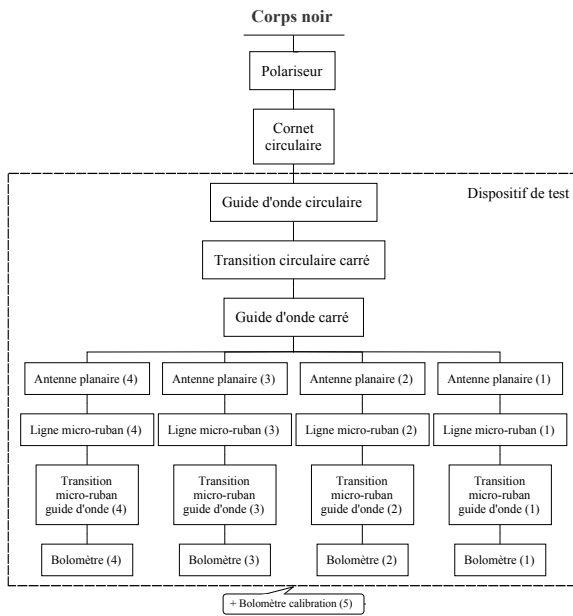


FIGURE 7.11: Représentation schématique de la mesure bolométrique.

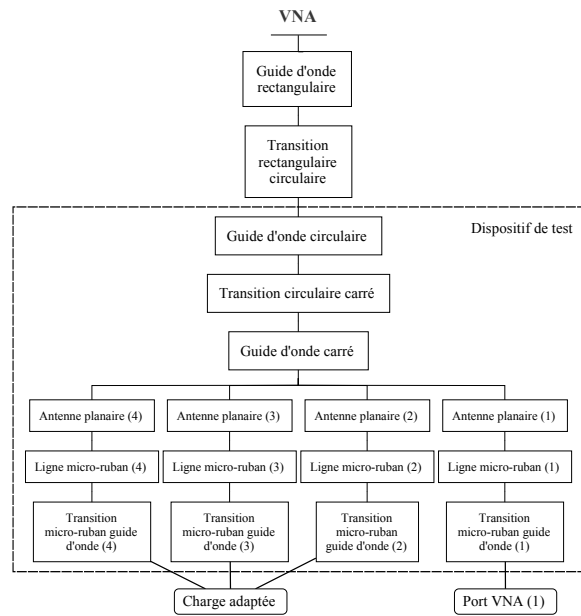


FIGURE 7.12: Représentation schématique de la mesure vectorielle.

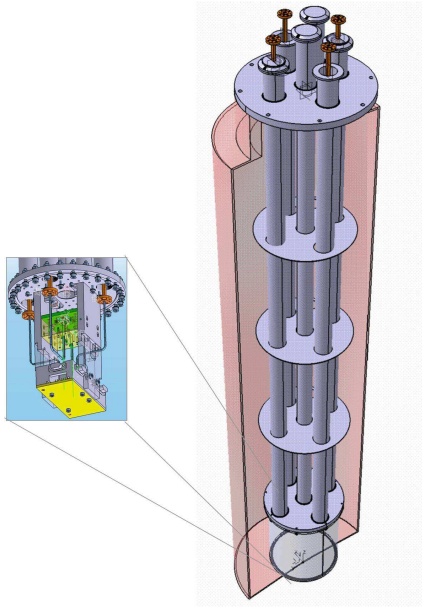


FIGURE 7.13: Canne cryogénique (Paris).

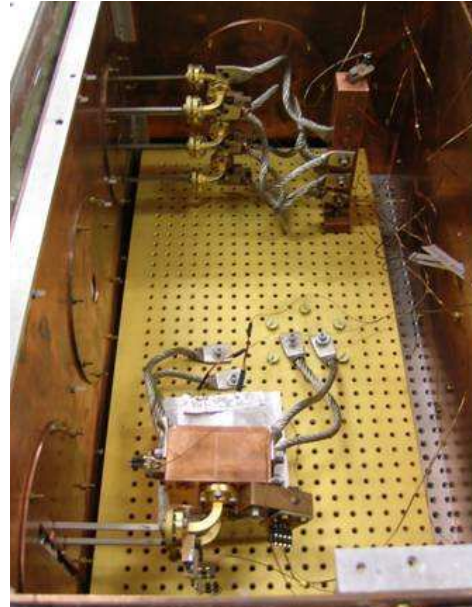


FIGURE 7.14: Banc de test vectoriel cryogénique (Milan).

7.4.2 Environnement cryogénique

Les lignes de transmission et les antennes planaire de l'OMT sont faites d'un dépôt de Niobium. Afin d'étudier le comportement supra-conducteur du diplexeur, nous nous plaçons pour la mesure à une température de 4 K (La température critique du Niobium étant de 8.7 K). L'environnement cryogénique est réalisé dans deux types de montages : (1) Une canne plongée dans un cryostat à Hélium liquide (voir figure 7.13). Elle présente deux ports d'entrée et de ports de sortie pour une calibration de base simple. (2) Une chambre cryogénique avec huit ports dont six pour la calibration et deux pour la mesure (voir figure 7.14).

7.4.3 Dispositif de test

Les ports de sortie et d'entrée du VNA sont des guides d'onde WR10. Il s'agit ici de ramener le signal de la source de l'analyseur vectoriel à l'OMT puis de le récupérer à la sortie. Le dispositif qui assure ce rôle est composé d'un circuit planaire et d'une structure mécanique en cuivre (voir figure 7.16). Cette structure est faite de six blocs dont un constituant la partie inférieure et cinq constituant la partie supérieure. L'OMT⁹ choisi a cinq ports physiques (une entrée et quatre sorties). L'entrée est un guide d'onde circulaire et la connexion avec le VNA peut se faire en utilisant une transition rectangulaire/circulaire. Cette transition polarise linéairement l'onde incidente, permettant ainsi de mesurer la polarisation croisée et l'efficacité de transmission par simple rotation de 90°. Les quatre sorties sont en micro-ruban. Il convient alors de transmettre le signal dans un guide d'onde rectangulaire WR10 afin que celui-ci puisse être récupéré. Quatre transitions micro-ruban/guide d'onde ont été conçues dans ce but. Elles sont faites de quatre antennes suspendues

9. Il convient de préciser ici que l'appellation OMT est généralement utilisée pour un dispositif diplexeur de polarisation ayant trois ports physiques.

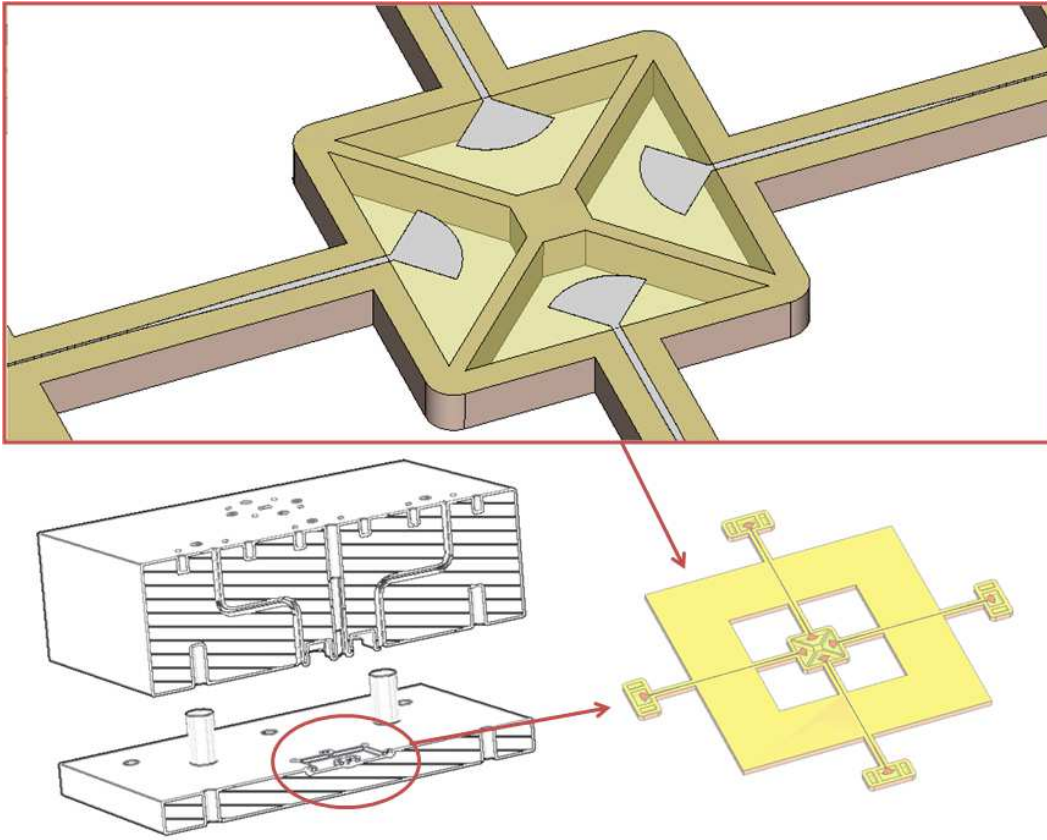


FIGURE 7.15: Géométrie de l'OMT et son intégration dans la structure de test. Nous pouvons voir la forme en X de la structure de maintenir la membrane solidaire du substrat.

sur des membranes soutenues. La géométrie du dispositif de test et son assemblage sont détaillés sur la figure 7.15. Une photo de la partie planaire et de la structure mécanique est montrée sur la figure 7.16.

7.4.4 Dispositif de calibration

La calibration apparaît comme une nécessité pour affranchir la mesure des erreurs instrumentales dues à la source du VNA et à l'interface de connexion avec les ports d'entrée et de sortie. D'après le schéma de la figure 7.17, la mesure vectorielle peut être exprimée par :

$$[ABCD]_{\text{mesure}} = [ABCD]_{\text{VNA}} \times [ABCD]_{\text{Disp}} \times [ABCD]_{\text{VNA}} \quad (7.4)$$

La procédure TRL (*Thru Reflection Line*) est l'une des calibrations les plus adaptées pour enlever les erreurs dues à l'analyseur vectoriel. Elle permet d'extraire les caractéristiques du dispositif de test contenues dans la matrice $[ABCD]_{\text{Disp}}$ ¹⁰ :

$$[ABCD]_{\text{Disp}} = [ABCD]_{\text{Tr1}} \times [ABCD]_{\text{OMT}} \times [ABCD]_{\text{Tr2}} \quad (7.5)$$

10. La matrice ABCD permet de propager les propriétés électromagnétique d'un dispositif dans une chaîne de mesure. Pour plus de détail, voir annexes.

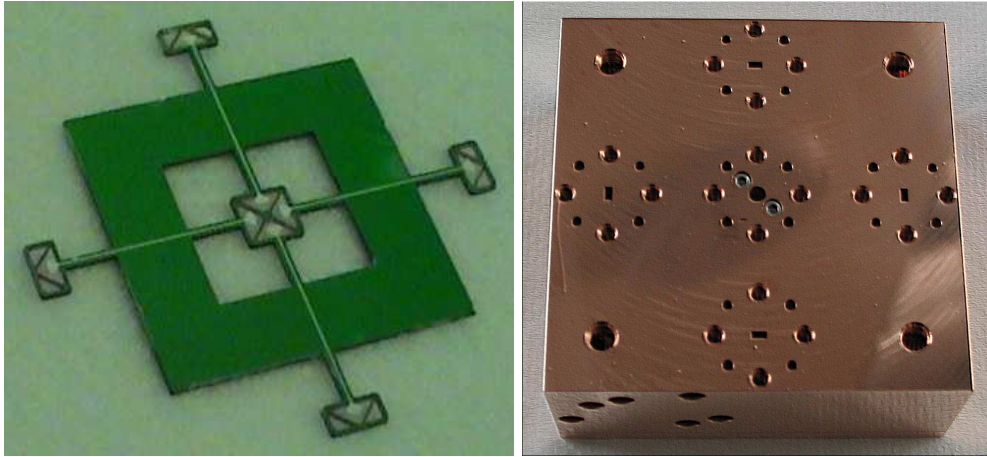


FIGURE 7.16: Photo de la partie planaire et de la structure mécanique du dispositif de test de l'OMT.

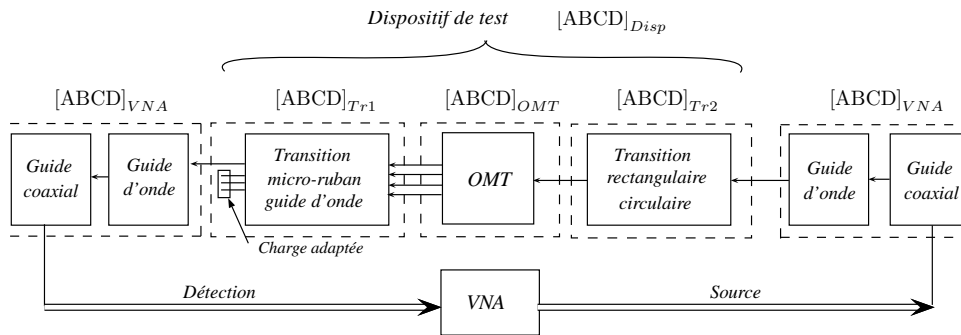


FIGURE 7.17: Représentation schématique de la mesure vectorielle.

où Tr2 correspond à la transition micro-ruban/guide d'onde et le guide d'onde rectangulaire et Tr1 correspond à la transition rectangulaire circulaire. En mesurant, avec une calibration TRL, deux transitions Tr1 identiques connectées par le côté circulaire, il est possible d'extraire $[ABCD]_{Tr1}$. Le même principe est utilisé pour mesurer $[ABCD]_{Tr2}$. Nous pouvons alors extraire la matrice $[ABCD]_{OMT}$. Pour ce faire, nous avons conçu un dispositif présentant deux guides d'onde WR10 et deux transitions guide d'onde/micro-ruban (voir figure 7.19). Cette dernière structure peut aussi être utilisée pour caractériser des composants planaires à deux ports dans un environnement cryogénique. La transition micro-ruban/guide d'onde utilisée a été mesurée à température ambiante et les pertes en réflexion sont montrés sur la figure 7.18.

7.4.5 Effets indésirables

Pour la mesure, la précision du montage dépend du processus de fabrication du circuit planaire (voir annexe F) et de l'usinage de la mécanique qui l'entoure. Les tolérances mécaniques sont, de loin, les plus critiques devant les dépôts de couche mince. Dans la géométrie choisie, le labyrinthe prévient toute rotation du circuit planaire qui entraînerait une polarisation croisée. La structure mécanique du dispositif de test assure l'alignement des antennes et laisse deux degrés de liberté en translation horizontale de $\pm 15 \mu\text{m}$. D'après les simulations, ce jeu n'a que très peu d'effets sur les performances attendues.

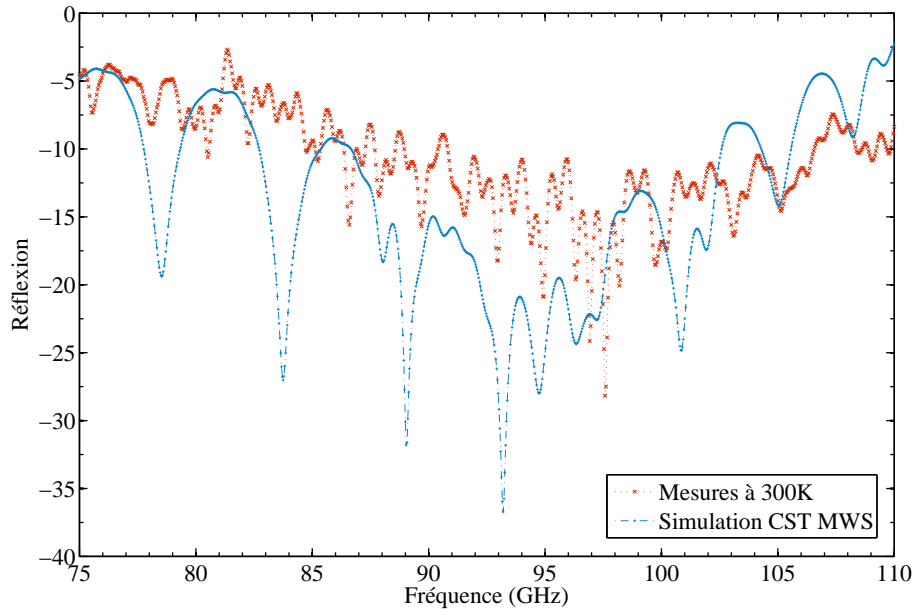


FIGURE 7.18: Mesure et simulation des pertes en réflexion de la transition guide d'onde micro-ruban.

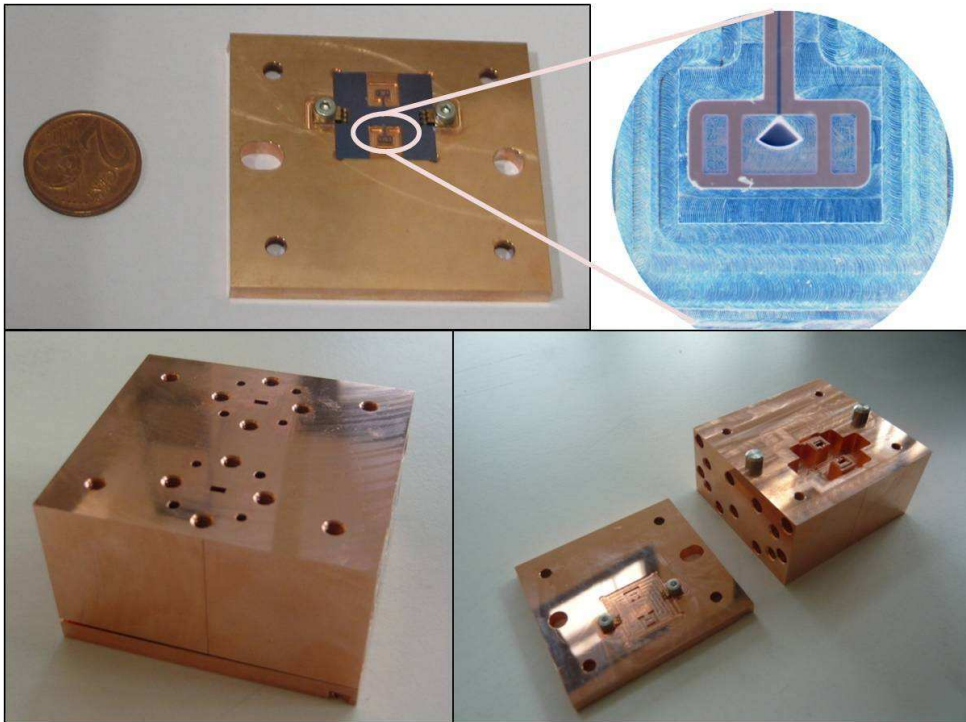


FIGURE 7.19: Photo du dispositif de calibration.

D'autres effets peuvent apparaître à cause du diélectrique utilisé. En effet, la constante diélectrique réelle du substrat peut être différente de celle prise en compte pour les simulations et les calculs d'impédance. Le diélectrique peut aussi avoir une conductivité dépendante de son dopage et qui entraînerait des pertes importantes. Dans notre cas, nous utilisons du Silicium à haute résistivité ($2000 \Omega \cdot \text{cm}$) pour prévenir cet effet.

7.5 Conclusion

Le diplexeur de polarisation est un composant très important pour les instruments dédiés à la polarimétrie du fond diffus cosmologique. Une version planaire a été conçue et fabriquée. Une structure d'étalonnage adaptée a aussi été fabriquée afin de tester le comportement supra-conducteur de ce composant. Ce dernier dispositif s'intégrera dans un environnement cryogénique à 4 K et sera d'une aide précieuse pour la caractérisation des circuits planaires supra-conducteurs. Le banc expérimental de la canne cryogénique est en cours de montage et pourra donner des résultats précieux pour l'avancée de l'étude des composants supra-conducteurs à hautes fréquences. L'OMT planaire est l'un de ces composants.

Modulateurs de phase

Pour la polarimétrie du fond diffus cosmologique

Sommaire

8.1	Introduction	103
8.2	Modulateurs de polarisation	104
8.2.1	Lames à retard rotatives	104
8.2.2	Modulateurs à rotation Faraday	105
8.2.3	Modulateur à guide d'onde rotatif	106
8.3	Modulateurs de phase	106
8.4	Modulateur de phase guide d'onde	108
8.5	Modulateur de phase planaire	109
8.5.1	Commutateurs	109
8.5.2	Déphaseur à réflexion	113
8.5.3	Déphaseur à transmission directe	113
8.5.4	Déphaseur à commutation de ligne	114
8.5.5	Modulateurs plans continus	116
8.6	Application au cas d'un interféromètre bolométrique (QUBIC)	117
8.6.1	Modulation fréquentielle	117
8.6.2	Modulation temporelle	118
8.6.3	Cas des candidats à commutation de ligne	119
8.6.4	Cas des candidats à inductance cinétique, dimensionnement et étude	128
8.7	Mesure de phase	134
8.8	Conclusion	136

8.1 Introduction

Généralités sur la modulation d'un signal

La plupart des mesures sont faites en comparant le signal d'une source inconnue à celui d'une source stable ou connue. Dans un schéma d'étalonnage bien conçu, la fonction de transfert de l'instrument est déterminée et la source inconnue est mesurée. Si la comparaison est faite sur de grandes échelles de temps (lente), la mesure est dite totale ("*total power*"). Si la comparaison est faite sur de faibles échelles de temps (rapide), on dit que le signal est modulé. La modulation temporelle de l'amplitude, la fréquence ou la phase d'un signal est une technique très efficace pour séparer l'information utile des sources de bruit et d'effets systématiques. D'une manière générale, un signal est modulé à une fréquence f puis démodulé à l'aide d'une détection sensible à la phase¹. Ainsi, pour améliorer la sensibilité instrumentale, la fréquence f doit être assez haute pour éviter les bruits aux basses fréquences (en $1/f$) et être différente des fréquences qui contiennent des contributions des sources d'effets systématiques.

1. La démodulation peut être logicielle ou matérielle (par exemple, la détection synchrone).

Modulation pour la cosmologie

Le faible niveau d'amplitude attendu pour les modes B de polarisation du fond diffus cosmologique (100 nK RMS) fait que sa détection requiert une très haute sensibilité instrumentale et un contrôle drastique des effets systématiques. La modulation permet d'améliorer cette sensibilité et est absolument nécessaire pour les instruments dont le but est la détection d'un faible signal noyé dans du bruit. S'agissant de polarimètres, nous pouvons décomposer cette modulation en deux catégories :

- *La modulation de polarisation* : la modulation du plan de polarisation de l'onde avant que celle-ci ne soit discriminée à l'aide de diplexeurs (OMT – Orthogonal Mode Transducer) ou détecteurs sensibles à la polarisation (PSB – Polarization Sensitive Bolometer).
- *La modulation de phase* : la modulation de la phase d'un signal correspondant à une seule polarisation après l'OMT.

Dans ce chapitre, nous présentons une revue des modulateurs de polarisation les plus étudiés aujourd'hui pour la cosmologie observationnelle ainsi que les modulateurs de phase. Ces derniers sont ceux qui sont nécessaires pour un interféromètre bolométrique tel que QUBIC qui utilise des OMT. En effet, afin de récupérer toute l'information polarisée utile, il est nécessaire d'appliquer une modulation correspondant à une certaine séquence de phase avec une fréquence qui permet de s'affranchir de la plupart des effets systématiques instrumentaux.

8.2 Modulateurs de polarisation

Traditionnellement, pour remplir cette fonction, le polarimètre était physiquement tourné autour de son axe optique [67, 68]. La rotation d'un guide d'onde polariseur [69] ou d'une grille polarisatrice [70] était aussi utilisée à cet effet. Aujourd'hui, les exigences sur les modulateurs sont de plus en plus difficiles à satisfaire avec les anciennes techniques. Ainsi ce dispositif doit idéalement :

- Être le plus proche possible du signal dans la chaîne optique de l'instrument afin de ne pas moduler de polarisation créée par les composants optiques.
- Moduler à des vitesses grandes devant le bruit en $1/f$.
- Avoir une haute efficacité optique (bonne transmission).
- Ne pas introduire d'effets systématiques.
- Être facile à fabriquer et reproductible.
- S'intégrer facilement à l'environnement mécanique, thermique (cryogénie) et électrique : être de faible encombrement et de masse et avoir une faible dissipation de puissance et une faible consommation électrique.

Il est évidemment difficile de satisfaire toutes ces conditions. C'est pourquoi les développements actuels doivent prendre en compte l'architecture de détection et la stratégie d'observation de l'instrument afin d'aboutir à un compromis. Les modulateurs de polarisation les plus récents dédiés au CMB² sont : Les lames à retard chromatiques et achromatiques, les modulateurs à rotation Faraday et les modulateurs à guide d'onde rotatif.

8.2.1 Lames à retard rotatives

Une lame à retard chromatique est faite dans un matériau biréfringent (quartz, spath d'Islande ou saphir). Elle présente un axe privilégié de propagation appelé axe optique. Une onde incidente polarisée³ verra ainsi une composante de sa polarisation retardée par rapport à l'autre. Ce retard

2. Une revue plus exhaustive pourra être trouvée dans [8].

3. La polarisation de la lumière peut être décomposée en deux polarisations linéaires orthogonales.

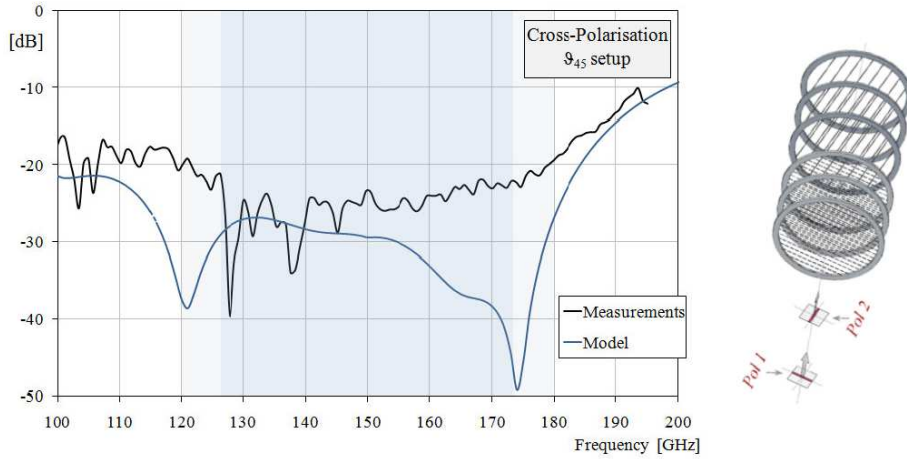


FIGURE 8.1: Simulation et mesure de la polarisation croisée de lames $\lambda/2$ achromatiques d'après [7].

dépend du matériau, de l'épaisseur de la lame et de la longueur d'onde. Deux types de lame existent : la lame quart d'onde (notée $\lambda/4$ ou QWP pour Quarter Wave Plate) créant un déphasage de 90° et la lame demi-onde (notée $\lambda/2$ ou HWP pour Half Wave Plate) créant un déphasage de 180° . Ces dernières (HWP) ont été utilisées dans l'instrument Maxipol [71] et sont prévues pour les instruments ACT, ABS, Bicep2/Spud, Ebex, Polarbear, Spider. Pour ces expériences, les lames $\lambda/2$ sont faites d'un cristal de saphir et d'une couche anti-réfléchissante. Le phénomène de dispersion dans ces matériaux limite leur utilisation à 25% de largeur de bande pour un cristal unique. Un empilement de cristaux et de couches anti-réfléchissantes peut cependant améliorer cette largeur de bande [72, 73]. L'efficacité optique peut être améliorée en refroidissant le cristal (2 K). Une autre limitation est liée à la taille des cristaux qui doivent être de plus en plus grands (≥ 30 cm) pour les matrices de cornets. Afin de remédier à ces problèmes, des lames $\lambda/2$ achromatiques ont été proposées [7]. Elles sont constituées de grilles capacitatives et inductives (voir chapitre 6). Les grilles peuvent être évolutives (dimensionnées suivant la longueur d'onde) et photo-lithographiées sur des grandes surfaces. L'inconvénient ici est la polarisation croisée qu'introduisent les deux grilles et dont les dernières mesures sont autour de -25 dB (voir figure 8.1).

Pour la modulation, les lames à retard sont tournées suivant l'axe d'incidence du signal. Deux méthodes sont utilisées : rotation continue et rotation pas à pas. Le choix dépend entièrement de la stratégie d'observation et du bruit des détecteurs. Il peut aussi être l'objet de défis de conception pour réduire la dissipation thermique (moteurs) et augmenter la précision sur la connaissance de l'angle de rotation (senseurs).

8.2.2 Modulateurs à rotation Faraday

Une onde électromagnétique se propageant dans un matériau soumis à un champ magnétique voit sa polarisation tourner d'un angle :

$$\beta_a = VBd \quad (8.1)$$

où B est le champ magnétique, d la longueur sur laquelle se propage l'onde et V une constante empirique (la constante de Verdet) qui dépend du matériau, de la longueur d'onde et de la température. On appelle cela l'effet Faraday (1845). C'est sur ce principe qu'est basé le modulateur à rotation Faraday. Il est généralement implémenté dans un guide d'onde mono-mode et a été utilisé,

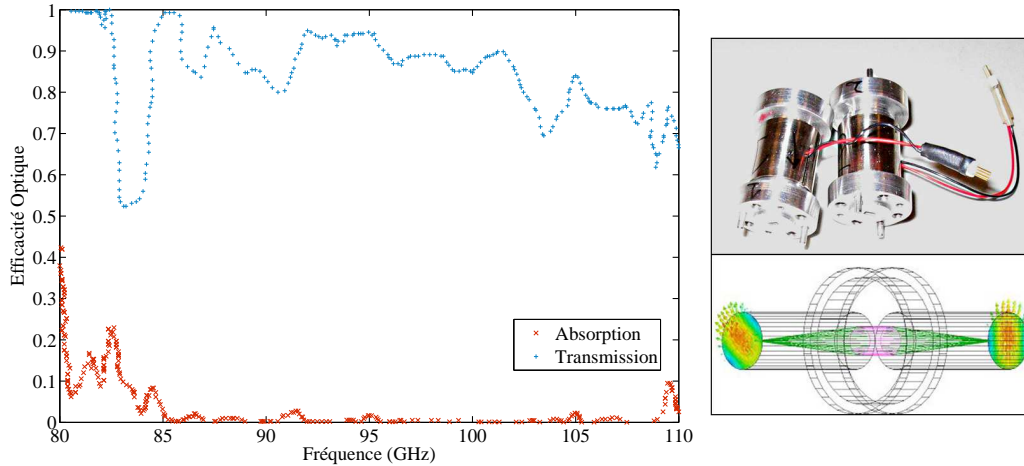


FIGURE 8.2: Mesure de l'efficacité optique des modulateurs à rotation Faraday par B. Keating⁴ à partir de [8].

dans la cosmologie observationnelle, pour les expériences Bicep et MBI. L'avantage que présente ce dispositif est qu'il ne comporte aucune pièce mobile et qu'il peut moduler le signal jusqu'à 10 KHz sans engendrer de vibrations mécaniques. En revanche, son efficacité optique, connue à ce jour, ne permet pas d'atteindre les sensibilités requises pour la détection des modes B du fond diffus cosmologique (voir figure 8.2).

8.2.3 Modulateur à guide d'onde rotatif

Il existe un autre type de modulateurs de polarisation. Celui-ci présente généralement une entrée et une sortie en guide d'onde circulaire. Son principe opérationnel est similaire au celui des guides d'onde déphaseurs rotatifs dont le fonctionnement est reporté dans le section 8.4. Les modulateurs de polarisation guides d'onde conçus par G. Pisano [74] présentent des pertes en réflexion inférieures à -20 dB, une polarisation croisée inférieure à -30 dB et une erreur sur le retard de phase (180°) de $\pm 0.7^\circ$. L'inconvénient ici est la présence de parties mobiles et la fréquence de modulation limitée par les moteurs et leurs tolérances sur les vibrations mécaniques.

8.3 Modulateurs de phase

Le modulateur de phase, généralement appelé déphaseur, est un dispositif permettant de changer la phase d'un signal électromagnétique entrant de manière contrôlable. Cette variation de phase est fonction de paramètres de contrôle extérieurs (courant, tension, champ magnétique, ...). Elle peut aussi bien dépendre de la fréquence d'onde suivant une loi particulière ou en être indépendante sur une certaine largeur de bande. Nous pouvons classer les déphaseurs suivant leur structure (tridimensionnelle ou planaire) ou suivant que le déphasage soit continu ou discret. Les valeurs discrètes sont introduites par la commutation entre des phases différentes. Chaque phase correspond à des propriétés de propagation différentes correspondant à des structures différentes que nous appellerons circuits de déphasage. Les circuits de déphasage les plus simples sont des lignes de

4. B. Keating : "Wide Bandwidth Polarization Modulator, Switch, and Variable Attenuator," Brevet US en cours, Num. 60/689,740 (2005) .

longueurs électriques différentes. D'autres sont des guides chargés par des éléments qui modifient leurs propriétés de transmission.

Pour la polarisation du fond diffus cosmologique les modulateurs de phase, qu'ils soient guides d'ondes ou planaires, sont placés après un diplexeur de polarisation. Dans le commerce, les déphaseurs guides d'onde sont les plus utilisés. Cependant, ils peuvent aussi être utiles à la cosmologie [10]. Les déphaseurs planaires présentent l'avantage d'être compacts et supra-conducteurs (à basses températures). En outre, il est possible d'implémenter un polarimètre entier en technologie planaire ; c'est à dire des OMT, des filtres, des déphaseurs et des détecteurs sur le même substrat planaire [9] (voir figure 8.3).

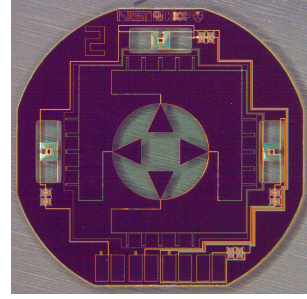


FIGURE 8.3: Modèle de polarimètre planaire fabriqué au NIST (*National Institute of Standards and Technology*) pour l'instrument ABS [9].

Soit une ligne de transmission planaire représentée par le circuit équivalent suivant (voir chapitre 5) :

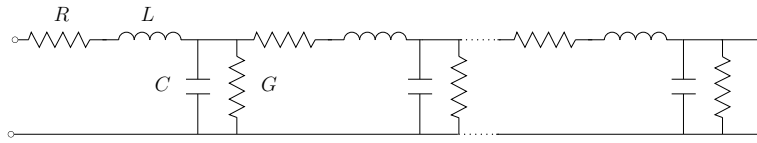


FIGURE 8.4: Circuit équivalent d'une ligne de transmission en éléments localisés.

Si cette ligne est sans pertes , la phase introduite est :

$$\phi = \beta l \quad (8.2)$$

avec

$$\beta = \frac{\omega}{c} \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (8.3)$$

où β est la constante de propagation, L l'inductance par unité de longueur, C la capacité par unité de longueur, c la vitesse de la lumière, ϵ_r la permittivité électrique effective, μ_r la permittivité magnétique effective et $\omega = 2\pi\nu$ avec ν la fréquence d'onde. Le déphasage est introduit par la variation de ϕ . Plusieurs façon permettent d'y parvenir :

- *Variation de l* : Ligne à délai.
- *Variation de ϵ_r* : Matériaux ferroélectriques.
- *Variation de μ_r* : Matériaux ferromagnétiques.
- *Variation de L et/ou de C* : Filtres LC, métamatériaux, lignes chargées en éléments localisés.

La variation de ces paramètres peut être :

Continue : L'un des paramètres de la ligne de transmission dépend d'éléments de contrôle extérieurs comme le champ magnétique, le courant ou la température. La variation continue de ces éléments permet alors la variation continue de la phase introduite par la ligne de transmission.

Discontinue : Dans ce cas, le déphasage est le résultat de commutation entre plusieurs états de phase discrets et différents. Ceci peut correspondre à des éléments localisés variables, à

la variation de la longueur des terminaisons d'un coupleur de puissance ou à la commutation entre une référence (ligne de transmission simple) et des structures de déphasage ayant des propriétés de transmission différentes. Les types de déphaseurs correspondants sont : les déphaseurs à réflexion (*reflection type*), les déphaseurs à transmission directe (*transmission type*) et les déphaseurs à commutation de ligne (*switched type*). Pour les trois types, la présence de commutateurs est nécessaire. Plusieurs technologies peuvent remplir ce rôle : MEMS (*Micro Electro Mechanical Switch*), SIS (*Supraconducteur Isolant Supraconducteur*), FET (*Field Edge Transistor*), diode, pont supraconducteur.

8.4 Modulateur de phase guide d'onde

La modulation de la phase du signal polarisé, extrait à l'aide de diplexeurs, peut être réalisées à l'aide de déphaseurs guides d'onde digitaux (valeurs de phases discrètes) ou continus. En ce qui concerne les déphaseurs discrets, la fonction est remplie par la commutation entre des guides ayant des propriétés de phase différentes : la référence et la structure de déphasage. Dans ce cas, la référence est souvent un guide d'onde ordinaire rempli d'air. La structure de déphasage peut être réalisée par l'introduction d'éléments qui modifient les propriétés du guide, comme des rainures [75], des crêtes [76], des iris [77, 78] ou un diélectrique remplaçant l'air [79]. Pour expliquer cela, imaginons qu'un guide d'onde corresponde à une ligne de transmission (voir figure 8.4). L'introduction de discontinuités correspond à l'introduction d'éléments localisés de différentes natures (cet aspect sera détaillé pour les modulateurs planaires). Ainsi la variation continue des propriétés de ses éléments peut avoir comme conséquence la variation continue de la phase. Ceci est particulièrement le cas pour le déphaseur à guide d'onde rotatif [10]. Celui-ci est basé sur des sections $\lambda/2$ (HWS, Half Wave Section) et $\lambda/4$ (QWS, Quarter Wave Section)⁵ faites de polariseurs à iris en guides d'onde circulaires (voir figure 8.5). L'onde électromagnétique pénètre dans le déphaseur à travers un guide d'onde rectangulaire. Le mode de propagation TE_{10} de cette onde est ensuite converti en TE_{11} (grâce à la transition rectangulaire circulaire) et se propage dans la première section $\lambda/4$ du guide d'onde circulaire. L'orientation de 45° de la section $\lambda/4$ par rapport à l'axe de la transition (voir figure 8.5) change la polarisation linéaire du mode TE_{11} en polarisation circulaire. L'onde passe ensuite dans la section $\lambda/2$ dont la rotation d'un angle ψ par rapport à la section $\lambda/4$ introduit un déphasage $\Delta\phi = 2\psi$. La seconde section $\lambda/4$ converti le mode circulaire en TE_{11} qui est restauré en TE_{10} par la transition circulaire rectangulaire. Les résultats des mesures de ce modulateur de phase sont reportés sur la figure 8.6. Ils montrent d'excellentes propriétés de déphasage mais son application à un instrument comme QUBIC requiert des développements supplémentaires.

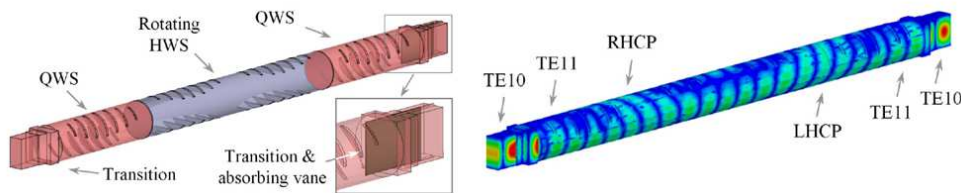


FIGURE 8.5: Modèle mécanique du modulateur de phase à guide d'onde rotatif et simulation HFSS⁶ de la répartition du champ à partir de [10].

5. Ces sections réalisent un déphasage de 180° pour les sections $\lambda/2$ et 90° pour les sections $\lambda/4$.

6. HFSSTM (High Frequency Structural Simulator) est un simulateur électromagnétique commercial (Ansoft Corporation) à éléments finis basé sur un solveur fréquentiel.

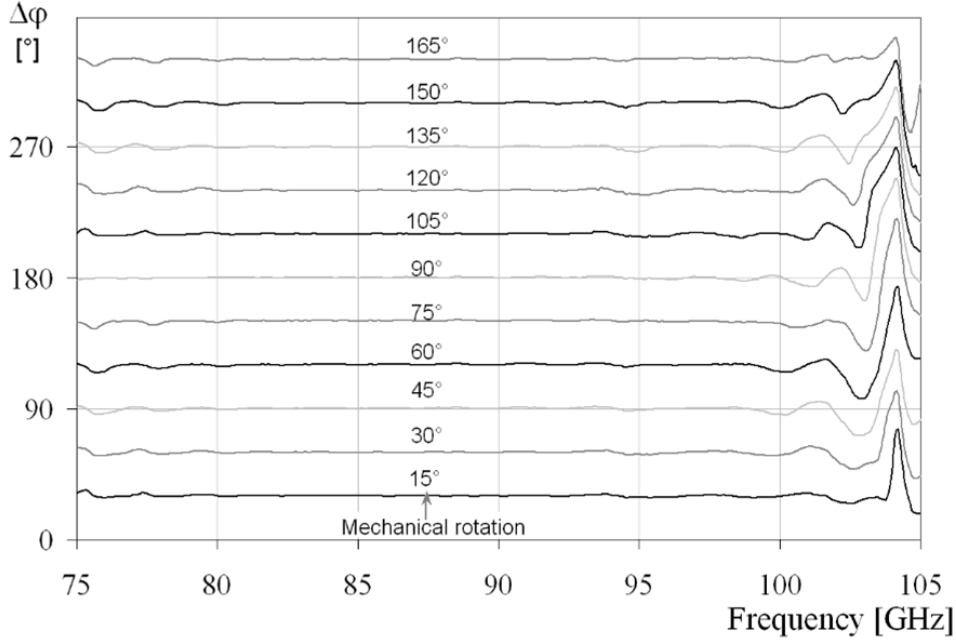


FIGURE 8.6: Mesure du déphasage introduit par le déphaseur à guide d'onde rotatif à partir de [10].

8.5 Modulateur de phase planaire

8.5.1 Commutateurs

Un commutateur à deux ports (SPST pour *Single-pole Single-throw*) idéal a deux états : l'état 1 (marche) dans lequel le signal passe et l'état 2 (arrêt) dans lequel le signal ne passe pas. Considérons le commutateur comme une charge Z_L qui termine une ligne d'impédance caractéristique Z_0 (voir figure 8.7). Dans ce cas :

$$\text{État 1} \quad \Rightarrow \quad |\Gamma_{off}| = 1 \begin{cases} Z_L \rightarrow \infty & \text{circuit ouvert.} \\ Z_L \rightarrow 0 & \text{circuit fermé.} \end{cases}$$

$$\text{État 2} \quad \Rightarrow \quad |\Gamma_{on}| = 0 \begin{cases} Z_L \rightarrow Z_0 & \text{adaptation d'impédance.} \end{cases}$$

où $\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}$ est le coefficient de réflexion.

En prenant en compte la largeur de bande et le temps de commutation que doit satisfaire le commutateur, il est possible de définir un facteur de qualité de commutation :

$$K = \frac{\text{IL}}{\text{Is}} \Psi \mathcal{T} \quad (8.4)$$

où IL et Is sont la perte d'insertion et l'isolation moyennées sur la bande de fréquence considérée, $\Psi = \frac{\Delta\nu_e}{\Delta\nu_n}$ et $\mathcal{T} = \frac{t_e}{t_n}$, avec $\Delta\nu_e$ la largeur de bande effective, $\Delta\nu_n$ la largeur de bande nominale, t_e le temps de commutation effectif et t_n le temps de commutation nominal⁷. Dans la suite, nous utiliserons ce facteur pour le choix du commutateur pour l'instrument QUBIC.

7. nominal signifie ici les propriétés théoriques requises et communes à toute technologie pour une utilisation donnée.

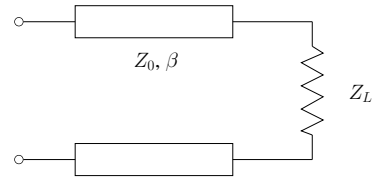


FIGURE 8.7: Schéma d'une charge Z_L qui termine une ligne de transmission d'impédance caractéristique Z_0 .

8.5.1.1 Jonction SIS

Une jonction SIS est faite d'une mince couche isolante séparant deux supra-conducteurs. Tant que le courant de polarisation traversant la jonction est inférieur au courant critique J_c , les paires de Cooper traversent la couche d'isolant par effet Tunnel. Cet effet, connu sous le nom de l'effet *Josephson* (1962), peut être utilisé pour faire des commutateurs haute fréquence ultra-rapides par variation de courant continu traversant la jonction. Un prototype de commutateur SIS a été développé au *Jet Propulsion Laboratory* (JPL) [11] à 100 GHz montrant une efficacité de commutation entre 60% et 80% sur 15% de largeur de bande (voir figure 8.8).

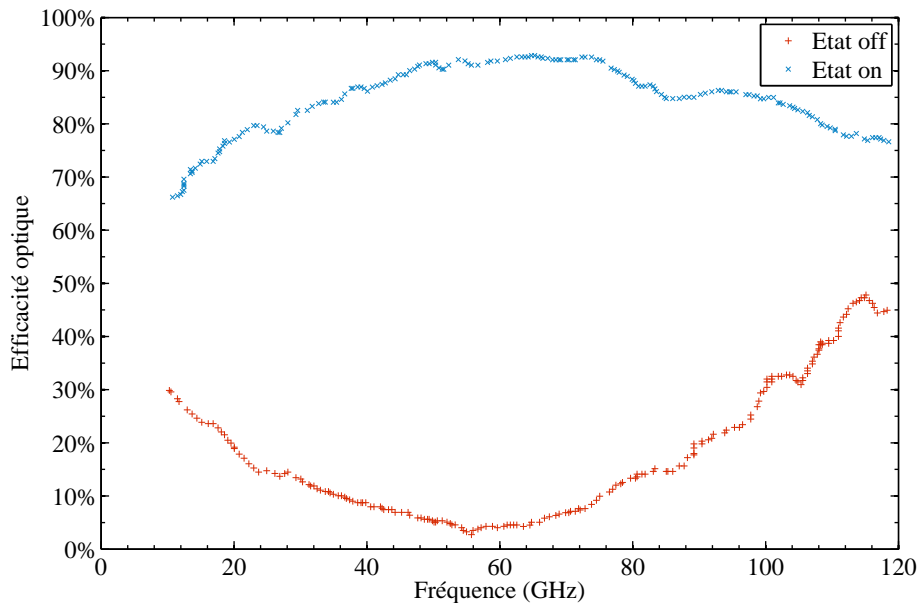


FIGURE 8.8: Mesure de l'efficacité des commutateurs à jonction SIS réalisés au JPL à partir de [11].

8.5.1.2 Transistor à effet champ

Un transistor à effet champ (TEC) est constitué d'un substrat dopé positivement (P) qui sépare deux semi-conducteurs dopés négativement (N), l'un étant la source, l'autre le drain. Ils sont reliés par une fine couche d'oxyde sur lequel est déposé un métal (grille). En appliquant une tension positive sur la grille, les électrons du substrat sont attirés entre les zones de matériaux N (source et drain). A cet endroit, la concentration en électrons constitue un enrichissement qui se traduit comme une inversion de conductibilité du substrat passant ainsi du type P au type N. Le signal Radio Fréquence (RF) passe alors entre la source et le drain. Il est possible d'utiliser le TEC comme commutateur en série ou en parallèle avec une ligne de transmission. Un exemple d'intégration de ce commutateur en parallèle avec une ligne coplanaire est montré sur la figure 8.9.

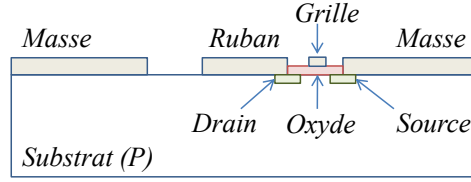


FIGURE 8.9: Intégration d'un commutateur TEC en parallèle dans une ligne coplanaire.

8.5.1.3 MEMS

Les systèmes micro-électro-mécaniques (MEMS) sont souvent utilisés comme commutateurs. Un MEMS typique est constitué d'un pont métallique flexible suspendu au-dessus d'un contact. Un exemple de géométrie est représenté sur la figure 8.10. Le fonctionnement du commutateur est basé sur l'attraction électrostatique entre le pont et le contact. Une fine couche de diélectrique est souvent utilisée sur le contact afin d'éviter la propagation du courant continu. Utiliser un pont suspendu plus haut pourrait réduire la capacité parasite mais entraînerait une augmentation de la tension requise afin de fermer le pont.

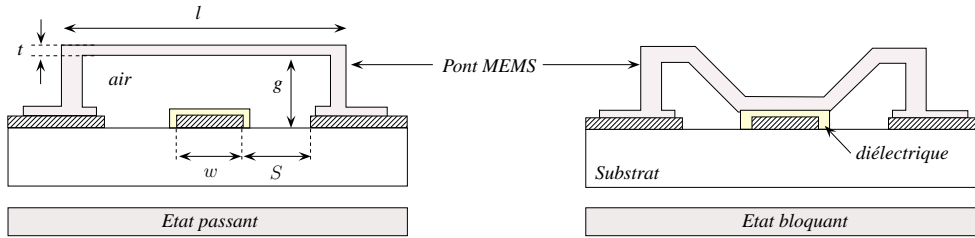


FIGURE 8.10: Exemple d'intégration d'un commutateur MEMS en parallèle dans une ligne coplanaire.

Pour une intégration en ligne coplanaire (voir figure 8.10), une analyse mécanique de l'opération de commutation peut être trouvée dans [80] où la constante de raideur k est donnée par :

$$k \approx \frac{32Et^3l}{(S+2w)^3} + \frac{8\zeta(1-\vartheta)}{(S+2w)} \quad (8.5)$$

où E est le module d'Young du matériau utilisé, t l'épaisseur du pont, l la largeur du pont, w la largeur du ruban central de la ligne coplanaire, S la distance du ruban central au plan de masse de la ligne, ζ le stress résiduel interne du pont et ϑ le coefficient de Poisson. La tension requise pour actionner le commutateur est alors :

$$V_p = \left[\frac{8kg^3}{27\epsilon_0 Sl} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8.6)$$

avec ϵ_0 la permittivité de l'espace libre et g la hauteur du pont au repos.

Il existe plusieurs réalisations de MEMS s'intégrant parfaitement avec la technologie planaire [81]. Ces commutateurs ont aujourd'hui atteint un haut niveau de maturité pour des applications commerciales allant jusque 20 GHz. Ils ont ainsi été utilisés à 1.5 K pour la mission spatiale ARCADE. Des prototypes ont aussi été réalisés pour ouvrir la voie à des applications commerciales et scientifiques à plus hautes fréquences [82].

8.5.1.4 Diode

Une diode peut être vue comme une résistance variable non linéaire dont la loi IV peut être exprimée par :

$$I(V) = I_s (e^{\alpha V} - 1) \quad (8.7)$$

où I_s est le courant de saturation et $\alpha = \frac{q}{nkT}$ avec q la charge d'une électron, k la constante de Boltzmann, T la température et n un facteur variant entre 1.2 et 2 suivant la technologie utilisée [83]. La tension à la sortie de la diode est

$$V = V_0 + V_{ac} \quad (8.8)$$

où V_0 est la tension de polarisation et V_{ac} est la tension de l'onde transmise. Polarisé en direct, ce composant se comporte comme un conducteur (passant) tandis que, polarisé en inverse, il se comporte comme une faible capacité (bloquant).

D'après l'équation (8.7), le fonctionnement à température cryogénique augmente la résistance en entrée de la diode et diminue donc sa vitesse de commutation. Cependant, l'utilisation de certains matériaux semi-conducteurs peut réduire cette dépendance en température [84].

Plusieurs types de diodes semi-conductrices sont utilisées :

- *La diode PIN (Positive Intrinsic Negative)* : Elle est constituée de deux zones dopées P et N séparées par une zone non dopée (intrinsèque). Il s'agit de la diode la plus utilisée pour les fonctions de commutation.
- *La diode Varicap (Varactor)* : La différence avec la diode PIN est que la zone de déplétion (intrinsèque) est optimisée pour jouer le rôle de capacité variable. L'utilisation de la Varicap n'est pas souhaitée comme commutateur. Cependant, elle permet de construire des déphaseurs à base de capacités variables (voir section 8.5.3).
- *La diode Schottky* : Elle est à base de jonction métal - semi-conducteur. Le bruit qu'elles introduisent et leur faible plage de fonctionnement en température les rend inefficace dans le cas d'un instrument pour la cosmologie comme QUBIC.

8.5.1.5 Pont supra-conducteur

Une ligne supra-conductrice a une faible résistance de surface et une inductance cinétique qui se rajoute à son inductance géométrique. Le changement de l'état de cette ligne de supra-conducteur à normal augmente la résistance de surface de manière importante et fait disparaître l'inductance cinétique (voir chapitre 5). Si seule une portion de la ligne supra-conductrice (le pont) subit une transition à l'état normal, une désadaptation d'impédance est observée. Ce principe a été exploité pour faire des commutateurs supra-conducteurs. Plusieurs méthodes peuvent être considérées pour effectuer la transition de l'état supra-conducteur à l'état normal :

- Utilisation d'un faisceau optique [85, 86, 87, 88] ou d'une résistance chauffante [12] pour faire monter localement la température du pont au dessus de la température critique.
- Utilisation d'un courant continu supérieur au courant critique du pont [89, 90].

En pratique, le pont peut être utilisé en série sur une ligne de transmission ou être connecté avec le plan de masse [91]. Les performances du commutateur dépendent beaucoup de la géométrie de la ligne, du matériau et de la gamme de fréquence. Ainsi, les premières applications utilisaient elles des lignes micro-ruban faites de supra-conducteurs à haute température critique. Dans [12] par exemple, l'utilisation du TiCaBaCuO à 9 GHz donnait une isolation de -30 dB sur 1 GHz de largeur de bande avec une consommation de 12 mA et un temps de commutation de 5 μ s (voir figure 8.11). Plus récemment, dans [90], des micro-ponts en NbN montés en parallèle sur une ligne à fente ont montré une isolation de -14 dB à 230 GHz avec une consommation de 20 μ A et un temps de commutation de 10 ns. Des développements supplémentaires sont sans doute nécessaires mais la technique semble prometteuse.

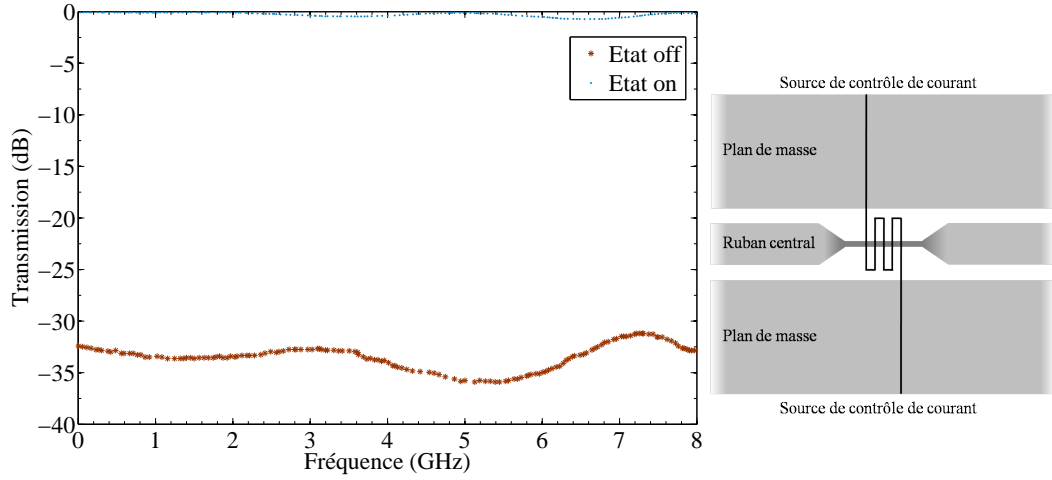


FIGURE 8.11: Mesure de l'efficacité des commutateurs supra-conducteurs réalisés par Martens [12].

8.5.2 Déphaseur à réflexion

Pour un port donné, le coefficient de réflexion est défini comme le rapport entre la tension d'onde réfléchiée et la tension d'onde incidente (voir annexe B). Pour le schéma de la figure 8.12, cela donne :

$$\Gamma = \frac{1/j\omega C_v - Z_0}{1/j\omega C_v + Z_0} \quad (8.9)$$

où C_v est la capacité variable, Z_0 l'impédance caractéristique de la ligne et $\omega = 2\pi\nu$ avec ν la fréquence de l'onde. Dans ce cas, $|\Gamma| = 1$ quelque soit la valeur de C_v . En revanche, la phase de la tension d'onde réfléchiée varie d'un angle $\Delta\phi$ par rapport à la phase de la tension d'onde incidente. Ce déphasage est nul pour $C_v = 0F$ et approche 180° pour des grandes valeurs de C_v . Deux éléments sont nécessaires afin d'utiliser ce principe dans un modulateur de phase : (i) Un composant pouvant introduire une capacité variable. (ii) Un composant permettant de séparer les tensions d'onde réfléchiées et incidentes. La modulation de la capacité peut se faire par le moyen de diodes [92, 93], de MEMS [94] (en ne fermant pas le pont - voir figure 8.10) ou de ponts supra-conducteurs [91]. Pour séparer les tensions d'onde, des coupleurs directionnels sont souvent utilisés (voir figure 8.13). Des coupleurs à branche, des coupleurs de proximité ou des coupleurs en anneau [95] introduisent des déphasages large-bandes (25-30%) de 90° ou de 180° . On retrouve aussi dans la littérature l'utilisation de circulateurs [96].

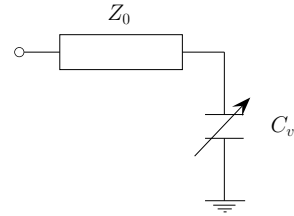


FIGURE 8.12: Ligne d'impédance Z_0 terminée par une capacité variable C_v .

8.5.3 Déphaseur à transmission directe

Ce déphaseur est constitué d'une ligne chargée avec des éléments capacitifs ou inductifs variables. Deux réactances en série (susceptances en parallèle) distantes de $\lambda/4$ introduisent des interférences destructives des ondes réfléchiées. Il en résulte une bonne transmission pour des réactances différentes. Pratiquement, un élément capacitif rallonge la longueur électrique de la ligne de transmission tandis qu'un élément inductif la raccourcit. Le déphasage souhaité est réalisé par la commutation entre la capacité et l'inductance. Ce rôle peut être réalisé grâce à des diodes Varicap [97] ou des MEMS [98].

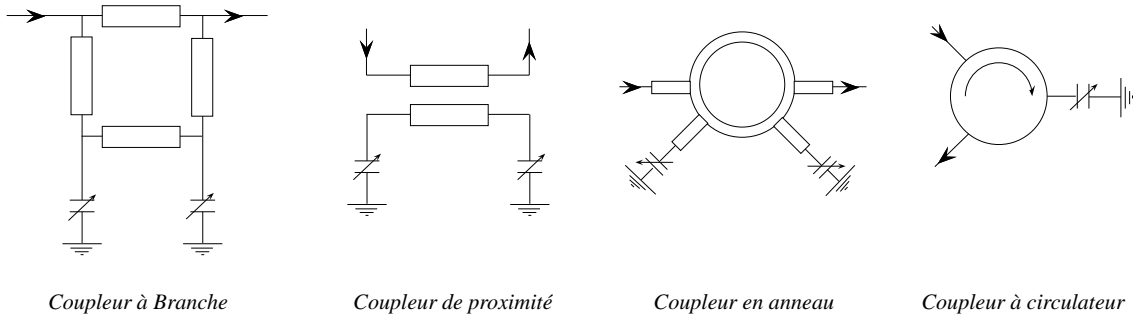


FIGURE 8.13: Quelques structures de séparateurs de tensions d'onde utilisés pour les déphaseurs à réflexion.

Même si ce type de déphaseur permet de réaliser un déphasage continu à une fréquence donnée, son application large-bande reste limitée à cause de sa faible efficacité optique [99]. Une alternative consiste à utiliser des filtres chargés avec des éléments à capacités variables. Dans [100], des diodes Varicap sont utilisées pour faire varier la capacité de filtres passe-bandes. La variation de la capacité ne change pas la fréquence de coupure de manière significative. Par contre elle modifie la phase introduite par le filtre. Pour ce déphaseur, l'efficacité optique dépend de la bande passante du filtre.

8.5.4 Déphaseur à commutation de ligne

Les déphaseurs à commutation de ligne sont basés sur la commutation entre deux circuits présentant des propriétés de propagation différentes. Nous appellerons ces deux circuits la branche référence et la branche de déphasage. La branche de déphasage peut être une ligne de métamatériaux planaires, une ligne couplée (Schiffman), un filtre ou une ligne à délai.

8.5.4.1 Ligne à délai

Dans la ligne à délai, la branche de déphasage est une ligne ayant une longueur électrique différente de celle de la référence. D'après les équations (8.2) et (8.3), Le déphasage introduit est alors :

$$\Delta\phi = \Delta\ell \frac{2\pi\nu}{c} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (8.10)$$

où ν est la fréquence, c la vitesse de la lumière et ε_r et μ_r respectivement la permittivité électrique effective et la perméabilité magnétique effective. Comme nous pouvons le voir sur l'équation (8.10), le déphasage dépend linéairement de la fréquence. L'avantage dans ce genre de dispositif est que les exigences sur les performances du déphaseurs sont reportées sur celles du commutateur. D'autre part, dans le cas des lignes planaires supra-conductrices, les pertes en puissance associées au déphasage sont très faibles [86].

8.5.4.2 Branches de déphasage à éléments localisés

Il est possible de concevoir des branches de déphasage large-bandes en introduisant des capacités ou des inductances discrètes dans la ligne afin de modifier ses paramètres de phase. Les déphaseurs à filtres et les lignes main-gauche sont basées sur ce principe. Dans le cas du déphaseur à filtre, la branche de référence est un filtre passe-bas et la branche de déphasage un filtre passe-haut. En réalité, le filtre passe-bas introduit une avance de phase tandis que le filtre passe-haut introduit un retard de phase. Ainsi, le déphasage induit peut-il être constant sur une largeur de bande allant

jusque 20% [96]. Notons aussi que toutes les valeurs de déphasages entre 0° et 180° peuvent être atteintes.

Un autre genre de branches de déphasage est fait de métamatériaux planaires (CRLH pour Composite Right Left Hand material)⁸. Pratiquement, ces matériaux sont réalisés par la répétition de motifs particuliers séparés par une distance allant jusque $\lambda/20$. Il est possible d'analyser le comportement électromagnétique de telles structures par la théorie des lignes de transmission. On sépare alors l'aspect RH (main droite ou matériau ordinaire) et LH (main gauche) comme le montre le circuit équivalent (8.14) d'une cellule CRLH. Ainsi, dans le modèle électrique, C_R et L_R représentent-elles respectivement la capacité et l'inductance par unité de longueur d'une ligne de transmission RH (ligne de transmission simple). C_L et L_L sont la capacité et l'inductance par unité de longueur d'une ligne de transmission LH.

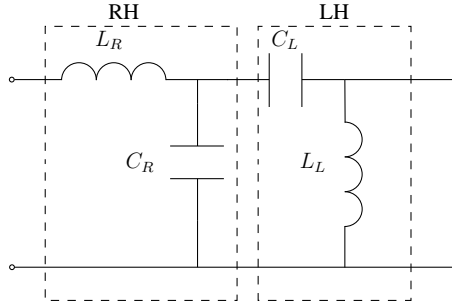


FIGURE 8.14: Circuit équivalent simplifié d'une cellule de ligne CRLH.

Si on définit ω_{se} et ω_{sh} tel que :

$$\omega_{se} = \frac{1}{\sqrt{L_L C_R}} \quad (8.11)$$

$$\omega_{sh} = \frac{1}{\sqrt{L_R C_L}}, \quad (8.12)$$

alors on peut identifier deux types de CRLH :

- CRLH non équilibré (*unbalanced*) pour lequel on obtient un aspect coupe-bande : $\omega_{se} \neq \omega_{sh}$.
- CRLH équilibré (*balanced*) pour lequel on obtient un aspect passe-bande : $\omega_{se} = \omega_{sh}$.

De toute évidence, le cas qui nous intéresse est le cas équilibré. La condition de transmission se traduit simplement par une adaptation d'impédance entre l'aspect main gauche et main droite, c'est à dire :

$$Z_L = Z_R \quad (8.13)$$

avec $Z_L = \sqrt{\frac{L_L}{C_L}}$ et $Z_R = \sqrt{\frac{L_R}{C_R}}$. Seulement, cette condition est dépendante de la fréquence car les propriétés de la ligne ne sont pas achromatiques. Il est donc possible de définir une fréquence ν_c de transition entre l'aspect RH et LH telle que :

$$\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{\sqrt{\omega_R \omega_L}}{2\pi} \quad (8.14)$$

avec $\omega_R = \frac{1}{\sqrt{L_R C_R}}$ et $\omega_L = \frac{1}{\sqrt{L_L C_L}}$.

8. Les matériaux main gauche (LH pour *Left Hand*) sont des métamatériaux (matériaux artificiels) qui présentent des propriétés qu'on ne trouve pas dans la nature. Ils permettent en particulier d'avoir un indice de réfraction négatif ($n < 0$). Pour avoir une structure passe-bande, il est nécessaire d'avoir $\varepsilon < 0$ (respectivement $\mu < 0$ pour une structure coupe bande) [101]. Cependant, les propriétés de dispersion recherchées ne peuvent pas être atteintes avec une structure LH pure mais seulement grâce à un couplage avec un matériau main droite ordinaire (qu'on appellera RH pour *Right Hand*). Le résultat est un matériau appelé CRLH (*Composite Right Left Hand material*).

En technologie planaire, il est possible de concevoir des branches de déphasage CRLH en lignes micro-ruban ou coplanaires. Nous pouvons voir les résultats d'une réalisation d'un déphaseur CRLH à 3 GHz [13] sur la figure 8.15. D'autres études se sont intéressées à l'optimisation de ces lignes avec des matériaux supra-conducteurs [102, 103].

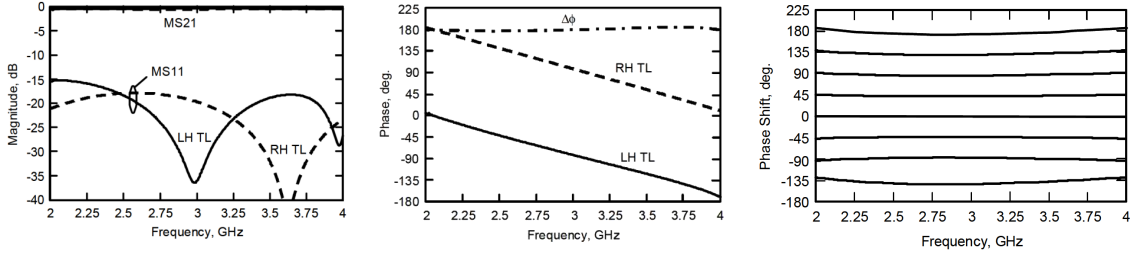


FIGURE 8.15: Caractéristiques d'un déphaseur à commutation de ligne avec branche de déphasage CRLH d'après [13].

8.5.4.3 Autres branches de déphasage

La branche de Schiffman [104] est utilisée pour la fabrication de déphaseurs 90° large-bandes. Cette structure a fait l'objet de plusieurs études et améliorations durant ces dernières années [105, 106]. Aujourd'hui le déphaseur de Schiffman est connu pour être meilleur que les déphaseurs à réflexion utilisant les coupleurs hybrides à branches (*branch line coupler*).

8.5.5 Modulateurs planaires continus

8.5.5.1 Déphaseurs Ferroélectriques

Dans les années 1990, est apparue l'utilisation de matériaux ferroélectriques pour la conception de déphaseurs contrôlables. Pour les lignes planaires, il s'agit de varier la constante diélectrique du substrat en y appliquant un courant continu. Pour l'utilisation la plus simple [107], le déphasage introduit est alors :

$$\Delta\phi = \frac{\omega\ell}{c} \sqrt{\mu_r} (\sqrt{\varepsilon_{ref}} - \sqrt{\varepsilon_{var}}) \quad (8.15)$$

avec c la vitesse de la lumière, μ_r la perméabilité magnétique du substrat, $\omega = 2\pi\nu$, ν étant la fréquence et ε_{ref} la constante diélectrique à courant nul et ε_{var} la constante diélectrique à courant variable. Deux utilisations principales sont référencées : (1) en ligne simple comme capacités localisées [108] (2) en lignes couplées [109]. Cependant, le changement de constante diélectrique provoque une désadaptation d'impédance d'autant plus importante que le déphasage voulu est grand. Aussi est-il rare que la largeur de ces déphaseurs dépasse les 10%.

8.5.5.2 Déphaseurs à inductance cinétique

Précédemment, nous avons fait référence aux ponts supra-conducteurs pour la réalisation de commutateurs rapides (voir section 8.5.1.5). Une autre utilisation de ce genre de dispositif consiste à appliquer un courant continu (ou un chauffage) sans dépasser le courant critique J_c (ou la température critique T_c) afin de ne pas provoquer une transition à l'état normal. La variation du courant continu a alors comme conséquence la variation de l'inductance cinétique de la portion de ligne supra-conductrice [110, 111]. Cette opération induit un déphasage :

$$\Delta\phi = \frac{\omega\ell}{c\sqrt{C}} \left[\frac{1}{\sqrt{L_{ref}}} - \frac{1}{\sqrt{L_{var}}} \right] \quad (8.16)$$

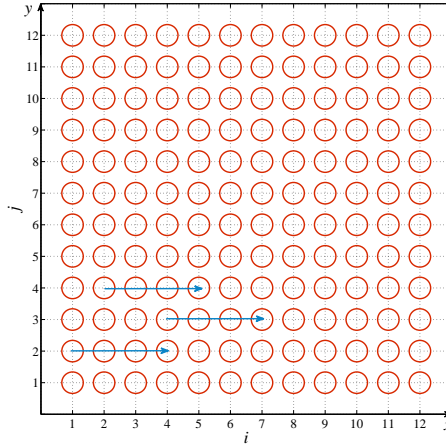


FIGURE 8.16: Exemple d'une matrice d'entrée 12×12 . Trois lignes de base équivalentes sont représentées en bleu.

avec $L_{ref} = L_g + L_{k1}$ et $L_{var} = L_g + L_{k2}$ où L_g est l'inductance géométrique, L_{k1} l'inductance cinétique de référence et L_{k2} l'inductance cinétique variable.

L'avantage ici est que la ligne reste supra-conductrice et donc les pertes ohmiques sont minimisées. L'inconvénient est que la variation d'inductance cinétique provoque une désadaptation d'impédance⁹. Cet inconvénient peut être dépassé par l'optimisation de la longueur du pont en fonction des critères de stabilité de l'amplitude en transmission avec la variation de la phase.

8.6 Application au cas d'un interféromètre bolométrique (QUBIC)

Dans le cas d'un interféromètre bolométrique, Les déphaseurs s'insèrent naturellement après les diplexeurs de polarisation (voir chapitre 2). Il faut, dans ce cas, deux fois plus de modulateurs qu'il y a de ports d'entrée (cornets). S'agissant de larges matrices de cornets, il est vital pour l'expérience que ces dispositifs soient compacts, reproductibles et aient une faible consommation électrique. Pour l'insertion dans un environnement cryogénique, une faible dissipation thermique est requise. La réduction des effets systématiques, souvent dépendants de la technologie utilisée, devront aussi être minimisés.

Afin de pouvoir récupérer toutes les visibilitées polarisées avec la sensibilité requise ($r = 0.01$), un schéma de déphasage particulier doit être appliqué : la sommation cohérente des lignes de bases équivalentes [4]. Il s'agit d'appliquer la même séquence de phase aux lignes de base parallèles et qui présentent un même écartement (voir figure 8.16). D'autres conditions devront être satisfaites pour que les déphaseurs soient utilisables pour QUBIC : Le niveau du bruit ($1/f$ et microphoniques) et le type de modulation (fréquentielle ou temporelle).

8.6.1 Modulation fréquentielle

Il s'agit ici d'une modulation continue de la phase suivant la relation :

$$\phi = 2\pi t f \quad (8.17)$$

où t est le temps et f la fréquence de modulation¹⁰.

9. Les pertes ohmiques restent négligeables pour un courant de polarisation inférieur au courant critique.

10. Nous notons ici la fréquence de modulation f et non ν afin de ne pas la confondre avec la fréquence d'onde.

Considérons une matrice carrée avec \mathcal{N}^2 ports d'entrées et notons i les éléments le long de l'axe x tels que $i \in \{1, \dots, \mathcal{N}\}$ et j les éléments le long de l'axe y tels que $j \in \{1, \dots, \mathcal{N}\}$ (voir figure 8.16). Dans le cas d'une matrice de cornets et d'OMT à trois ports, nous aurons besoin de $(2\mathcal{N})^2$ modulateurs de phase. Dans le schéma de déphasage requis, nous séparons les signaux polarisés parallèlement et perpendiculairement (les deux polarisations linéaires de l'onde). Pour l'analyse, nous considérons \mathcal{N}^2 modulateurs, correspondant aux signaux ayant une polarisation linéaire unique. Imposons la fréquence de modulation de chaque déphaseur (i, j) telle que

$$f_{ij} = f_0 + if_x + jf_y \quad (8.18)$$

où f_0 , f_x et f_y sont trois fréquences différentes avec f_0 une fréquence fixe et f_x et f_y correspondant à l'axe x et y . La différence de phase entre deux canaux (i, j) et (i', j') est alors :

$$\Delta\phi = 2\pi t (f_{ij} - f_{i'j'}) = 2\pi t ((i' - i) f_x - (j' - j) f_y). \quad (8.19)$$

Afin de ne pas mélanger les lignes de base verticales et horizontales de mêmes longueurs, les fréquences f_x et f_y doivent être différentes. Comme nous pouvons le voir dans l'équation (8.19), le déphasage $\Delta\phi$ ne contient pas f_0 et est modulé à une fréquence inférieure à f_0 . Ceci permet d'éviter la plupart des sources de bruits microphoniques. Pour cela, f_x et f_y doivent être choisis tels que :

$$f_{coude} < if_x + jf_y < f_0 \quad \forall (i, j) \quad (8.20)$$

où f_{coude} est la fréquence de coude à laquelle il y a intersection entre le bruit en $1/f$ et le bruit blanc (voir figure 8.17). f_0 est limité par la technologie utilisée. Une autre limitation est en rapport avec la linéarité du déphasage. En effet, toute non linéarité introduit des harmoniques. Il en résulte, pour une ligne de base donnée, une modulation à des fréquences plus hautes qui risquent de se confondre avec celles d'autres lignes de base.

Un candidat de modulateur fréquentiel est le guide d'onde rotatif. Les propriétés de déphasage large-bandes (voir figure 8.6) et la possibilité d'une utilisation en continu sont pour nous des atouts. Cependant, le moteur et le montage utilisés limitent la fréquence de modulation et la linéarité de la phase. La dissipation thermique et la consommation électrique peuvent aussi être des problèmes. C'est pourquoi des recherches et des développements complémentaires sont entrepris au sein de la collaboration QUBIC.

8.6.2 Modulation temporelle

Pour cet type de modulation, nous avons besoin de n valeurs de déphasages équidistants

$$\Delta\phi_i = i \frac{2\pi}{n} \quad (8.21)$$

où i est un entier compris entre 1 et n et $n = 2\mathcal{N}$, avec \mathcal{N} la racine carrée du nombre de cornets d'une matrice carrée. Une séquence de phase particulière [4] est alors appliquée afin de retrouver les visibilitées polarisées avec le niveau de précision requis. Si la fréquence de coude du bruit en $1/f$ est égale à 0.01 Hz, alors nous disposons de moins de 100 secondes pour chaque séquence. La fréquence de modulation minimale est donc directement liée à la stabilité thermique du cryostat. Nous considérerons dans la suite qu'une rapidité de modulation comprise entre 0.1 kHz et 1 kHz est exigée. Un autre critère déterminant est le niveau de connaissance du déphasage qui devra être meilleur que 10^{-4} rad. D'autre part, le déphaseur considéré devra avoir une efficacité optique meilleure que 80%. La largeur de bande du déphasage appliqué $\Delta\phi$ n'est pas un problème tant que sa dépendance en fréquence suit une loi connue. Il est cependant numériquement plus facile de récupérer les données si le déphasage est constant sur 25% de largeur de bande.

Les sections 8.3, 8.4 et 8.5 nous permettent de dresser le tableau 8.1 qui regroupe les critères et les propriétés des différents déphaseurs. Loin d'être exhaustif, celui-ci permet néanmoins de

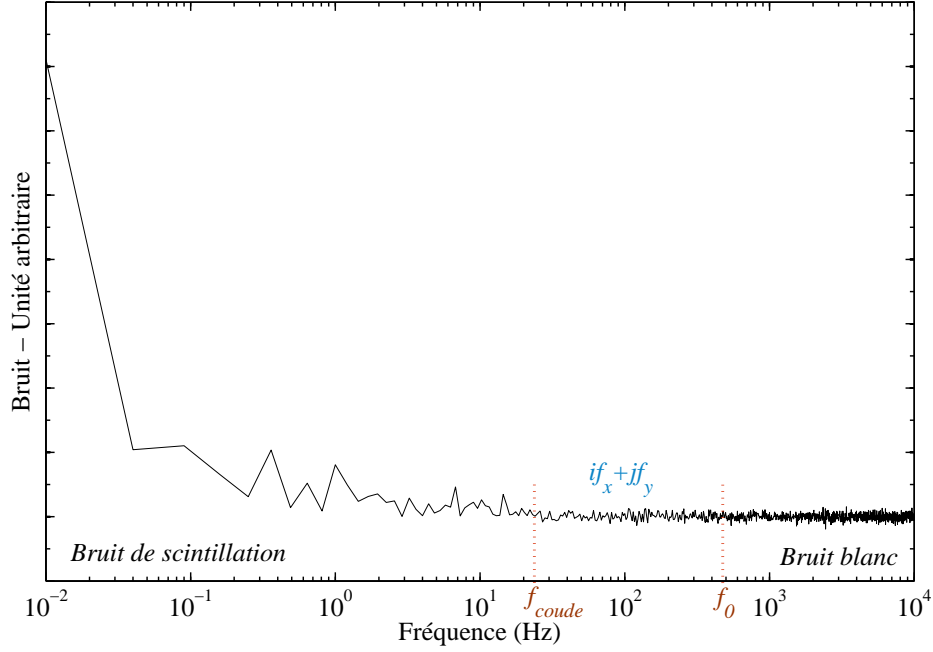


FIGURE 8.17: Représentation schématique du bruit blanc et du bruit aux basses fréquences.

raccourcir la liste des dispositifs candidats. Quatre déphaseurs se démarquent ainsi du lot : Les lignes à délai, les filtres, les métamatériaux et les déphaseurs à inductance cinétique.

8.6.3 Cas des candidats à commutation de ligne

Pour les modulateurs à commutation de ligne, plusieurs schémas de déphasage sont possibles pour introduire la séquence de phase. Dans le circuit de la figure 8.18(1), nous considérons n branches de déphasages identiques correspondant à n valeurs de déphasage $\Delta\phi_i = \frac{2\pi}{n}$. L'inconvénient est que l'atténuation introduite par les branches augmente considérablement pour les grandes valeurs de phase et induit une modulation importante de l'amplitude en fonction de la phase. Dans le schéma de la figure 8.18(2), il y a n branches de déphasages différentes et $2n$ commutateurs associés. Il s'agit d'une géométrie très proche d'un diviseur de puissance à la différence près que, lorsque un commutateur est fermé (marche), tous les autres sont ouverts (arrêt). La distance $i\frac{\lambda}{4}$ qui les sépare du port d'entrée fait que les branches associées se comportent comme une impédance infinie. Le signal circule alors dans la branche correspondant au commutateur fermé. Un autre schéma est celui de la figure 8.18(3). Il présente l'avantage de ne pas nécessiter n branches de déphasages différentes et $2n$ commutateurs. En effet, une séquence permet de retrouver toutes les valeurs de déphasages requises à partir d'une cascade de p éléments (ou cellules de déphasages) introduisant chacun un déphasage $\Delta\phi_{ij} = \frac{2\pi}{n}\delta_{ij}k_j$, avec $j \in \{1, 2, 3, \dots, p\}$ et $i \in \{1, 2, 3, \dots, n\}$. δ_{ij} est un Dirac qui prend les valeurs 1 ou 0 pour symboliser l'état de fonctionnement du commutateur de chaque cellule de déphasage. k_j est un nombre choisi pour chaque cellule à fin de réduire le nombre d'éléments. Dans ce cas le déphasage global introduit est :

$$\Delta\phi_i = \sum_p^{j=1} \frac{2\pi}{n} (\delta_{ij}k_j). \quad (8.22)$$

Types de déphaseurs			Propriétés (P) & Critères (C)					
			$\frac{\Delta\nu}{\nu}$		$\Delta\phi$		f	
			P	C	P	C	P	C
Déphaseurs planaires								
Discrets	A réflexion	Coupleurs hybrides	0.25	0.25	$\pi, \frac{\pi}{2}$	∇	S	> 0.1 kHz
		Circulateurs	0.1	0.25	∇	∇	S	> 0.1 kHz
	A transmission directe	Lignes chargées	0.2	0.25	$\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{8}$	∇	S	> 0.1 kHz
	A commutation de ligne	Lignes à délai	0.3	0.25	∇	∇	S	> 0.1 kHz
		Filtres	0.25	0.25	∇	∇	S	> 0.1 kHz
		Métamatériaux	0.25	0.25	∇	∇	S	> 0.1 kHz
		Schiffman	0.3	0.25	$\pi, \frac{\pi}{2}$	∇	S	> 0.1 kHz
Continus	A transmission directe	A Ferrite	0.1	0.25	∇	∇	< 0.1 kHz	> 0.1 kHz
		A inductance cinétique	0.25	0.25	∇	∇	> 0.1 kHz	> 0.1 kHz
Déphaseurs guide d'onde								
Discrets	A commutation de ligne	Lignes à délai	0.3	0.25	∇	∇	< 0.1 kHz	> 0.1 kHz
Continus	A transmission directe	A Ferrite	0.1	0.25	∇	∇	< 0.1 kHz	> 0.1 kHz
		Guide rotatif	0.3	0.25	∇	∇	< 0.1 kHz	> 0.1 kHz

TABLE 8.1: Récapitulatif des propriétés et des critères de sélection pour les principaux types de déphaseurs. S symbolise le Commutateur dans les cas où les critères se trouvent reportés sur les commutateurs. Il est aussi à noter que la largeur de bande mentionnée pour les déphaseurs discrets concerne seulement les branches de déphasage et ne prend pas en compte l'effet des commutateurs.

Par exemple, si $n = 15$, il suffit d'avoir $p = 4$ avec $k_1 = 1, k_2 = 3, k_3 = 5, k_4 = 7$ et δ_{ij} prenant les valeurs du tableau 8.2.

Les propriétés de transmission des modulateurs de phase à commutation de ligne sont aussi affectées par les commutateurs utilisés. Ces derniers fixent aussi la la fréquence maximale de modulation.

8.6.3.1 Commutateurs

Comme montré dans la section 8.5.1, les commutateurs peuvent être représentés par une impédance de charge infinie ou nulle dans l'état "arrêt". L'impédance infinie correspond à un circuit ouvert dans le cas d'une intégration en série. Cette configuration est préconisée en ligne micro-ruban mais peut aussi être utilisée en ligne coplanaire. L'impédance nulle correspond à un circuit fermé dans le cas d'une intégration en parallèle. Cette dernière configuration est plus efficace en ligne coplanaire qu'en micro-ruban car la masse (coplanaire) se trouve sur le même plan. Plusieurs technologies ont été introduites précédemment. Leurs performances typiques sont présentées sur le tableau 8.3. Il faut cependant garder à l'esprit que ces performances peuvent dépendre de plusieurs paramètres dont la gamme de fréquence de travail. A partir de l'équation (8.4) et des propriétés du tableau 8.3, il est possible de calculer un facteur de qualité pour chacune des technologies de commutateur. Nous pouvons voir sur la figure 8.19 que les facteurs de qualité des diodes PIN,

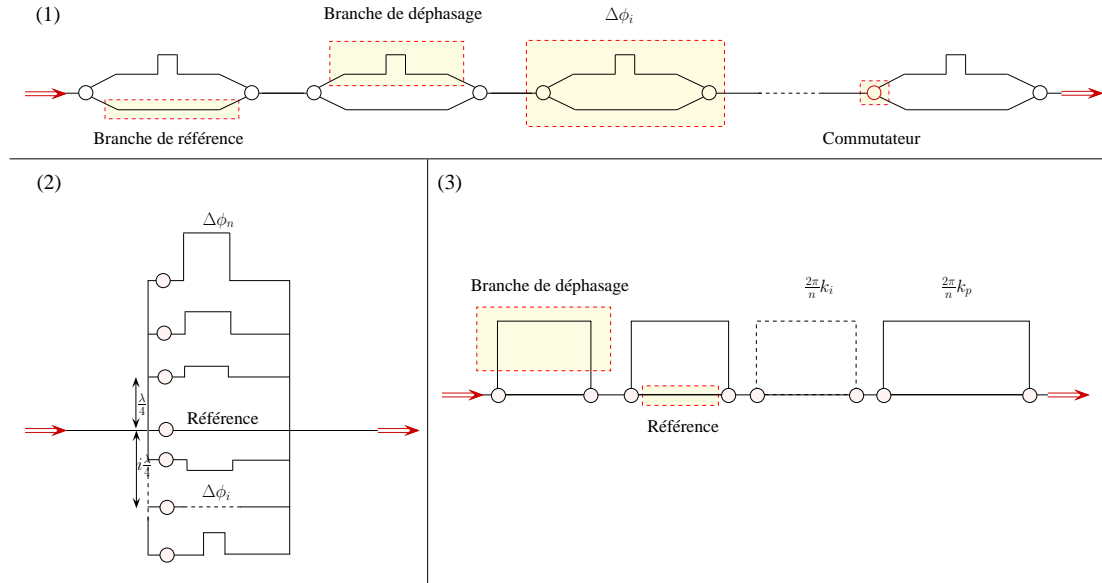


FIGURE 8.18: Différents circuits de déphasage.

i	$\Delta\phi_i$	δ_{i1}	δ_{i2}	δ_{i3}	δ_{i4}
1	$\frac{2\pi}{15}$	1	0	0	0
2	$\frac{4\pi}{15}$	0	1*	1*	0
3	$\frac{2\pi}{5}$	0	1	0	0
4	$\frac{8\pi}{15}$	1	1	0	0
5	$\frac{2\pi}{3}$	0	0	1	0
6	$\frac{4\pi}{5}$	1	0	1	0
7	$\frac{14\pi}{15}$	0	0	0	1
8	$\frac{16\pi}{15}$	1	0	0	1
9	$\frac{6\pi}{5}$	1	1	1	0
10	$\frac{4\pi}{3}$	0	1	0	1
11	$\frac{22\pi}{15}$	1	1	0	1
12	$\frac{8\pi}{5}$	0	0	1	1
13	$\frac{26\pi}{15}$	1	0	1	1
14	$\frac{28\pi}{15}$	1 [†]	0	0	0
15	2π	0	1	1	1

TABLE 8.2: Détails de la séquence de déphasage pour le schéma de la figure 8.18(3) avec $n = 15$ et $p = 4$. * La référence est fixée à $i = 3$ et la branche de déphasage à $i = 1$. † La référence est fixée à $i = 15$ et la branche de déphasage à $i = 1$.

Technologie	SIS	MEMS	TEC	Diode PIN	Pont supra-conducteur
Largeur de bande	20%	25%	25%	10%	25%
		35%	35%	20%	35%
Isolation	-13 dB	-25 dB	-45 dB	-50 dB	-14 dB
	-20 dB	-45 dB			-30 dB
Pertes d'insertion	-1.9 dB	-0.1 dB	-0.4 dB	-0.4 dB	-2 dB
	-0.9 dB	-0.4 dB	-0.6 dB	-0.6 dB	-0.1 dB
Rapidité	10 ns	10 μ s	3 ns	100 ns	10 ns
		100 μ s	10 ns		
Température	4 K	300 K	300 K	300 K	4 K
Complexité	3	2	5	4	1
Références	[11]	[112]	[113, 96]	[113, 96]	[12, 90]

TABLE 8.3: Propriétés typiques des principales technologies de commutateurs. La complexité prend en compte l'adaptation à des substrats et des montages différents et la répétabilité du procédé de fabrication. Notons que cette complexité augmente aussi avec la fréquence d'onde : 1 correspond à la technologie la moins complexe et 5 à la plus complexe.

des TEC et des ponts supra-conducteurs sont supérieurs aux autres. Les ponts supra-conducteurs présentent le niveau de complexité le moins élevé. Ils sont aussi faciles à fabriquer, ont une longue durée de vie (pas de partie mobile) et fonctionnent à température cryogénique (4 K).

Comme les autres commutateurs SPST, il est possible d'utiliser le pont supra-conducteur en parallèle ou en série avec une ligne de transmission. Le fonctionnement est basé sur une désadaptation d'impédance importante d'une section d'une ligne causée par le changement d'état de supra-conducteur à normal. Cette transition est réalisée par chauffage au dessus de la température critique ou par introduction d'un courant supérieur au courant critique. Les représentations des configurations en série et en parallèle, ainsi que les circuits équivalents associés, sont montrées sur les figures 8.20 et 8.21. Nous pouvons voir que, dans les deux cas, l'apport de courant ou le chauffage par ligne (et non optique) nécessite des capacités de part et d'autre du commutateur pour bloquer le courant continu (blocage DC) et ne pas faire transiter le reste de la ligne qui doit rester supra-conducteur. Les lignes qui apportent le courant sont aussi des inductances qu'on appellera inductances parasites. Ils peuvent cependant être dimensionnés afin d'améliorer l'adaptation d'impédance et réduire les effets de résonance dûs aux capacités de blocage DC. Le montage série présente l'avantage de s'adapter à la configuration micro-ruban et coplanaire. Nous considérerons alors ce dernier montage pour le dimensionnement d'un commutateur en ligne coplanaire.

Dimensionnement d'un commutateur à pont supra-conducteur

Le passage de l'état marche à l'état arrêt correspond au passage de l'impédance

$$Z_{L1} = j\omega(L_g + L_k) + \frac{1}{j\omega C} \quad (8.23)$$

à l'impédance

$$Z_{L2} = R_n + j\omega L_g + \frac{1}{j\omega C}, \quad (8.24)$$

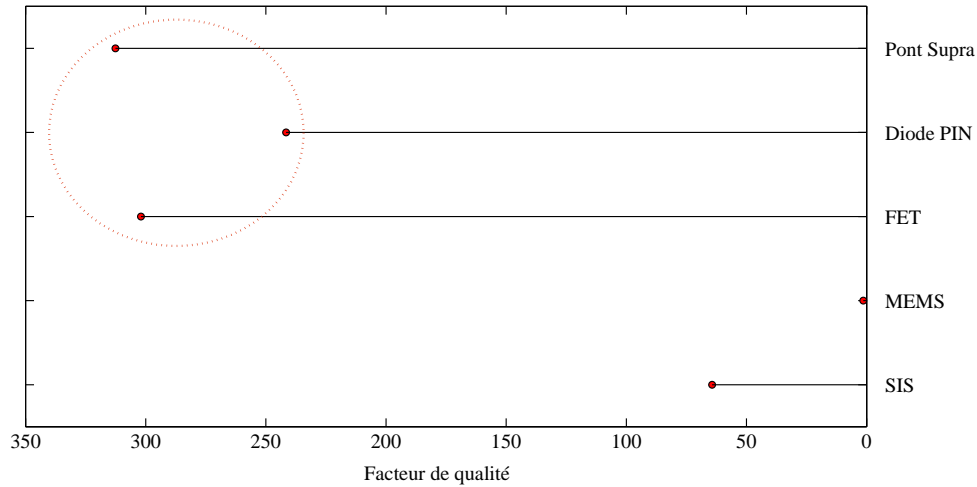


FIGURE 8.19: Comparaison des facteurs de qualité associés aux différentes technologies de commutateur. Notons que les données disponibles concernant ces commutateurs sont limitées à certaines fréquences et certaines températures. Par exemple, la diode PIN est très rarement utilisée dans les fréquences millimétriques et le Transistor à effet champ (FET) rarement à des températures cryogéniques.

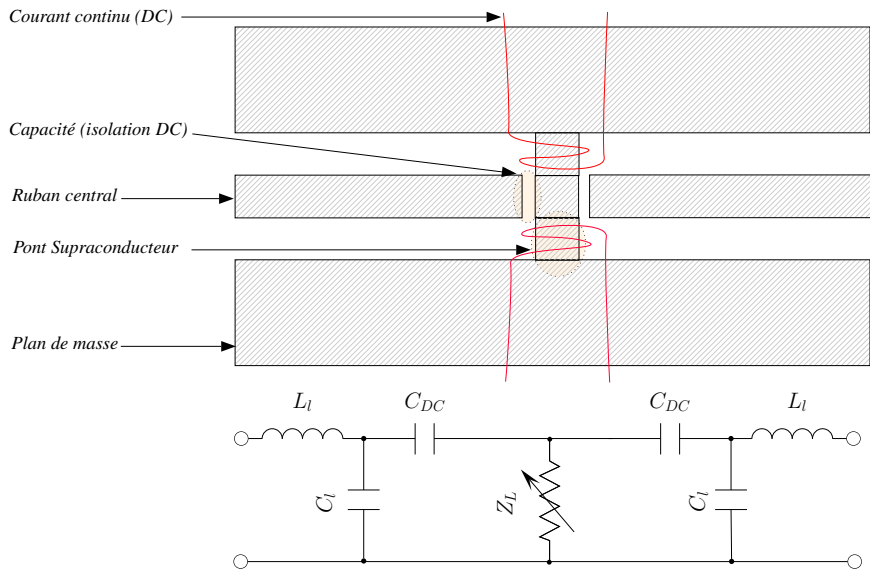


FIGURE 8.20: Configuration en parallèle d'un commutateur à pont supra-conducteur dans une ligne coplanaire. Dans le circuit équivalent associé, nous pouvons voir les paramètres L_l et C_l de la ligne supra-conductrice supposée sans pertes et les capacités de blocage DC C_{DC} . Ici le substrat a une conductance négligeable. Le pont est représenté par une impédance de charge variable Z_L , pouvant être grande (cas passant) ou faible (cas bloquant).

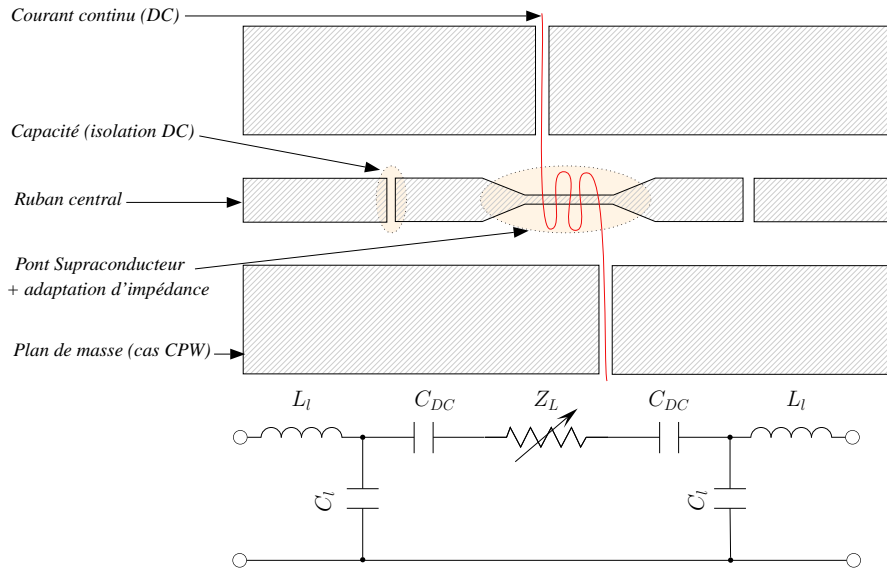


FIGURE 8.21: Configuration en série d'un commutateur à pont supra-conducteur dans une ligne coplanaire ou micro-ruban. Dans le circuit équivalent associé, nous pouvons voir les paramètres L_l et C_l de la ligne supra-conductrice supposée sans pertes et les capacités de blocage DC C_{DC} . Ici le substrat a une conductance négligeable. Le pont est représentée par une impédance de charge variable Z_L , pouvant être faible (cas passant) ou grande (cas bloquant).

avec R_n la résistance normale, L_g l'inductance géométrique, L_k l'inductance cinétique, $\omega = 2\pi\nu$, ν la fréquence et C la capacité. L'efficacité de commutation est donc d'autant plus importante que la résistance normale R_n est grande. Voici, d'après [114], les résistivités de quelques matériaux qui présentent un intérêt pour nous :

Nb	20 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$
NbN(1)	200 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$
NbN(2)	1000 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$
NbSiN	1000 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$
NbAlN	20000 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$

Le NbN(2)¹¹ présente l'avantage d'être facile à déposer et d'avoir une haute résistivité normale. En plus, tout le circuit peut être fait par ce même métal.

Dans la suite, nous allons tenter de dimensionner le pont supra-conducteur constituant le commutateur. Nous devons, par ailleurs, fixer certains critères comme la température de fonctionnement et la température dans le cas d'un réchauffement par résistance. Un des critères importants qui influencent la taille du composant est la puissance nécessaire pour le faire transiter à l'état normal. Fixons la contrainte thermique à une dissipation de puissance inférieure à 0.5 mW/m. Prenons le cas d'un chauffage par une résistance. D'après [88], la puissance dissipée par unité de longueur est égale à :

$$P_1 = \mathcal{AS} (T_e^{3.6} - T_l^{3.6}) \quad (8.25)$$

11. La résistivité du NbN est conditionnée par la densité de Nitrure et de Niobium. Il s'agit de paramètres étroitement liés au procédé de fabrication. Récemment, les techniques ont permis d'obtenir des résistivités de 1000 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$.

où \mathcal{A} est une constante empirique mesurée $1.07 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^3 \text{K}^{3.6}$ pour le NbN, \mathcal{S} la section du pont, T_e la température d'électron (après réchauffement), T_l la température de l'alliage. Si $T_e = 10 \text{ K}$ ($T_c = 8.9 \text{ K}$) et $T_l = 4 \text{ K}$, alors $\mathcal{S} = 1.2 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$. Dans le cas de l'injection d'un courant continu, la puissance nécessaire pour faire transiter la section de ligne est :

$$P = J_c^2 \mathcal{S}^2 R_n \quad (8.26)$$

avec J_c la densité de courant critique et R_n la résistance normale. Pour le NbN(2), $J_c = 1.6 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ et $R_n = 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$. Si $\mathcal{S} = 1.2 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$, comme calculé dans le cas d'une résistance chauffante, alors la puissance dissipée par injection de courant est $P = 3.8 \cdot 10^{-27} \text{ W/m}$. Cette puissance, de loin inférieure au cas d'un chauffage par résistance pour une même section de ligne, nous pousse à choisir l'injection de courant pour faire commuter la ligne. Ceci est d'une grande importance dans le cas de réseaux de composants. Nous pouvons déjà fixer l'épaisseur de la métallisation t à 400 nm ¹² car celle-ci doit être supérieure à la profondeur de pénétration London (250 nm pour NbN) pour éviter les pertes dues aux courants de surface. Dans ce cas, si $P < 0.5 \text{ mW/m}$, alors $w < 11 \mu\text{m}$.

Nous considérons une ligne coplanaire d'impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$. Un avantage de cette géométrie est aussi de pouvoir varier les paramètres géométriques de manière relative tout en gardant la même impédance caractéristique. Ceci permet de dimensionner une section très fine avec une impédance de 50Ω . Nous faisons varier la largeur du ruban central de la ligne linéairement de $200 \mu\text{m}$ à $2 \mu\text{m}$. Dans le même temps, la distance au plan de masse varie linéairement de $120 \mu\text{m}$ à $1.2 \mu\text{m}$. La longueur du pont est alors, d'après l'équation (8.26), $25 \mu\text{m}$. Ce dimensionnement n'est valable que dans le cas où l'épaisseur de la métallisation est maintenue constante. Pour nous cette épaisseur $t = 400 \text{ nm}$ est supérieure à la profondeur de pénétration London du NbN (250 nm); ce qui fait que l'inductance géométrique domine l'inductance cinétique. La capacité qui bloque le courant continu doit être maximale afin de perturber le moins possible la transmission dans la gamme de fréquence considérée. Nous travaillons entre 75 GHz et 110 GHz et fixons la longueur de la coupure qui constitue la capacité à $10 \mu\text{m}$. La ligne qui polarise le pont doit avoir une largeur supérieure à celle du pont car elle ne doit pas transiter à l'état normal lorsqu'une puissance $P = 0.64 \text{ mW}$ la traverse. Nous fixons cette largeur à $50 \mu\text{m}$ en l'élargissant graduellement afin de réduire la dissipation thermique. D'autre part, cette ligne est tournée d'un angle optimisé pour perturber le moins possible le signal radio-fréquence se propageant dans un sens et absorber une partie du signal réfléchi, minimisant ainsi les résonances. Notons aussi qu'une fine couche diélectrique ($1 \mu\text{m}$ de Si^3N^4) sépare le métal de la ligne qui achemine le courant du plan de masse. Elle permet une séparation électrique et une thermalisation plus efficace pour accélérer le temps de commutation. La géométrie complète est représentée sur la figure (8.22).

La transmission du dispositif dans l'état marche et son isolation dans l'état arrêt sont représentés sur la figure 8.23. La transmission est simulée avec CST MWS¹³ et montre une transmission meilleure que 99%. Le calcul de l'isolation est fait en considérant :

$$S_{11} = \frac{Z_{L2}}{2Z_0 + Z_{L2}} \quad (8.27)$$

et

$$S_{21} = \frac{Z_0}{2Z_0 + Z_{L2}}, \quad (8.28)$$

où $Z_0 = 50 \Omega$ et Z_{L2} est l'impédance du pont dans l'état normal (voir équation 8.24). Pour le calcul de Z_{L2} , le ruban central est dans l'état normal et le plan de masse à l'état supra-conducteur. La figure 8.23 montre cette isolation.

12. L'épaisseur est fixée par rapport au procédé de fabrication qui nous permet d'avoir une épaisseur maximale de NbN avec un dépôt uniforme.

13. Computer Simulation Technology® Microwave Studio (CST MWS) est un simulateur électromagnétique commercial basé sur la technique "Finite-difference time-domain" (FDTD).

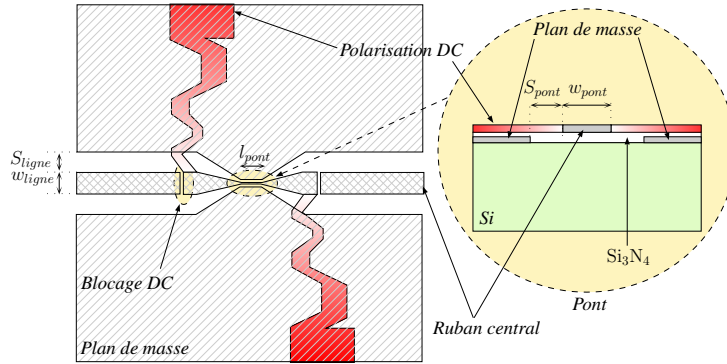


FIGURE 8.22: Schéma de la géométrie optimisée du circuit contenant le pont supra-conducteur. Nous pouvons voir, en rouge, les lignes qui apportent le courant continu. La séparation entre ces lignes et le plan de masse est assurée par $1\ \mu\text{m}$ de Si_3N_4 . Le substrat utilisé est du Silicium de $280\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. $w_{ligne} = 200\ \mu\text{m}$, $s_{ligne} = 120\ \mu\text{m}$, $w_{pont} = 2\ \mu\text{m}$, $s_{pont} = 1.2\ \mu\text{m}$, $l_{pont} = 25\ \mu\text{m}$. L'épaisseur de la métallisation est de $400\ \text{nm}$. Pour plus de clarté, le schéma n'est pas à l'échelle.

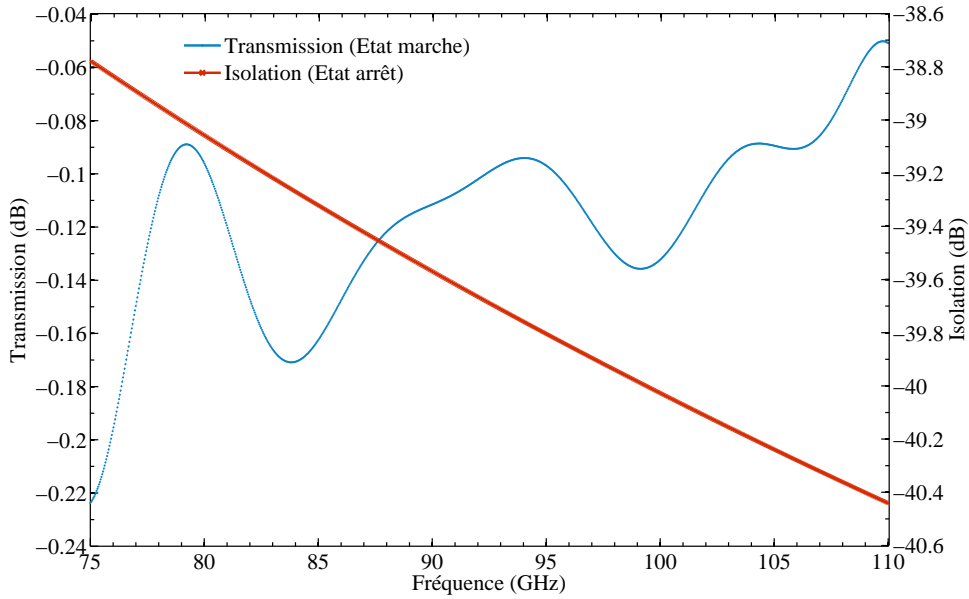


FIGURE 8.23: Transmission (état marche) et isolation (état arrêté) du commutateur à pont supra-conducteur. La géométrie et les paramètres considérés sont ceux de la figure 8.22. La constante diélectrique du Silicium est 11.9 et celle du Si_3N_4 est 3.4. Dans l'état marche le métal est parfait. Dans l'état arrêté, le métal du pont a les propriétés du NbN(2).

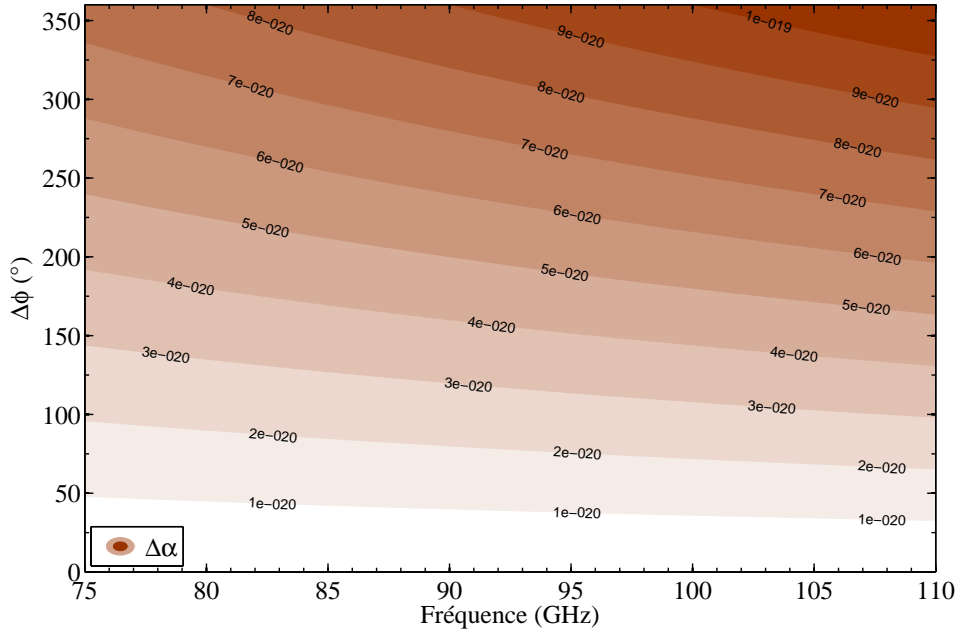


FIGURE 8.24: Atténuation différentielle en fonction de la fréquence et du déphasage pour une ligne à délai coplanaire supra-conductrice faite de NbN(2) sur un substrat de Silicium de $280\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et de constante diélectrique 11.9.

8.6.3.2 Lignes à délai

Les commutateurs SPST peuvent être utilisés pour des déphaseurs à lignes à délai. Le déphasage introduit est :

$$\Delta\phi = \Delta l \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (8.29)$$

et l'atténuation différentielle associée

$$\Delta\alpha = \Delta\phi \frac{c}{\omega} \frac{\text{Re}(\gamma)}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \quad (8.30)$$

avec

$$\gamma = \sqrt{j\omega CR - \omega^2 LC} \quad (8.31)$$

où $\omega = 2\pi\nu$, ν la est fréquence de l'onde, c la vitesse de la lumière, C la capacité par unité de longueur, R la résistance de surface par unité de longueur, L l'inductance par unité de longueur, ε_r la permittivité diélectrique effective de la ligne, et μ_r sa perméabilité magnétique effective. Outre la taille du circuit qui peut nécessiter plusieurs branches de déphasages différentes (voir figure 8.18), le risque est d'avoir une atténuation différentielle dépendante du déphasage. Comme nous pouvons le voir dans la figure 8.24, cette modulation est très faible pour les lignes supra-conductrices.

8.6.3.3 Métamatériaux planaires

Les métamatériaux planaires font partie des branches de déphasage à éléments localisés (voir section 8.3). Comme les filtres, ils sont constitués d'éléments inductifs et capacitifs introduits dans des lignes micro-rubans ou coplanaires. La différence est que, pour les métamatériaux, ces éléments constituent des cellules espacées d'une distance $p < \lambda_g/4$ (avec λ_g la longueur d'onde

effective dans le milieu) et répétées d'une manière périodique¹⁴. Le dimensionnement de telles branches de déphasage passe par la détermination de paramètres tels que L_R , C_R , L_L , C_L (voir figure 8.14) en fonction de critères critiques.

D'après [101], deux méthodes peuvent être utilisées pour dimensionner les lignes CRLH. La première prend en compte la largeur de bande, l'impédance caractéristique et la fréquence centrale. Nous avons alors :

$$C_L = \frac{1}{2\pi\nu_0 Z_0 \sqrt{\left(\frac{\Delta\nu}{2\nu_0}\right)^2 - 1}} \quad (8.32)$$

$$L_L = Z_0^2 C_L \quad (8.33)$$

$$L_R = \frac{Z_0}{\sqrt{L_L C_L}} \left(\frac{1}{2\pi\nu_0}\right)^2 \quad (8.34)$$

$$C_R = \frac{L_L C_L}{L_R} \left(\left(\frac{\Delta\nu}{2\nu_0}\right)^2 - 1\right)^2 \quad (8.35)$$

avec ν_0 la fréquence centrale, $\Delta\nu$ la largeur de bande et Z_0 l'impédance caractéristique. Dans la deuxième méthode, le critère est la différence de phase introduite par la ligne CRLH par rapport à une branche référence RH. Les paramètres de la ligne CRLH sont alors :

$$L_R = Z_0 \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2N\omega_c}\right) \quad (8.36)$$

$$C_R = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2N Z_0 \omega_c} \quad (8.37)$$

$$L_L = \frac{2N Z_0}{\omega_c (\phi_1 - \phi_2)} \quad (8.38)$$

$$C_L = \frac{2N}{Z_0 \omega_c (\phi_1 - \phi_2)} \quad (8.39)$$

où N est le nombre de cellules, ϕ_1 la phase introduite par la ligne RH, ϕ_2 la phase introduite par la ligne CRLH, Z_0 l'impédance caractéristique et ω_c la fréquence de transition entre l'aspect main droite et main gauche aussi exprimée dans l'équation (8.14). Ces deux méthodes, apparemment différentes, sont en fait complémentaires car les paramètres de la branche CRLH doivent être optimisés pour offrir un déphasage contrôlé et large-bande. Le dimensionnement donne alors l'intervalle d'optimisation de L_L , C_L , L_R et C_R .

8.6.4 Cas des candidats à inductance cinétique, dimensionnement et étude

Nous cherchons ici à moduler la phase d'une ligne planaire supra-conductrice en modifiant son inductance cinétique. En effet, la phase d'une telle ligne est :

$$\phi = \omega l \sqrt{(L_g + L_k) C} \quad (8.40)$$

où l est la longueur de la ligne, L_g est son inductance géométrique, L_k son inductance cinétique, C sa capacité, $\omega = 2\pi\nu$ et ν la fréquence. La variation de l'inductance cinétique L_k provoque un déphasage

$$\Delta\phi = \frac{\omega l}{c} \left[\frac{1}{\sqrt{C(L_g + L_{k1})}} - \frac{1}{\sqrt{C(L_g + L_{k2})}} \right] \quad (8.41)$$

14. La constance de la distance qui sépare les cellules n'est pas nécessaire. Elle permet cependant de faciliter la modélisation et la compréhension des phénomènes de propagation dans ce type de ligne.

où L_{k1} est l'inductance cinétique de référence et L_{k2} l'inductance cinétique variable. Pour un film supra-conducteur, l'inductance cinétique peut être variée par l'injection d'un courant de quasi-particules ou l'augmentation de la température. Elle est exprimée par :

$$L_k = L_{k0}\xi \quad (8.42)$$

où

$$L_{k0} = \mu_0 \lambda_L \quad (8.43)$$

est l'inductance cinétique à courant nul pour un film épais, μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, $\lambda_L = \lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{-\frac{1}{2}}$, λ_0 la profondeur de pénétration London, T la température, T_c la température critique. ξ est un facteur qui corrige L_{k0} pour un film mince et introduit une dépendance en courant de quasi-particules I . D'après [110] et [115], quatre cas se présentent :

1. $I < I_c$

a) $t < \lambda_0$; $I_c = wtJ_c$

$$\xi = \frac{\lambda_L}{t} \left(1 + \frac{4I^2}{9I_c^2}\right) \quad (8.44)$$

b) $t > \lambda_0$; $I_c = (2w + t - 2\lambda_L) \lambda_L J_c$

$$\xi = \left(1 + \frac{4I^2}{9I_c^2}\right) \quad (8.45)$$

2. $I > I_c$

a) $t < \lambda_0$; $I_c = wtJ_c$

$$\xi = \frac{2\lambda_L}{t} \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{1}{2\sqrt{\frac{2}{3}} \left(1 - \frac{I}{I_c}\right)} \right) \quad (8.46)$$

b) $t > \lambda_0$; $I_c = (2w + t - 2\lambda_L) \lambda_L J_c$

$$\xi = 2\sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{1}{2\sqrt{\frac{2}{3}} \left(1 - \frac{I}{I_c}\right)} \right) \quad (8.47)$$

avec w la largeur du film, t l'épaisseur du film, J_c la densité de courant critique et I_c le courant critique.

Il a été constaté que le courant I injecté induit une augmentation de la résistance et qu'une diminution notable de l'inductance cinétique est observée à partir d'une certaine valeur de courant. Cette diminution a été estimée dans [116] en considérant une inductance effective :

$$L_{eff} = L(I) - i\omega R(I)^2 C \quad (8.48)$$

où L est l'inductance, R la résistance et C la capacité. Cet effet peut être expliqué par l'apparition de vortex magnétiques dans le supra-conducteur [117] et d'effets tunnels [118] intervenant entre des grains supra-conducteurs et des grains ayant transité à l'état normal (impuretés). Cependant, cet effet n'apparaît que lorsque le courant I est proche du courant I_c . Nous avons alors tout intérêt à garder $I \ll I_c$. La figure 8.25 montre la variation de l'inductance cinétique en fonction du courant I injecté, pour un film fin de NbN à $T = 4\text{K}$.

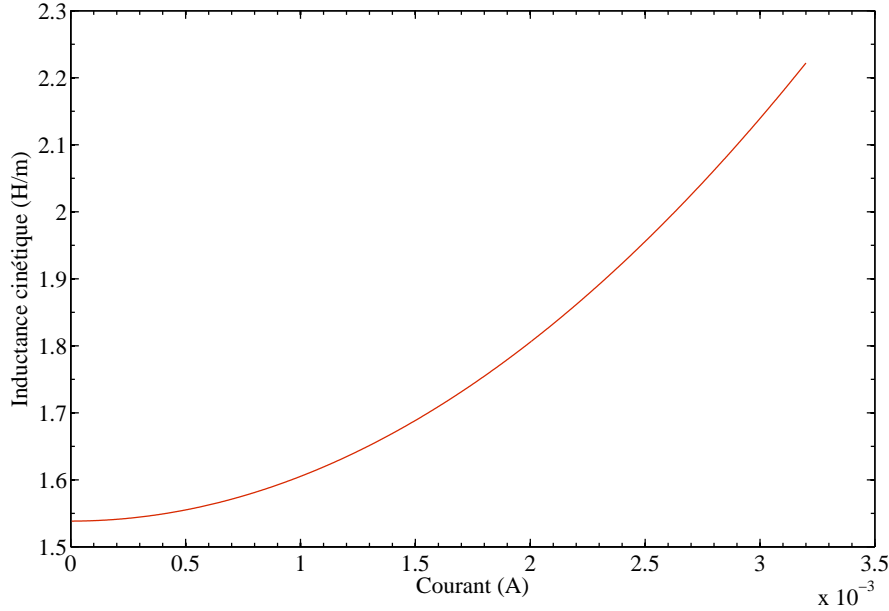


FIGURE 8.25: Inductance cinétique en fonction du courant injecté pour un film de NbN de 200 nm d'épaisseur et de 2 μm de largeur.

La géométrie de ce dispositif de déphasage est fidèle à la figure 8.22 du commutateur à pont supra-conducteur. La différence est que nous ne faisons pas transiter le pont à l'état normal mais changeons simplement son inductance cinétique. Comme le montre l'équation (8.42), ceci peut être réalisé par l'injection d'un courant $I < I_c$, avec I_c le courant critique ou par la variation de la température $T < T_c$ (T_c étant la température critique) au moyen d'un chauffage optique ou résistif (voir section 8.5.5.2). L'objectif est d'être dominé par l'inductance cinétique, c'est à dire :

$$\iota = \frac{L_k}{L_g} > 1. \quad (8.49)$$

Le guide coplanaire (voir chapitre 5) présente l'avantage de pouvoir varier l'inductance cinétique tout en conservant la même impédance caractéristique¹⁵. Considérons donc ce type de guide avec une impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$. Cette impédance correspond empiriquement à un rapport $\varphi_0 = \frac{w}{S} \simeq \frac{18}{30}$, avec w la largeur du ruban central et S la distance au plan de masse pour un substrat de Silicium de 280 μm d'épaisseur. Il suffit alors de varier w ou S en gardant le rapport constant. Il est clair, d'après les équations (8.44), (8.45), (8.46) et (8.47), que la variation de l'épaisseur t du film influe aussi sur l'inductance cinétique. La figure 8.26 montre la variation du facteur ι de l'équation (8.49) en fonction de w et t .

La première chose à regarder est la transmission de la ligne de déphasage sans injecter de courant. Pour cela, considérons que la ligne est insérée dans un circuit (A). Le circuit (A) est, pour nous, une ligne coplanaire supra-conductrice dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Une épaisseur de métallisation (plan de masse et ruban central) $t_1 > \lambda_0$, λ_0 étant la profondeur de pénétration London.

15. Dans ce cas l'inductance géométrique ne change pas.

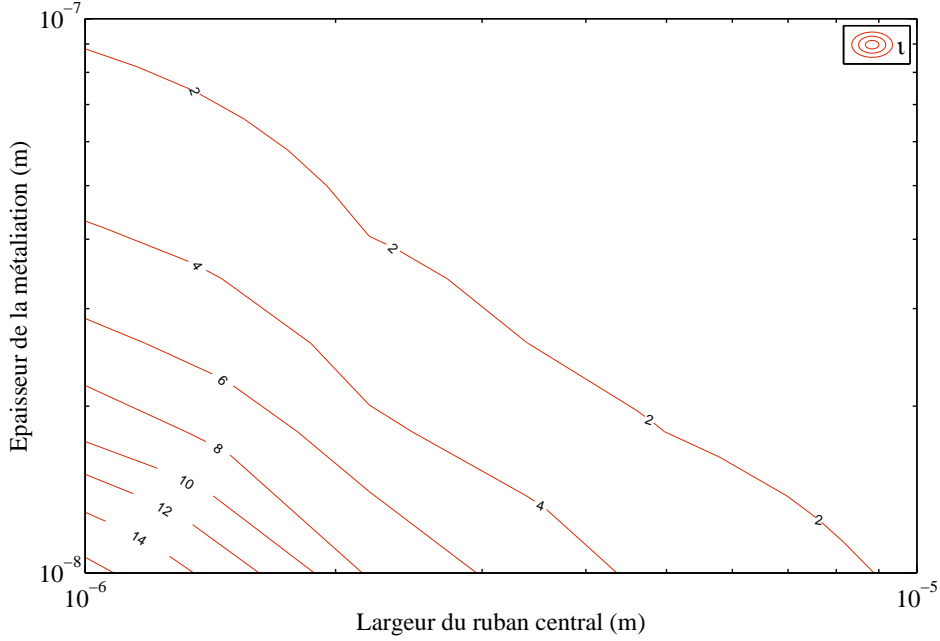


FIGURE 8.26: Rapport de l'inductance cinétique sur l'inductance géométrique pour une ligne coplanaire, en fonction de la variation de l'épaisseur t du ruban central et de sa largeur w . l'épaisseur du plan de masse est maintenue constante et la distance qui sépare le ruban central du plan de masse est $S = \varphi_0 w$ avec $\varphi_0 = \frac{18}{30}$.

- Une largeur de ruban central w_0 .
- Un espacement avec le plan de masse $S_0 = \varphi_0 w_0$.

L'impédance du circuit (A) est :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_{g0} + L_{k0}}{C_0}} \quad (8.50)$$

avec C_0 sa capacité, L_{g0} son inductance géométrique et L_{k0} son inductance cinétique¹⁶. En ce qui concerne la ligne de déphasage, elle présente les caractéristiques suivantes :

- Une épaisseur de métallisation du plan de masse $t_1 > \lambda_0$, avec λ_0 la profondeur de pénétration London.
- Une épaisseur de métallisation du ruban central $t_2 < \lambda_0$.
- Une largeur de ruban central $w = w_0$.
- Un espacement avec le plan de masse $S = \varphi w$.

L'impédance de cette ligne est :

$$Z = \sqrt{\frac{L_g + L_k}{C}} \quad (8.51)$$

où L_g est son inductance géométrique, L_k son inductance cinétique et C sa capacité. A cause de la différence des épaisseurs de métallisation du plan de masse et du ruban central et l'implication de celles-ci dans l'inductance cinétique, il est nécessaire de différencier le rôle du plan de masse et du ruban central. Pour cela, exprimons l'inductance cinétique par :

$$L_k = L_{kg} + L_{kc} \quad (8.52)$$

16. Voir chapitre 5 pour plus de détails sur le calcul des paramètres des lignes coplanaires.

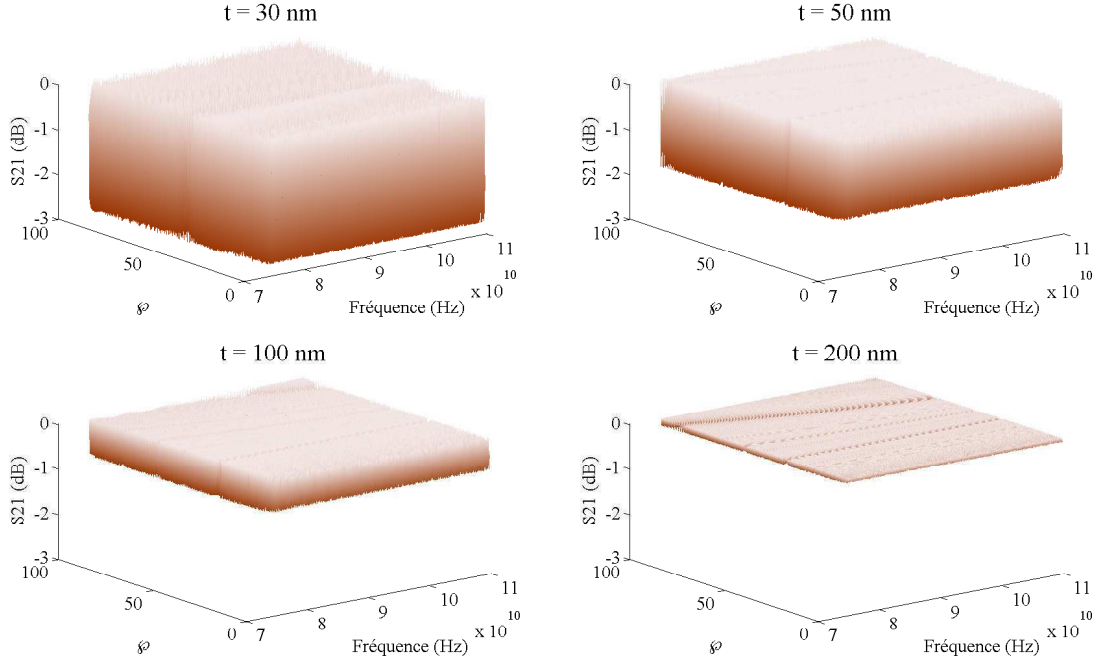


FIGURE 8.27: Transmission du montage sans injection de courant, pour du NbN supra-conducteur à $T = 4\text{ K}$, $t_1 = 300\text{ nm}$ et $t_2 = 30\text{ nm}$, 50 nm , 100 nm et 200 nm , $\varphi = w/s$, w étant la largeur du ruban central de la ligne et S la séparation avec le plan de masse.

où

$$L_{kg} = L_{k0}(t_1) \varrho_g \quad (8.53)$$

est l'implication du plan de masse et

$$L_{kc} = L_{k0}(t_1) \xi \varrho_c \quad (8.54)$$

celle du ruban central, avec L_{k0} l'inductance cinétique exprimée dans l'équation (8.43), ξ le facteur correctif par l'épaisseur et la dépendance en courant et ϱ_g et ϱ_c sont des facteurs liés aux contributions respectives du plan de masse et du ruban central à l'inductance cinétique. Les expressions de ϱ_g et ϱ_c sont obtenues par transformation conforme. Elles sont données dans [119] par :

$$\varrho_g = \frac{k_0 \left[\pi + \ln \left(\frac{4\pi(w+2S)}{t} \right) - \frac{1}{k_0} \left(\frac{1+k_0}{1-k_0} \right) \right]}{4w(1-k_0^2) K(k_0)^2} \quad (8.55)$$

$$\varrho_c = \frac{\left[\pi + \ln \left(\frac{4\pi w}{t} \right) - k_0 \ln \left(\frac{1+k_0}{1-k_0} \right) \right]}{4w(1-k_0^2) K(k_0)^2} \quad (8.56)$$

avec w la largeur du ruban central, S la distance entre le ruban central et le plan de masse, t l'épaisseur de la métallisation, $k_0 = \frac{w}{w+2S}$ et $K(k_0)$ l'intégrale elliptique de la première espèce de k_0 . Nous nous attendons naturellement à une désadaptation d'impédance à cause de la différence d'épaisseur de métallisation entre le circuit (A) et le ruban central de la ligne de déphasage. Afin de quantifier cette désadaptation, nous calculons, d'après [14], le paramètre de diffusion S_{21} du

montage (voir annexe B) :

$$S_{21} = \frac{2}{2 \cos(\beta l) + j \sin(\beta l) \left(\frac{Z^2 + Z_0^2}{ZZ_0} \right)} \quad (8.57)$$

avec Z_0 l'impédance caractéristique du circuit (A), $\beta = \frac{\omega}{c} \frac{1}{\sqrt{LC}}$, $\omega = 2\pi\nu$, ν la fréquence d'onde, c la vitesse de la lumière, l la longueur de la ligne, L son inductance, C sa capacité et Z son impédance caractéristique. Nous pouvons alors déduire la transmission :

$$|S_{21}| = \left[\frac{4}{4 \cos^2(\beta l) + \sin^2(\beta l) \left(\frac{Z^2 + Z_0^2}{ZZ_0} \right)^2} \right]^{0.5} \quad (8.58)$$

Nous calculons $|S_{21}|$ en fonction de la fréquence d'onde et pour différentes valeurs d'épaisseur t_2 du ruban central de la ligne de déphasage. Par suite, nous faisons varier φ dans l'espoir de compenser l'effet de $\Delta t = t_1 - t_2 \neq 0$. La figure 8.27 montre cependant qu'il en est autrement. En effet, l'inductance cinétique étant dominante, seule la diminution de Δt permet réellement d'augmenter $|S_{21}|$. Ce résultat à l'appui, nous fixerons dans la suite Δt à 200 nm.

Regardons maintenant l'effet de l'injection d'un courant continu dans le ruban central sur la phase du signal RF et la désadaptation d'impédance résultante. Ce déphasage peut être exprimé par :

$$\Delta\phi = \frac{\omega l}{c} \left[\frac{1}{\sqrt{C \left(L_g + \varrho_g \mu_0 \lambda_L + \varrho_c \mu_0 \frac{\lambda_L^2}{t} \right)}} - \frac{1}{\sqrt{C \left(L_g + \varrho_g \mu_0 \lambda_L + \varrho_c \mu_0 \frac{\lambda_L^2}{t} \left(1 + \frac{4I^2}{9I_c^2} \right) \right)}} \right] \quad (8.59)$$

où l est la longueur de la ligne, C sa capacité, L_g son inductance géométrique, I le courant variable, I_c le courant critique, $\omega = 2\pi\nu$, ν la fréquence d'onde, λ_L la profondeur de pénétration London (à la température T), c la vitesse de la lumière, ϱ_g et ϱ_c les facteurs géométriques de la ligne coplanaire exprimés dans les équations (8.55) et (8.56). Nous pouvons voir sur la figure 8.28 que, en variant le courant I de 0 A à 100 μ A pour une ligne d'une longueur de 200 μ m, $\Delta\phi$ peut prendre toutes les valeurs entre 0 et 2π et ceci avec une dépendance linéaire de la fréquence ν . Nous sommes donc bien en présence d'un comportement d'une ligne à délai continu d'une longueur de 200 μ m.

Il est évident qu'un tel changement provoque une désadaptation d'impédance. Afin de l'évaluer, définissons la quantité :

$$\Upsilon = Z_{var} - Z_{ref}, \quad (8.60)$$

où Z_{var} est l'impédance variable (courant variable) est Z_{ref} l'impédance de référence (courant nul).

La figure 8.29 montre une désadaptation d'impédance Υ qui n'excède pas $4 \cdot 10^{-3}$, pour une variation de courant suffisante pour atteindre toutes les valeurs de déphasage. Nous pouvons remarquer que le courant $I_{max} = 0.1$ mA reste petit devant le courant critique $I_c = 6.4$ mA pour la géométrie considérée.

Il est important aussi de regarder la dissipation de puissance qui résulte de l'injection du courant I . Cette puissance peut être exprimée par :

$$P = I^2 R_s \quad (8.61)$$

où R_s est la résistance de surface de la portion de ruban central dans laquelle et injecté le courant. Pour un courant de polarisation injecté n'excédant pas 10^{-4} A et pour une ligne de déphasage ayant les mêmes dimensions et propriétés que celles utilisées dans la figure 8.29, la puissance dissipée maximale est 10^{-8} W/m.

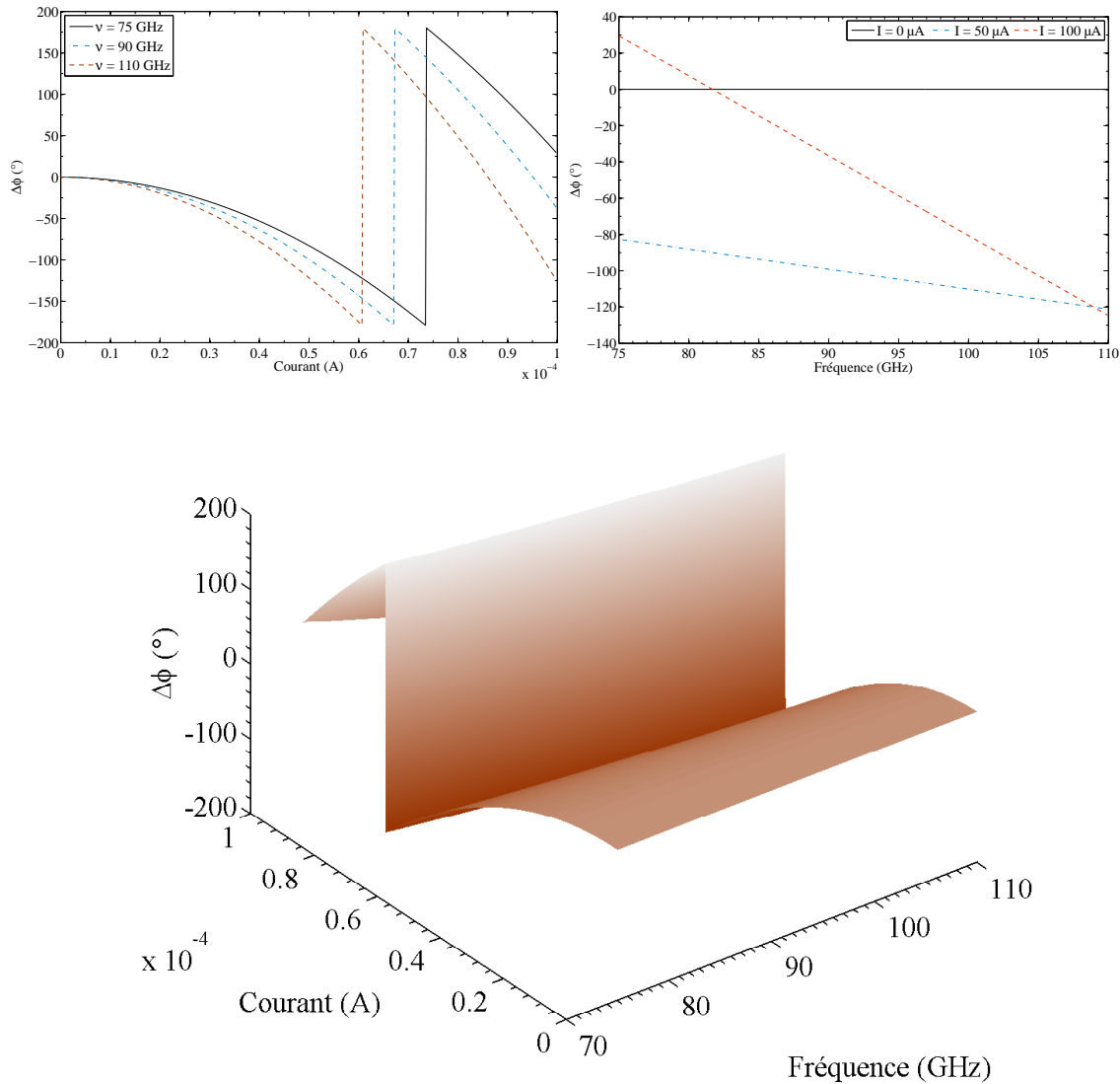


FIGURE 8.28: Déphasage introduit par la ligne dans la bande W en fonction du courant injecté.

8.7 Mesure de phase

La précision d'une mesure vectorielle de la phase reste, de loin, inférieure aux exigences de l'instrument QUBIC (10^{-4} rad). Il n'est donc possible d'utiliser un analyseur vectoriel pour caractériser un déphaseur que comme première approche. Une alternative consiste à utiliser un système interférométrique alimenté par une source monochromatique (diode Gunn) ou un corps noir (dans un second temps) et mesuré par des détecteurs de puissance ultrasensibles (bolomètres supraconducteurs). Pour illustrer cette idée, considérons le schéma de la figure 8.30. Le signal est émis par une diode Gunn insérée dans un guide d'onde rectangulaire. La puissance est ensuite divisée de manière équiphasée pour alimenter deux guides d'onde rectangulaires. Au bout de ces guides, deux transitions guide d'onde - ligne planaire transmettent le signal vers deux circuits (planaires). Le premier sert pour la mesure tandis que le second sert pour la calibration. Le déphaseur considéré a

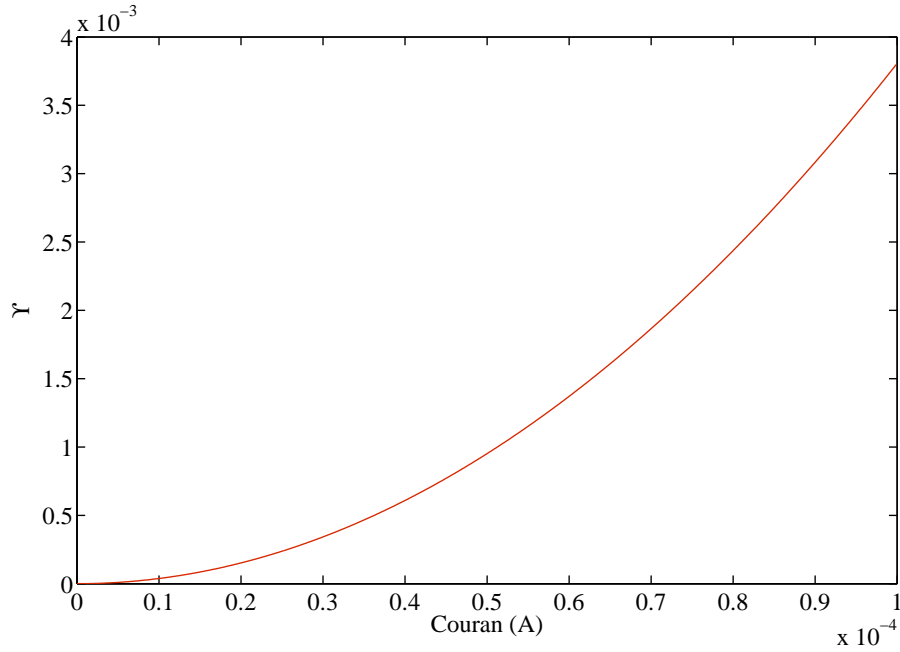


FIGURE 8.29: Désadaptation d'impédance Υ causée par le courant injecté.

deux état de fonctionnement : l'état 1 dans lequel il introduit un déphasage $\Delta\phi = 0^\circ$ et l'état 2 dans lequel il introduit un déphasage $\Delta\phi = \varphi$. Si nous considérons une source quasi-monochromatique, alors la puissance reçue par le bolomètre 1 est :

$$P_1 = P_2 \left(\frac{1 + \cos \Delta\phi}{2} \right) \quad (8.62)$$

P_2 étant la puissance mesurée par le bolomètre 2 et $\Delta\phi$ le déphasage introduit par le déphaseur. Notons que la branche basse du circuit 1 est identique aux deux branches du circuit 2. Si le déphaseur introduit une atténuation dépendante de $\Delta\phi$, alors celle-ci peut être mesurée dans un troisième circuit calibré pour une mesure directe de la puissance (pas d'interférométrie) en fonction de du déphasage. Dans le cas contraire, le déphasage $\Delta\phi$ peut être extrait à partir des puissances mesurées par les bolomètres 1 et 2 suivant la relation :

$$\Delta\phi = \arccos \left(2 \frac{P_1}{P_2} - 1 \right). \quad (8.63)$$

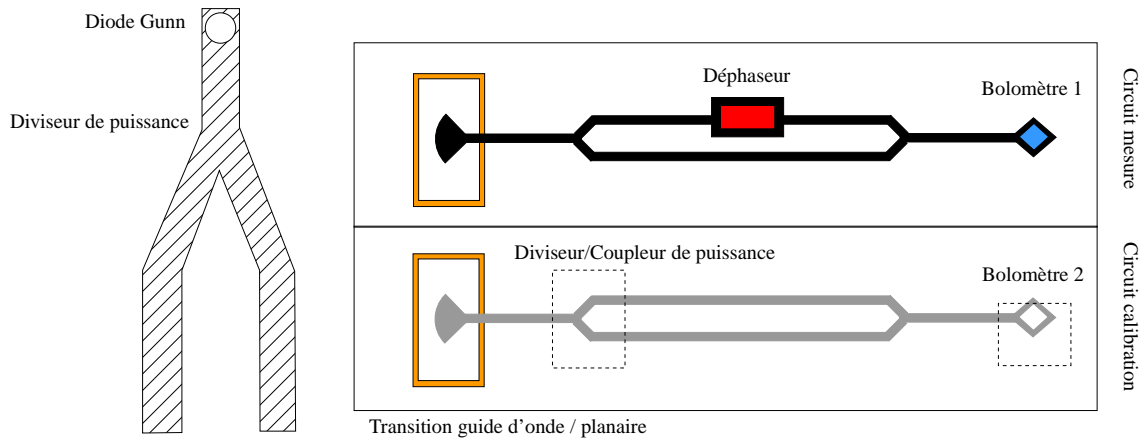


FIGURE 8.30: Schéma d'un dispositif interférométrique de caractérisation de la phase.

8.8 Conclusion

Une revue des modulateurs utilisables pour l'observation du CMB a été présentée. La figure 8.31 en expose les grandes lignes. Nous nous sommes aussi intéressés de près aux modulateurs de phase afin de sélectionner des candidats potentiels pour l'instrument QUBIC. La modulation fréquentielle associée au déphaseur guide d'onde est actuellement étudiée au sein de la collaboration. Les lignes à délai constituent la solution la plus simple. Cependant, leur dépendance en fréquence fait qu'un grand nombre de valeurs de déphasage et donc de branches de déphasage est requis. Ceci augmentera sensiblement les pertes dues aux jonctions des branches de déphasages et aux commutateurs. Deux solutions peuvent être envisagées pour résoudre le problème. La première est l'utilisation de métamatériaux planaires pour augmenter la largeur de bande et, ainsi, diminuer le nombre de branches de déphasage. En ce qui concerne les commutateurs, la technologie qui semble la plus adaptée à nos besoins est celle des ponts supra-conducteurs. Les déphaseurs à inductance cinétique constituent de mon point de vue la meilleure solution. En effet, ceux-ci sont les plus compacts, les plus rapides et peuvent donner une infinité de valeurs de déphasage pour une faible dissipation de puissance. Un prototype à 20 GHz est actuellement en cours de conception. Le bon contrôle de la phase, qui est un des critères pour QUBIC, dépend alors du bon contrôle du courant de polarisation. La mesure est aussi un point critique au vu de la grande précision requise. Celle-ci peut être atteinte par l'utilisation d'un banc interférométrique à mesure bolométrique.

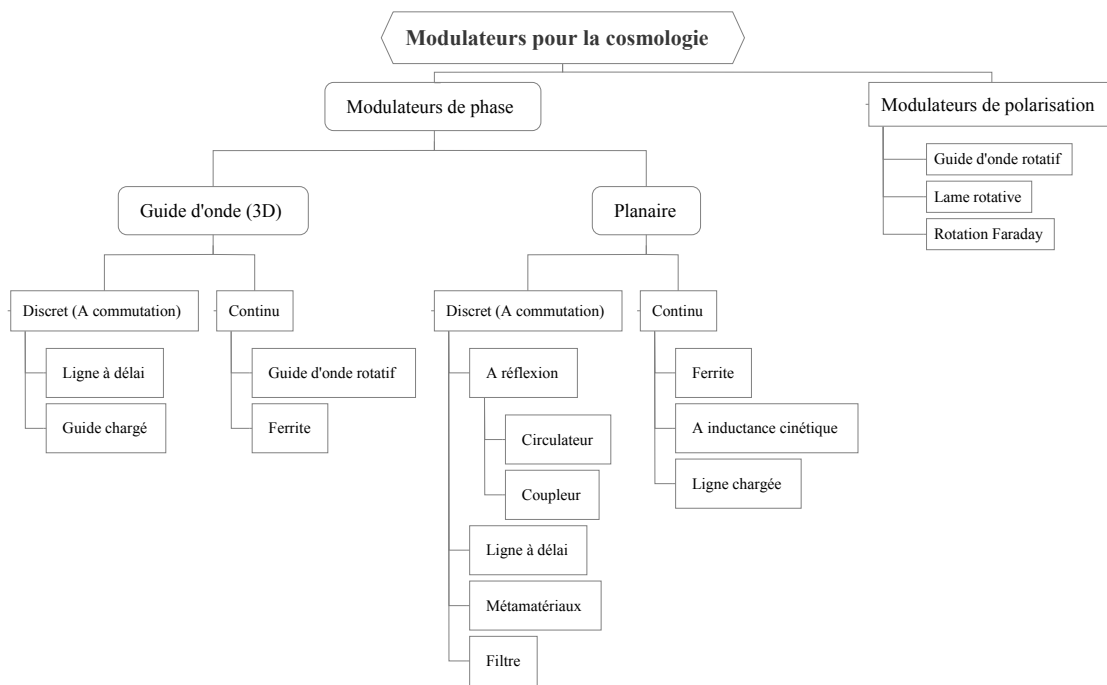


FIGURE 8.31: Classification des différents types de modulateurs utilisés pour la cosmologie observationnelle.

Quatrième partie

CONCLUSIONS

9 Perspectives et conclusions

Bibliographie

CHAPITRE 9

Perspectives et conclusions

Sommaire

9.1	Introduction	141
9.2	Processus de fabrication de structures planaires	141
9.3	Mesures cryogéniques	142
9.4	Polarimètre planaire	143
9.5	Interféromètre additif planaire	143

9.1 Introduction

La plupart des choix technologiques pour le premier module de l'instrument QUBIC ont été choisis (voir chapitre 4). Il s'agit principalement de technologies disponibles dans la collaboration. Les composants planaires n'ont pas encore la maturité nécessaire. Ils offrent pourtant des performances difficiles à atteindre par les techniques classiques (quasi-optique et guide d'onde). Les progrès dans les domaines de la supraconductivité, des métamatériaux et les techniques de dépôt de couches minces les rendent de plus en plus compétitif. Il est alors difficile de s'empêcher de penser à un interféromètre bolométrique entièrement planaire utilisant OMT, déphaseurs, filtres et combinateurs de puissance sur un assemblage en mosaïque de substrats. Nous disposerions alors d'un instrument offrant une compacité peu commune et un candidat compétitif pour un éventuel projet de satellite dédié à la mesure des modes B de polarisation du fond diffus cosmologique. Avant cela, il y a encore du chemin à parcourir :

1. Réalisation de composants planaires
2. Caractérisation cryogénique à haute précision de composants supra-conducteurs.
3. Assemblage en polarimètre.
4. Démonstrateur d'interféromètre additif planaire large-bande.
5. Intégration dans un module de QUBIC.

Les différentes collaborations nationales (BSD pour B-mode Superconducting Detectors, DCMB pour Développement Concerté de Matrices de Bolomètres) et internationales (QUBIC) sont autant d'efforts déployés dans ce sens.

9.2 Processus de fabrication de structures planaires

Les procédés de dépôt et de gravure de couches minces peuvent être critiques pour la fabrication des structures planaires. Par exemple, pour fabriquer les dispositifs présentés dans ce manuscrit (OMT, transition guide d'onde - micro-ruban), nous nous sommes intéressés de près à la validation des processus de dépôt et de structuration de membranes $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ (voir annexe F). Ceci a été réalisé conjointement au LERMA (Laboratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière Astrophysique) et à l'IEF (Institut d'Electronique Fondamentale) dans le cadre de la collaboration française BSD (B-mode Superconducting Detectors). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 8, le

contrôle de la qualité des dépôts (résistivité normale, pureté, épaisseur) est très important. Ainsi, en collaboration avec le Commissariat à l’Energie Atomique (CEA - Grenoble), nous pourrions bientôt disposer de dépôts de NbN de très haute qualité : épaisseur allant jusqu’à 30 nm, résistivité normale de 1000 $\mu\Omega$.cm, dépôts multi-couches. D’autre part, un banc de pulvérisation multi-chambre est attendu à l’IEF cette année. La fabrication des bolomètres mise à part, il permettra de réaliser des dépôts de NbSiN et de NbAlN ; soit des résistivités normales allant jusqu’à 20 m Ω .cm pour des températures critiques comparables à celles du Niobium.

9.3 Mesures cryogéniques

Les mesures cryogéniques ont naturellement une importance capitale dans l’étude et le développement des composants supra-conducteurs. De plus, le comportement des matériaux supra-conducteurs à hautes fréquences (longueurs d’onde millimétriques) n’est pas encore bien compris et nécessite des investigations poussées. Au laboratoire APC (AstroParticule et Cosmologie) à Paris, nous avons commencé la fabrication d’une canne cryogénique (4 K) pour la caractérisation de composants dans la bande W (75 GHz – 110 GHz) avec un étalonnage cryogénique à base simple. Dans la collaboration QUBIC, deux autres bancs cryogéniques sont disponibles. Une canne cryogénique utilisant une calibration à 300 K (Manchester) et une enceinte cryogénique offrant une surface à 4 K de 450 cm² et utilisant un étalonnage cryogénique à huit ports. Nous envisageons aussi, au laboratoire APC, la fabrication d’un système plus complet que la canne cryogénique basé sur un refroidissement à tube pulsé. Il permettrait d’utiliser une interface de calibration multi-ports. L’avantage de ce dernier banc est sa facilité de mise en oeuvre et sa stabilité thermique.

Dans les systèmes cryogéniques de caractérisation vectorielle à quatre ports (par exemple, la canne cryogénique à Paris), la seule calibration envisageable à basse température est la base simple. Elle consiste à éviter l’atténuation due au montage en reproduisant celui-ci sans le composant à mesurer. Par exemple, dans le cas de la mesure de composants planaires utilisant une transition planaire - guide d’onde, elle permet de réduire l’atténuation introduite par la transition en question. Cependant dans un dispositif de mesure dit “hybride”¹ comme celui utilisant la transition planaire - guide d’onde, cette calibration ne permet pas de récupérer la constante de propagation complexe “effective” du système. Pour y arriver, une calibration dite TRL (*Thru Reflection Line*) multi-ligne ou TRO (*Thru Reflection Open*) peut être utilisée (voir [14] pour plus de détails sur les différents types de calibrations vectorielles). D’autres méthodes existent mais ces deux dernières ont l’avantage de ne pas nécessiter de connaître les propriétés des composants utilisés pour la calibration. En pratique, un bon étalonnage prenant en compte les effets thermiques permet d’extraire l’impédance caractéristique du système de mesure (incluant l’interface et l’analyseur vectoriel). Ceci nous permet par exemple de déduire l’impédance du dispositif mesuré par la relation :

$$Z = Z_0 \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \quad (9.1)$$

où S_{11} est la réflexion mesurée en terme de paramètres de diffusion (voir annexe B). Les intérêts de la connaissance de cette impédance sont multiples :

- Déterminer l’importance de l’inductance cinétique d’une ligne planaire dans l’impédance en fonction de la fréquence et des paramètres géométriques et vérifier ou corriger les modèles en cours.
- Déterminer l’implication des propriétés du substrat utilisé. Ceci permettrait de retrouver la constante diélectrique de matériaux à basse température et aux fréquences radio. En effet les base de données disponibles souffrent d’une réelle carence lorsqu’il s’agit de retrouver les propriétés des diélectriques à basse température et dans les longueurs d’ondes millimétriques.

1. L’onde se propage dans des milieux différents.

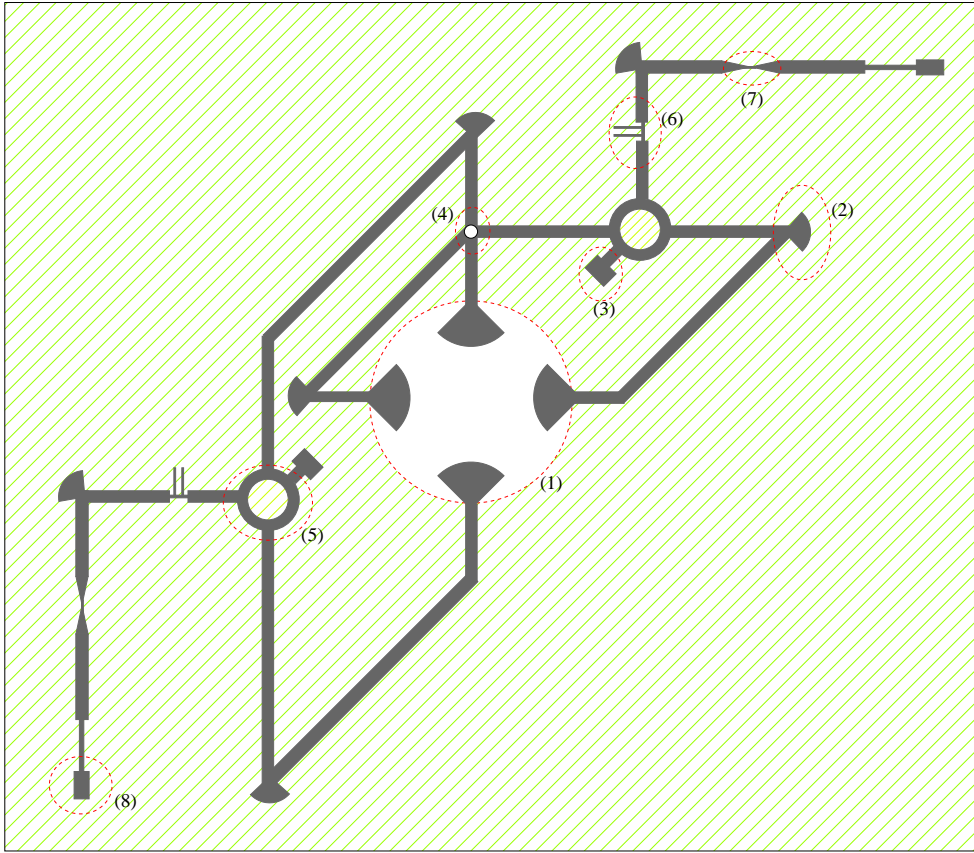


FIGURE 9.1: Exemple d'un schéma de conception d'un polarimètre planaire. (1) OMT ; (2) rajout radial pour la réduction de la désadaptation d'impédance due aux coudes à fort angle ; (3) charge ; (4) croisement de lignes "crossover" ; (5) coupleur hybride 180° en anneau ; (6) filtre passe-bas ; (7) déphaseur ; (8) bolomètre.

Ce manque est problématique pour la simulation et la conception de composants planaires supra-conducteurs.

9.4 Polarimètre planaire

Les OMT et les transitions guides d'onde - micro-ruban sont actuellement en cours de caractérisation. La transition micro-ruban guide d'onde permettra la caractérisation cryogénique des filtres, déphaseurs, coupleurs hybrides,... Par la suite, un polarimètre planaire pourra être réalisé. La figure 9.1 présente un exemple de conception d'un polarimètre.

9.5 Interféromètre additif planaire

La clé de l'interférométrie additive est le combineur de puissance. Pour QUBIC, nous avons opté pour un combineur quasi-optique. Il existe une alternative à ce choix : un combineur entièrement planaire. Il faut insister ici sur le fait qu'il s'agit d'un "full power combiner". C'est à dire que le nombre de ports d'entrées doit être égal au nombre de ports de sorties afin de ne pas perdre de puissance. Le combineur planaire de type Butler [120] est le plus connu. Il est

cependant difficile à réaliser pour un grand nombre de ports car cela nécessiterait un grand nombre de croisements de ligne. Ces croisements de ligne peuvent être critiques car ils entraîneraient une contamination entre les signaux correspondants à des polarisations différentes, d'où une polarisation croisée supplémentaire.

Remarquons que ce que nous attendons d'un combinateur de puissance dans le cas de QUBIC est un champ par port de sortie :

$$E_j = \sum_{i=1}^n \chi_i E_i \quad (9.2)$$

où j est le numéro de port de sortie et n le nombre de ports d'entrée. Le combinateur de type Butler donne des coefficients χ_i égaux ; ce qui n'est pas une nécessité dans notre cas.

Prenons d'abord deux ports d'entrée avec deux champs incidents E_1 et E_2 . Si ceux-ci alimentent les entrées d'un coupleur hybride 180° , alors les champs en sortie E_3 et E_4 sont :

$$E_3 = \frac{E_1 + E_2}{\sqrt{2}} \quad (9.3)$$

$$E_4 = \frac{E_1 - E_2}{\sqrt{2}}. \quad (9.4)$$

Un autre composant qui peut nous être utile est l'inverseur ou coupleur 0 dB [121] qui nous permet de nous affranchir du croisement de ligne. Maintenant, considérons quatre ports d'entrée. Un schéma de couplage peut être donné par la figure 9.2.

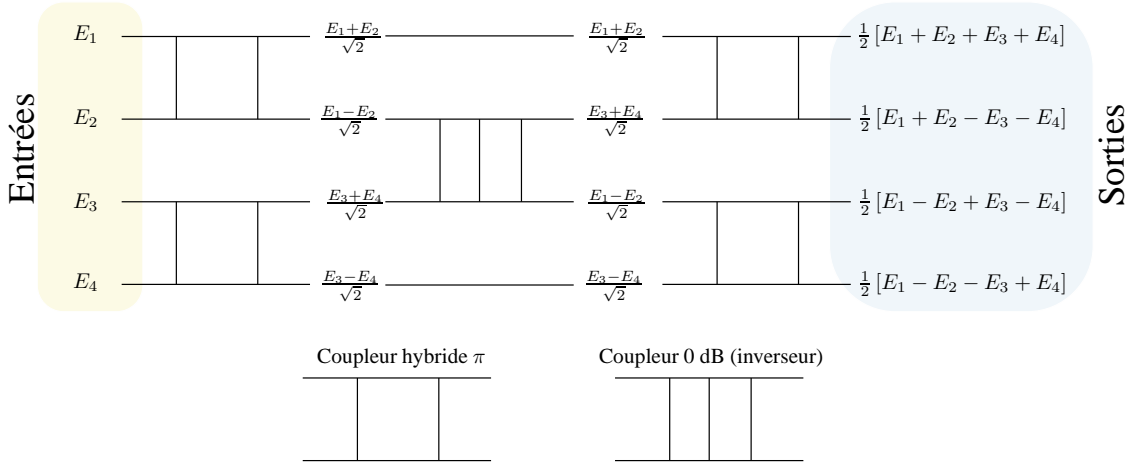


FIGURE 9.2: Schéma d'un combinateur de puissance planaire à huit ports.

E_1, E_2, E_3, E_4 sont les champs entrants et E_5, E_6, E_7 et E_8 sont les champs sortants. En étendant ce principe à n ports, nous obtenons un champ par port de sortie :

$$E_j = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{i=1}^n (-1)^{\chi_{ij}} E_i \quad (9.5)$$

où E_i est le champ entrant, i le numéro de port d'entrée avec $i \in \{1, \dots, n\}$, E_j le champ sortant, j le numéro de port de sortie avec $j \in \{1, \dots, n\}$ et χ_{ij} un facteur dépendant du port de sortie et de la contribution du champ provenant de chaque port d'entrée.

Bibliographie

- [1] D. G. FIXSEN et J. C. MATHER : The spectral results of the far-infrared absolute spectrophotometer instrument on coBE. *Astrophys. J.*, 581:817–822, 2002.
- [2] G. PATANCHON : *Séparation de composantes pour la mesure des fluctuations du fond diffus cosmologique*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2003.
- [3] C. L. REICHARDT, P. A. R. ADE, J. J. BOCK, J. R. BOND, J. A. BREVIK, C. R. CONTALDI, M. D. DAUB, J. T. DEMPSEY, J. H. GOLDSTEIN, W. L. HOLZAPFEL, C. L. KUO, A. E. LANGE, M. LUEKER, M. NEWCOMB, J. B. PETERSON, J. RUHL, M. C. RUNYAN et Z. STANISZEWSKI : High-Resolution CMB Power Spectrum from the Complete ACBAR Data Set. *Astrophysical Journal*, 694:1200–1219, avril 2009.
- [4] R. CHARLASSIER, J.-Ch. HAMILTON, É. BRÉELLE, A. GHRIBI, Y. GIRAUD-HÉRAUD, J. KAPLAN, M. PIAT et D. PRÊLE : An efficient phase-shifting scheme for bolometric additive interferometry. *A&A*, 497(3):963–971, avril 2009.
- [5] J.-Ch. HAMILTON : QUBIC baseline design. Rapport technique, Communication Interne QUBIC, 2009.
- [6] J. W. KOOL, J. A. STERN, G. CHATTOPADHYAY, H. G. LEDUC, B. BUMBLE et J. ZMUIDZINAS : Low-Loss NbTiN Films for THz SIS Mixer Tuning Circuits. In R. BLUNDELL et E. TONG, éditeurs : *Eighth International Symposium on Space Terahertz Technology*, pages 310–+, 1997.
- [7] G. PISANO, G. SAVINI, P. A. R. ADE et V. HAYNES : Metal-mesh achromatic half-wave plate for use at submillimeter wavelengths. *Appl. Opt.*, 47(33):6251–6256, 2008.
- [8] P A R ADE, D T CHUSS, S HANANY, V HAYNES, B G KEATING, A KOGUT, J E RUHL, G PISANO, G SAVINI et E J WOLLACK : Polarization modulators for cmbpol. *J. Phys. : Conf. Ser.*, 155:012006 (50pp), 2009.
- [9] T. ESSINGER-HILEMAN, J. W. APPEL, J. A. BEALL, H. M. CHO, J. FOWLER, M. HALPERN, M. HASSELFIELD, K. D. IRWIN, T. A. MARRIAGE, M. D. NIEMACK, L. PAGE, L. P. PARKER, S. PUFU, S. T. STAGGS, O. STRYZAK, C. VISNJIC, K. W. YOON et Y. ZHAO : The atacama b-mode search : Cmb polarimetry with transition-edge-sensor bolometers. In *13th International Workshop on Low Temperature Detectors*. AIP Conference Proceedings, juillet 2009.
- [10] G. PISANO, G. SAVINI, L. PIETRANERA, K. ISAAK, B. JOHNSON, M. GERVASI, L. PICCIRILLO, B. MAFFEI et S. MELHUSH : A 90-GHz waveguide variable phase shifter. *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, 17(3):208–210, mars 2007.
- [11] C.L. KUO, J.J. BOCK, P. DAY, A. GOLDIN, S. GOLWALA, W. HOLMES, K. IRWIN, M. KENYON, A.E. LANGE, H.G. LEDUC, P. ROSSINOT, J. STERN, A. VAYONAKIS, G. WANG, M. YUN et J. ZMUIDZINAS : Bolometric detector arrays for cmb polarimetry. In *XXVIIIth General Assembly of URSI*. Union Radio-Scientifique Internationale, octobre 2005.
- [12] J. S. MARTENS, V. M. HIETALA, T. E. ZIPPERIAN, D. S. GINLEY, C. P. TIGGES et G. K. G. HOHENWARTER : A reflective microwave switch made of tl-ca-ba-cu-o for signalcontrol applications. *IEEE Microw. Guided Wave Lett.*, 1(10):291–293, octobre 1991.
- [13] O. G. VENDIK, L. B. VENDIK, D. V. KHOLODNYAK, S. P. ZUBKO et E. V. SEREBRYAKOVA : Electronically controlled phase shifters based on right/left-handed transmission lines. In *Microwave Conference, 2005 European*, volume 2, octobre 2005.

- [14] D. M. POZAR : *Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, 1998.
- [15] A. A. PENZIAS et R. W. WILSON : Measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *ApJ*, 142:419–421, 1965.
- [16] R. A. ALPHER et R. HERMAN : Evolution of the universe. *Nat.*, 162:774, 1948.
- [17] G. GAMOW : The evolution of the universe. *Nat.*, 162:680, 1948.
- [18] A. GUTH : The inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, 23:347–356, 1981.
- [19] John A. PEACOCK : *Cosmological Physics*. Cambridge University Press, 1999.
- [20] S. CHANDRASEKHAR : Radiative transfer. *Dover*, page 393, 1960.
- [21] J. M. KOVAC, E. M. LEITCH, C. PRYKE, J. E. CARLSTROM, N. W. HALVERSON et W. L. HOLZAPFEL : Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASI. *Nat.*, 420:772–787, décembre 2002.
- [22] R. KALLOSH et A. LINDE : Testing string theory with cosmic microwave background. *JCAP*, 4:17–+, avril 2007.
- [23] A. R. THOMPSON, J. M. MORAN et G. W. SWENSON, Jr. : *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy, 2nd Edition*. avril 2001.
- [24] J.-C. HAMILTON, R. CHARLASSIER, C. CRESSIOT, J. KAPLAN, M. PIAT et C. ROSSET : Sensitivity of a bolometric interferometer to the cosmic microwave background power spectrum. *A&A*, 491:923–927, décembre 2008.
- [25] S. PADIN, M. C. SHEPHERD, J. K. CARTWRIGHT, R. G. KEENEY, B. S. MASON, T. J. PEARSON, A. C. S. READHEAD, W. A. SCHAAL, J. SIEVERS, P. S. UDOMPRASERT, J. K. YAMASAKI, W. L. HOLZAPFEL, J. E. CARLSTROM, M. JOY, S. T. MYERS et A. OTAROLA : The cosmic background imager. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 114(791):83–97, 2002.
- [26] S. ALI, P. ROSSINOT, L. PICCIRILLO, W. K. GEAR, P. MAUSKOPF, P. ADE, V. HAYNES et P. TIMBIE : MBI : Millimetre-wave bolometric interferometer. In M. DE PETRIS et M. GERVASI, éditeurs : *Experimental Cosmology at Millimetre Wavelengths*, volume 616 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 126–128, mai 2002.
- [27] Matias ZALDARRIAGA : Nature of the $e - b$ decomposition of cmb polarization. *Phys. Rev. D*, 64(10):103001, octobre 2001.
- [28] R. CHARLASSIER, E. F. BUNN, J. -. HAMILTON, J. KAPLAN et S. MALU : Bandwidth in bolometric interferometry. *ArXiv e-prints*, octobre 2009.
- [29] J. M. GILDEMEISTER, A. T. LEE et P. L. RICHARDS : A fully lithographed voltage-biased superconducting spiderweb bolometer. *Appl. Phys. Lett.*, 74:868–+, février 1999.
- [30] G. POLENTA, P. A. R. ADE, J. BARTLETT, E. BRÉELLE, L. CONVERSI, P. DE BERNARDIS, C. DUFOUR, M. GERVASI, M. GIARD, C. GIORDANO, Y. GIRAUD-HERAUD, B. MAFFEI, S. MASI, F. NATI, A. ORLANDO, S. PETERZEN, F. PIACENTINI, M. PIAT, L. PICCIRILLO, G. PISANO, R. PONS, C. ROSSET, G. SAVINI, G. SIRONI, A. TARTARI, M. VENEZIANI et M. ZANNONI : The BRAIN CMB polarization experiment. *New Astronomy Review*, 51:256–259, mars 2007.
- [31] R. CHARLASSIER et FOR THE BRAIN COLLABORATION : The BRAIN experiment, a bolometric interferometer dedicated to the CMB B-mode measurement. In *Proceedings of the XLIIrd rencontres de Moriond*, mai 2008.

- [32] S. MASI, P. DE BERNARDIS, C. GIORDANO, F. NATI, F. PIACENTINI, G. POLENTA, M. VENEZIANI, M. GERVASI, G. SIRONI, A. TARTARI, M. ZANNONI, S. PETERZEN, J. BARTLETT, Y. GIRAUD-HERAUD, M. PIAT, C. ROSSET, M. GIARD, R. PONS, B. MAFFEI, P. ADE, W. GEAR, P. MAUSKOPF, L. PICCIRILLO, G. PISANO et G. SAVINI : Precision CMB Polarization from Dome-C : the BRAIN experiment. *In* M. GIARD, F. CASOLI et F. PALETOU, éditeurs : *EAS Publications Series*, volume 14 de *EAS Publications Series*, pages 87–92, 2005.
- [33] A. TARTARI et AL. : Brain/mbi : a bolometric interferometer dedicated to the cmb polarization. *In* ESA, éditeur : *5th ESA Workshop on Millimeter Wave Tech. and App. and 31st ESA Antenna Workshop*. ESTEC, ESTEC, May 2009.
- [34] R. CHARLASSIER et J-Ch. HAMILTON : Summary of QUBIC instrumental requirements. Rapport technique, Communication Interne QUBIC, août 2009.
- [35] C. NORTH et AL. : Clover - measuring the cmb b-mode polarisation. *In Proceedings of the 18th International Symposium on Space Terahertz Technology*, pages 21–23, mars 2007.
- [36] G. PISANO, L. PIETRANERA, K. ISAAK, L. PICCIRILLO, B. JOHNSON, B. MAFFEI et S. MELHUISH : A broadband WR10 turnstile junction orthomode transducer. *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, 17(4):286–288, avril 2007.
- [37] D. PRELE, M. R. PIAT, E. L. BREELLE, F. VOISIN, M. PAIRAT, Y. ATIK, B. BELIER, L. DU MOULIN, C. EVESQUE, G. KLISNICK, S. MARNIEROS, F. PAJOT, M. REDON et G. SOU : Development of Superconducting NbSi TES Array and Associated Readout With SQUIDS and Integrated Circuit Operating at 2 K. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19:501–504, juin 2009.
- [38] M. CALVO, C. GIORDANO, R. BATTISTON, A. CRUCIANI, P. DE BERNARDIS, B. MARGESIN, S. MASI et A. MONFARDINI : Microwave Kinetic Inductance Detectors for Long Duration Balloon experiments . *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 79:953–+, 2008.
- [39] D. PRÊLE, F. VOISIN, E. BRÉELLE et M. PIAT : Cryogenic operation of a SiGe integrated circuit for control time domain SQUID multiplexing. *In* P. KERN, éditeur : *EAS Publications Series*, volume 37 de *EAS Publications Series*, pages 141–148, 2009.
- [40] Evguéni Lifchitz LEV LANDAU : *Physique théorique*, volume 9. Physique statistique (II). 1990.
- [41] D. C. MATTIS et J. BARDEEN : Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals. *Phys. Rev.*, 111(2):412–417, Jul 1958.
- [42] A. R. KERR : Surface impedance of superconductors and normal conductors in em simulators. Rapport technique, MMA Memo No. 245, 1999.
- [43] H. A. WHEELER : Transmission-line properties of parallel wide strips by a conformal-mapping approximation. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 12(3):280–289, mai 1964.
- [44] E. HAMMERSTAD et O. JENSEN : Accurate models for microstrip computer-aided design. *In Microwave Symposium Digest, 1980 MTT-S International*, volume 80, pages 407–409, mai 1980.
- [45] Luis De Jussilainen COSTA : A model for the superconducting microstrip line. *In Baltic Electronic Conference*, 1996.
- [46] Rainee N. SIMONS : *Coplanar waveguide circuits, components and systems*. John Wiley & Sons, 2001.

- [47] W. RAUCH, E. GORNIK, G. SOELKNER, A. A. VALENZUELA, F. FOX et H. BEHNER : Microwave properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}(7-x)$ thin films studied with coplanar transmission line resonators. *J. Appl. Phys.*, 73:1866–1872, février 1993.
- [48] R. ULRICH : Effective low-pass filters for far infrared frequencies. *Infrared Phys.*, 7:65–74, juin 1967.
- [49] G. PISANO, P. A. R. ADE et S. WEAVER : Polarisation effects investigations in quasi-optical metal grid filters. *Infrared Phys. Technol.*, 48:89–100, juin 2006.
- [50] Lancaster M. J. HONG, J-S. : *Microstrip Filters for RF/Microwave Applications*. John Wiley & Sons, Inc., 2001.
- [51] G. D. VENDELIN : Limitations on stripline q. *Microwave Journal*, pages 63–69, 1970.
- [52] A. BENOÎT, P. ADE, A. AMBLARD, R. ANSARI, É. AUBOURG, S. BARGOT, J. G. BARTLETT, J.-P. BERNARD, R. S. BHATIA, A. BLANCHARD, J. J. BOCK, A. BOSCALERI, F. R. BOUTCHET, A. BOURRACHOT, P. CAMUS, F. COUCHOT, P. DE BERNARDIS, J. DELABROUILLE, F.-X. DÉSERT, O. DORÉ, M. DOUSPIS, L. DUMOULIN, X. DUPAC, P. FILLIATRE, P. FOSALBA, K. GANGA, F. GANNAWAY, B. GAUTIER, M. GIARD, Y. GIRAUD-HÉRAUD, R. GISPERT, L. GUGLIELMI, J.-C. HAMILTON, S. HANANY, S. HENROT-VERSILLÉ, J. KAPLAN, G. LAGACHE, J.-M. LAMARRE, A. E. LANGE, J. F. MACÍAS-PÉREZ, K. MADET, B. MAFFEI, C. MAGNEVILLE, D. P. MARRONE, S. MASI, F. MAYET, A. MURPHY, F. NARAGHI, F. NATI, G. PATANCHON, G. PERRIN, M. PIAT, N. PONTHEU, S. PRUNET, J.-L. PUGET, C. RENAULT, C. ROSSET, D. SANTOS, A. STAROBINSKY, I. STRUKOV, R. V. SUDIWALA, R. TEYSSIER, M. TRISTRAM, C. TUCKER, J.-C. VANEL, D. VIBERT, E. WAKUI et D. YVON : First detection of polarization of the submillimetre diffuse galactic dust emission by Archeops. *A&A*, 424:571–582, septembre 2004.
- [53] M. HOUDE, R. L. AKESON, J. E. CARLSTROM, J. W. LAMB, D. A. SCHLEUNING et D. P. WOODY : Polarizing Grids, Their Assemblies, and Beams of Radiation. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 113:622–638, mai 2001.
- [54] G. ENGARGIOLA et R. L. PLAMBECK : Tests of a planar L-band orthomode transducer in circular waveguide. *Rev. Sci. Instrum.*, 74:1380–1382, mars 2003.
- [55] G. CHATTOPADHYAY et J. E. CARLSTROM : Finline ortho-mode transducer for millimeter waves. *IEEE Microw. Guided Wave Lett.*, 9(9):339–341, septembre 1999.
- [56] A. NAVARRINI et R.L. PLAMBECK : A turnstile junction waveguide orthomode transducer. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 54, 2006.
- [57] G. YASSIN et S. WITHINGTON : Analytical expression for the input impedance of a microstrip probe in waveguide. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, 17:1685–1705, octobre 1996.
- [58] D. BOCK : Measurements of a scale-model ortho-mode transducer. *BIMA memo 74*, 1999.
- [59] J. W. KOOI, M. S. CHAN, M. BIN, B. BUMBLE, H. G. LEDUC, C. K. WALKER et T. G. PHILLIPS : The development of an 850 ghz waveguide receiver using tuned sis junctions on $1\mu\text{m}$ Si_3N_4 membranes. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, 16:349–362, février 1995.
- [60] J. W. KOOI, C. K. WALKER et J. HESLER : A broad bandwidth suspended membrane waveguide to thinfilm microstrip transition. *In 9th Inter. Conf on Terahertz Electronics*, 2001.
- [61] J. W. KOOI, G. CHATTOPADHYAY, S. WITHINGTON, F. RICE, J. ZMUIDZINAS, C. WALKER et G. YASSIN : A full-height waveguide to thin-film microstrip transition with exceptional RF bandwidth and coupling efficiency. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, 24(3):261–284, March 2003.

- [62] A. NAVARRINI, D. BILLON-PIERON, K.F. SCHUSTER et B. LAZAREFF : Design of a 275-370 ghz sis mixer with image sideband rejection and stable operation. *In Proceedings of the 12th. International Symposium on Space Terehertz Technology*, pages 205–214, février 2001.
- [63] B. Lazareff A. NAVARRINI : 275-370 ghz dsb and ssb waveguide mixers employing a tuned nb/al-alox/nb sis tunnel junction. Alma memo 351, Atacama Large Millimeter Array, mars 2001.
- [64] A. NAVARRINI, B. LAZAREFF, D. BILLON-PIERON et I. PERON : Design and characterization of a 225-370 ghz dsb and a 250-360 ghz ssb full height waveguide sis mixers. *In Proceedings of the 13th International Symposium on Space Terahertz Technology*, pages 33–40, mars 2002.
- [65] T. A. MILLIGAN : *Modern Antenna Design*. John Wiley & Sons, Inc., 2 édition, 2005.
- [66] Mark K. KRAGE et George I. HADDAD : Frequency dependant characteristics of microstrip transmission lines. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, MTT-20(10), 1972.
- [67] B. G. KEATING, C. W. O'DELL, J. O. GUNDERSEN, L. PICCIRILLO, N. C. STEBOR et P. T. TIMBIE : An Instrument for Investigating the Large Angular Scale Polarization of the Cosmic Microwave Background. *ApJS*, 144:1–20, janvier 2003.
- [68] K. W. YOON, P. A. R. ADE, D. BARKATS, J. O. BATTLE, E. M. BIERMAN, J. J. BOCK, J. A. BREVIK, H. C. CHIANG, A. CRITES, C. D. DOWELL, L. DUBAND, G. S. GRIFFIN, E. F. HIVON, W. L. HOLZAPFEL, V. V. HRISTOV, B. G. KEATING, J. M. KOVAC, C. L. KUO, A. E. LANGE, E. M. LEITCH, P. V. MASON, H. T. NGUYEN, N. PONTHEIU, Y. D. TAKAHASHI, T. RENBARGER, L. C. WEINTRAUB et D. WOOLSEY : The robinson gravitational wave background telescope (bicep) : a bolometric large angular scale cmb polarimeter. *In SPIE Proc. Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*, volume 6275, juin 2006.
- [69] E. M. LEITCH, J. M. KOVAC, C. PRYKE, J. E. CARLSTROM, N. W. HALVERSON, W. L. HOLZAPFEL, M. DRAGOVAN, B. REDDALL et E. S. SANDBERG : Measurement of polarization with the Degree Angular Scale Interferometer. *Natur*, 420:763–771, décembre 2002.
- [70] N. CADERNI, R. FABBRI, B. MELCHIORRI, F. MELCHIORRI et V. NATALE : Polarization of the microwave background radiation. II. An infrared survey of the sky. *PhRvD*, 17:1908–1918, avril 1978.
- [71] B. R. JOHNSON, J. COLLINS, M. E. ABROE, P. A. R. ADE, J. BOCK, J. BORRILL, A. BOSCALERI, P. DE BERNARDIS, S. HANANY, A. H. JAFFE, T. JONES, A. T. LEE, L. LEVINSON, T. MATSUMURA, B. RABII, T. RENBARGER, P. L. RICHARDS, G. F. SMOOT, R. STOMPOR, H. T. TRAN, C. D. WINANT, J. H. P. WU et J. ZUNTZ : MAXIPOL : Cosmic Microwave Background Polarimetry Using a Rotating Half-Wave Plate. *ApJ*, 665:42–54, août 2007.
- [72] Giorgio SAVINI, Giampaolo PISANO et Peter A. R. ADE : Achromatic half-wave plate for submillimeter instruments in cosmic microwave background astronomy : modeling and simulation. *Appl. Opt.*, 45(35):8907–8915, 2006.
- [73] S. PANCHARATNAM : Achromatic combinations of birefringent plates. part 2 : An achromatic quarter-wave plate. *In Proc. of the IASc A*, volume 41, pages 137–144. Indian Academy of Sciences, mars 1955.
- [74] on behalf of the Radioastronomy Technology Group G. PISANO : Development of high performance mm wave waveguide and quasi-optical components. *In Cambridge CMB workshop*, juillet 2009.
- [75] N. YONEDA, R. MIYAZAKI, I. MATSUMURA et M. YAMATO : A design of novel grooved circular waveguide polarizers. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 48(12):2446–2452, décembre 2000.

- [76] J. BORNEMANN, S. AMARI, J. UHER et R. VAHLDIECK : Analysis and design of circular ridged waveguide components. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 47(3):330–335, mars 1999.
- [77] J. R. PYLE : Circular polarizers of fixed bandwidth (correspondence). *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 12(5):557–559, septembre 1964.
- [78] G. BERTIN, B. PIOVANO, L. ACCATINO et M. MONGIARDO : Full-wave design and optimization of circular waveguide polarizers with elliptical irises. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 50(4):1077–1083, avril 2002.
- [79] F. ARNDT, A. FRYE, M. WELLNITZ et R. WIRSING : Double dielectric-slab-filled waveguide phase shifter. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 33(5):373–381, mai 1985.
- [80] S. BARKER et G. M. REBEIZ : Distributed MEMS true-time delay phase shifters and widebandswitches. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 46:1881–1890, novembre 1998.
- [81] M. C. SCARDELLETTI, G. E. PONCHAK et N. C. VARALJAY : MEMS, ka-band single-pole double-throw (SPDT) switch for switched line phase shifters. *In Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE*, volume 2, pages 2–5, 2002.
- [82] Y. KWON et S. LEE : RF MEMS–Enabling Technology for Millimeter-Waves. *IEICE Trans. Electron.*, E89-C(7):898–905, 2006.
- [83] S. YNGVESSON : *Microwave semiconductor devices*. The Kluwer international series in engineering and computer science, 1999.
- [84] B. LENGELER : Semiconductor devices suitable for use in cryogenic environments. *Cryogenics.*, 14:439–447, août 1974.
- [85] R. GARY, EL-KHALDI M., J-D. ARNOULD, F. PODEVIN et A. VILCOT : Contrôle optique pour fonctionnalités microondes. *J3eA*, 4, 2005.
- [86] E. K. TRACK, R. E. DRAKE et G. K. G. HOHENWARTER : Optically modulated superconducting delay lines. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 3:2899–2902, mars 1993.
- [87] W. R. DONALDSON, A. M. KADIN, P. H. BALLENTINE et R. SOBOLEWSKI : Interaction of picosecond optical pulses with high t_{sc} superconducting films. *ApPhL*, 54(24):2470–2472, 1989.
- [88] M. ZORIN, I. MILOSTNAYA, G. N. GOL'TSMAN et E. M. GERSHENZON : Fast nbn superconducting switch controlled by optical radiation. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 7:3734–3737, juin 1997.
- [89] G. YASSIN, L. S. KUZMIN, P. K. GRIMES, M. TARASOV, E. OTTO et P. D. MAUSKOPF : An integrated superconducting phase switch for cosmology instruments. *PhyC.*, 466:115–123, novembre 2007.
- [90] L. KUZMIN, M. TARASOV, É. OTTO, A. KALABUKHOV, G. YASSIN, P. GRIMES et P. MAUSKOPF : Superconducting subterahertz fast nanoswitch. *JETPL*, 86:275–277, octobre 2007.
- [91] I. B. VENDIK, O. G. VENDIK, E. L. KOLLBERG et V. O. SHERMAN : Theory of digital phase shifters based on high- t_{sc} superconducting films. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 47(8):1553–1562, août 1999.
- [92] Zhiyang LIU, J. C. MIDKIFF, Haiyong XU, T. W. CROWE et II WEIKLE, R. M. : Broadband 180° phase shifters using integrated submillimeter-wave schottky diodes. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 53(9):2949–2955, septembre 2005.
- [93] K. SUN, C-C. YEN et D. VAN DER WEIDE : A size reduced reflection-mode phase shifter. *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 47(7):457 – 459, octobre 2005.

- [94] Hong-Teuk KIM, Jae-Hyoung PARK, Jounghwa YIM, Yong-Kweon KIM et Youngwoo KWON : A compact v-band 2-bit reflection-type MEMS phase shifter. *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, 12(9):324–326, septembre 2002.
- [95] R. V. GARVER : Broad-band diode phase shifters. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 20(5):314–323, mai 1972.
- [96] S. K. KOUL et B. BHAT : *Microwave and Millimeter Wave Phase Shifters - Semiconductor and Delay Line Phase Shifters*, volume 2. 1991.
- [97] A. MEGEJ et V. F. FUSCO : Low-loss analog phase shifter using varactor diodes. *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 19(6):384 – 386, décembre 1998.
- [98] A. BORGIOLO, Yu LIU, A. S. NAGRA et R. A. YORK : Low-loss distributed MEMS phase shifter. *IEEE Microw. Guided Wave Lett.*, 10(1):7–9, janvier 2000.
- [99] H. A. ATWATER : Circuit design of the loaded-line phase shifter. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 33(7):626–634, juillet 1985.
- [100] M. DAISUKE, D. HIROYUKI, T. MIKIO et S. HIROSHI : A microstrip-line phase shifter constructed by a tunable filter. *IEICE Trans. Electron.*, J88-C(12):1049–1056, 2005.
- [101] C. CALOZ et T. ITOH : *Electromagnetic Metamaterials, Transmission Line Theory and Microwave Applications*. John Wiley & Sons, 2006.
- [102] H. SALEHI, A. H. MAJEDI et R. R. MANSOUR : Analysis and design of superconducting left-handed transmission lines. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 15:996–999, juin 2005.
- [103] Yi WANG et M. J. LANCASTER : High-temperature superconducting coplanar left-handed transmission lines and resonators. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 16(3):1893–1897, septembre 2006.
- [104] B. M. SCHIFFMAN : A new class of broad-band microwave 90-degree phase shifters. *IRE Trans. Microw. Theory Tech.*, 6(2):232–237, avril 1958.
- [105] J. L. RAMOS QUIRARTE et J. P. STARSKI : Synthesis of schiffman phase shifters. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 39(11):1885–1889, novembre 1991.
- [106] Y. X. GUO, Z.-Y. ZHANG et L. C. ONG : Improved wide-band schiffman phase shifter. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 54(3):1196–1200, mars 2006.
- [107] F. DE FLAVIIS, N. G. ALEXOPOULOS et O. M. STAFSUDD : Planar microwave integrated phase-shifter design with high purityferroelectric material. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 45(6):963–969, juin 1997.
- [108] P WANG, C Y TAN, Y G MA, W N CHENG et C K ONG : Planar tunable high-temperature superconductor microwave broadband phase shifter with patterned ferroelectric thin film. *Supercond. Sci. Technol.*, 20(1):77–80, 2007.
- [109] F. W. Van KEULS, R. R. ROMANOFKY, D. Y. BOHMAN, M. D. WINTERS, F. A. MIRANDA, C. H. MUELLER, R. E. TREECE, T. V. RIVKIN et D. GALT : $(\text{yba}_{2}\text{cu}_{3}\text{o}_{7-\delta})_{n}/\text{srtio}_{3}/\text{laalo}_{3}$ thin film conductor/ferroelectric coupled microstripline phase shifters for phased array applications. *Appl. Phys. Lett.*, 71(21):3075–3077, 1997.
- [110] S. M. ANLAGE, H. J. SNORTLAND et M. R. BEASLEY : A current controlled variable delay superconducting transmission line. *IEEE Trans. Magn.*, 25(2):1388–1391, mars 1989.
- [111] E. K. TRACK, Z. Y. SHEN, H. DANG, M. RADPARVAR et S. M. FARIS : Investigation of an electronically tuned 100 GHz superconducting phase shifter. *IEEE Trans. Magn.*, 27:2700–2703, mars 1991.

- [112] V. K. VARADAN, K. J. VINOY et K. A. JOSE : *RF MEMS and their applications*. John Wiley & Sons, 2003.
- [113] A. M. STREET : RF switch design. In *How to Design RF Circuits (Ref. No. 2000/027)*, IEE Training Course, pages 1–4, London, UK, 2000.
- [114] M. BENKAHOUL : *Niobium Based Thin Films Deposited by DC Reactive Magnetron Sputtering : NbN, NbSiN, NbAlN*. Thèse de doctorat, ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE, 2005.
- [115] R. MESERVEY et P. M. TEDROW : Measurements of the kinetic inductance of superconducting linear structures. *Journal of Applied Physics*, 40(5):2028–2034, 1969.
- [116] M. W. JOHNSON et A. M. KADIN : Anomalous current-dependence of kinetic inductance in ultrathin nbn meander lines. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 7:3492–3495, juin 1997.
- [117] V. P. ANDRATSKIĬ, L. M. GRUNDEL', V. N. GUBANKOV et N. B. PAVLOV : Destruction of superconductivity in thin narrow films by a current. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 38:794–+, avril 1974.
- [118] M. J. LANCASTER : *Passive Microwave Devices Applications of High-Temperature Superconductors*, chapitre Superconductivity at microwave frequencies, page 33. Cambridge Univeristy Press, 2006.
- [119] R. E. COLLIN : *Foundations for microwave engineering*. McGraw-Hill, 1992.
- [120] S. ZHENG et W. S. CHAN : Compact butler matrix using size reduced elements. *Microwave and Optical Technology Letters*, 49(7):1519 – 1521, 2007.
- [121] C. DALL'OMO : *Contribution à l'étude d'antennes à pointage électronique en millimétrique. Conception et réalisation de différentes topologies de Matrices de Butler*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.

Cinquième partie

ANNEXES

A Les Experiences CMB	155
B Quelques rappels sur la théorie des réseaux vectoriels	159
C Dimensionnement de guide d'onde pour un diplexeur de polarisation planaire	163
D Conception d'un banc quasi-optique	165
E Plans mécaniques	169
F Description des procédures utilisées pour les dépôts et structuration de couches minces	175

APPENDIX A

Les Experiences CMB

Le tableau ci-dessous présente une synthèses des expériences dédiées à l'étude du fond diffus cosmologique depuis 1983. Certains de ces instruments comme DASI ou COBE ont eu un grand impact sur la cosmologie, d'autre comme SPort ont été fabriqué mais n'ont jamais observé le ciel.

Nom	Début	Fin	Type	Localisation	Technologie	Fréquence (GHz)
Advanced Cosmic Microwave Explorer ACME/HACME/MAX	1984	1996	Sol/Ballon	Pôle Sud	HEMT/Bolomètres	26–35 ; 38–45
Antarctic Plateau Anisotropy Chasing Experiment (APACHE)	1995	1996	Sol	Antarctique	Bolomètres	100, 150, 250
Absolute Radiometer for Cosmology, Astrophysics, and Diffuse Emission (ARCADE)	2001	–	Ballon	–	HEMT	3, 5, 7, 10, 30, 90
ARCHEOPS	1999	2002	Ballon	–	Bolomètres	143, 217, 353, 545
Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver (ACBAR)	2001	–	Sol	Pôle Sud	Bolomètres	150, 219, 274
AMI Arcminute Microkelvin Imager (AMI)	2005	–	Sol	UK : Mullard Radio Astronomy Observatory	Diodes	12–1 n8
ARGO	1988	1993	Ballon	–	Bolomètre	150–600
Array for Microwave Background Anisotropy (AMiBA)	2002	–	Sol	Hawaï	MMIC	86–102
Atacama Cosmology Telescope (ACT)	2007	–	Sol	Chili	Bolomètres	145, 225, 265
APEX Atacama Pathfinder Experiment (APEX)	2005	–	Sol	Chili	Bolomètres	150, 217
Australia Telescope Compact Array (ATCA)	1991	1997	Sol	Australie	HEMT	8.7
Background Emission Anisotropy Scanning Telescope (BEAST)	2000	–	Sol/Ballon	White Mountain, California	HEMT	25–35 ; 38–45

Annexe A

Nom	Début	Fin	Type	Localisation	Technologie	Fréquence (GHz)
Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization (BICEP)	2006	–	Sol	Pôle Sud	Bolomètres	100, 150
Balloon-borne Anisotropy Measurement (BAM)	1995	1998	Ballon	–	Bolomètres	110–250
Balloon-borne Radiometers for Sky Polarisation Observations (BaR-SPoRT)	–	–	Ballon	–	HEMT	32, 90
Berkeley Illinois Maryland Associations (BIMA)	1986	2004	Sol		SIS	70–116 ; 210–270
BOOMERanG BOOMERanG experiment	1997	2003	Ballon	–	Bolomètres	90–220
Q and U Bolometric Interferometer (QUBIC)	2010	–	Sol	Antarctique	Bolomètres	90, 150, 220 ±15%
Clover	2010	–	Sol	Chili	Bolomètres	97, 150, 230
Cosmic Anisotropy Polarization Mapper (CAPMAP)	2002		Sol	Crawford Hill	MMIC / HEMT	40, 90
Cosmic Anisotropy Telescope (CAT)	1994	1997	Sol	Mullard Radio-astronomy Observatory	HEMT	13, 17
CBI Cosmic Background Imager (CBI)	2002	2008	Sol	Chili	HEMT	26–36
COSMOSOMAS	1998	–	Sol	Tenerife	HEMT	10–18
Cosmic Background Explorer (COBE)	1989	1993	Satellite			
Cosmological Gene	1999	–	Sol		HEMT	0.6–36
Degree Angular Scale Interferometer (DASI)	1999	–	Sol		HEMT	26–36
The E and B Experiment (EBEX)			Ballon		Bolomètres	150–450
Far Infra-Red Survey (FIRS)	1989	1989	Ballon		Bolomètres	170–680
KU-band Polarization IDentifier (KUPID)	2003	–	Sol		HEMT	12–18
Medium Scale Anisotropy Measurement (MSAM)	1992	1997	Ballon		Bolomètres	150–650
Millimeter Anisotropy eXperiment IMaging Array (MAXIMA)	1995	1999	Ballon		Bolomètres	150-240

Annexe A

Nom	Début	Fin	Type	Localisation	Technologie	Fréquence (GHz)
Millimeter Interferometer (MINT)	Future	–	Sol		SIS	150
Mobile Anisotropy Telescope (MAT)	1997	1998	Sol		HEMT	30–140
Planck	2009	–	Satellite		Bolomètres	30–857
Polarization Observations of Large Angular Regions (POLAR)	2000	2000	Sol		HEMT	26–46
Polarization of Background Microwave Radiation (POLARBeaR)	Future	–	Sol		Bolomètres	90–240
Polatron	Future	–	Sol		Bolomètres	100
Princeton I, Q, and U Experiment (PIQUE)	2002	2002	Ballon		Bolomètres	90
Python	1992	1997	Ballon		HEMT	30–90
QMAP	1996	1996	Sol		HEMT	30–140
QUaD	2005	–	Sol	Pôle Sud	Bolomètres	100, 150
Q/U Imaging Experiment (QUIET)	2008	–	Sol	Chili	HEMT	40,90
RELIKT-1	1983	1984	Satellite			37
Saskatoon experiment	1993	1995	Sol	Saskatchewan	HEMT	26–46
Sky Polarization Observatory (SPOrt)				Station Inter.	HEMT	
South Pole Telescope South Pole Telescope	2006	–	Sol	Pôle Sud		
SPIDER	2006	–	Ballon			
Sunyaev-Zeldovich Array (SZA)	Futur	–	Sol			26–36 ; 85–115
Sunyaev-Zeldovich Infrared Experiment (SuZIE)	1996	–	Sol		Bolomètres	150, 220, 350
Tenerife Experiment	1984	2000	Sol	Tenerife	HEMT	10, 15, 33
TopHat	2 002	–	Ballon		Bolomètres	150–720
Very Small Array	2002	2008	Sol		HEMT	26–36
WMAP	2001	–	Satellite			

ANNEXE B

Quelques rappels sur la théorie des réseaux vectoriels

B.1 Paramètre de diffusion et matrice ABCD

Soit le dispositif à deux ports représenté sur la figure B.1. Considérons une source générant une onde pour exciter le dispositif de test. La tension correspond à cette onde est V_1^+ . Toute onde réfléchie sur le port 1 a une tension V_1^- . Le port 2 est relié à une détection. Le signal détecté correspond alors à V_2^- . Toute réflexion du port 2 est donnée par V_2^+ . Notons que le dispositif considéré est réciproque¹ et peut être passif ou actif.

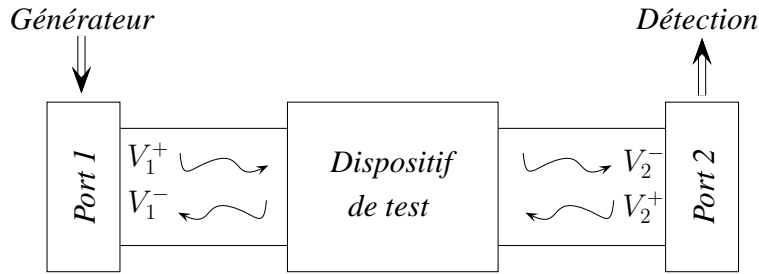


FIGURE B.1: Dispositif de test et tensions d'onde associées.

Les paramètres de diffusion, aussi appelés paramètres S (*Scattering parameters*) sont donnés par les relations suivantes :

$$S_{11} = \frac{V_1^-}{V_1^+} \quad (\text{B.1})$$

$$S_{22} = \frac{V_2^-}{V_2^+} \quad (\text{B.2})$$

$$S_{21} = \frac{V_2^-}{V_1^+} \quad (\text{B.3})$$

$$S_{12} = \frac{V_1^-}{V_2^+} \quad (\text{B.4})$$

où S_{11} est le coefficient de réflexion du port 1, S_{22} le coefficient de réflexion du port 2, S_{21} le gain ou la perte en transmission directe (du port 1 au port 2) et S_{12} le gain ou la perte de transmission inverse (du port 2 au port 1). La matrice de diffusion

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

1. Par réciproque nous voulons dire que le comportement du dispositif ne change pas en inversant les ports 1 et 2.

caractérise alors entièrement le dispositif.

L'analyseur de réseau vectoriel (VNA) est un outil très utile pour tout instrumentaliste travaillant dans le domaine des micro-ondes. Il permet, par la mesure des tensions d'onde, de donner les paramètres de diffusion complexes et donc les propriétés en amplitude et en phase. Son domaine de fréquence opératoire s'étend de 10 kHz à plus de 1 THz. Grâce à des VNA de plus en plus stables et des systèmes de calibration de plus en plus performants, ce type de mesure gagne de jour en jour en stabilité.

Il peut être utile de retrouver les propriétés d'une cascade de composants à partir des caractéristiques de chacun. La matrice $[S]$ ne permet pas une telle opération car il ne s'agit pas d'un système linéaire. Ceci est en revanche rendu possible par l'utilisation du formalisme ABCD² suivant :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \prod_{i=1}^n \begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} \quad (\text{B.6})$$

où i le numéro de composants et n le nombre de composants connectés en cascade. Les paramètres A, B, C et D entretiennent les relations suivantes avec les paramètres S :

$$A = \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{21}S_{12}}{2S_{21}} \quad (\text{B.7})$$

$$B = Z_0 \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) - S_{21}S_{12}}{2S_{21}} \quad (\text{B.8})$$

$$C = \frac{1}{Z_0} \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) - S_{21}S_{12}}{2S_{21}} \quad (\text{B.9})$$

$$D = \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{21}S_{12}}{2S_{21}} \quad (\text{B.10})$$

avec Z_0 l'impédance caractéristique des ports d'entrée et de sortie d'un dispositif réciproque donné. Cette impédance est normalisée à 1 dans le cas d'une mesure vectorielle calibrée.

B.2 Relations entre les champs électriques incidents et sortants d'un guide d'onde

Nous cherchons ici à déterminer la relation entre le champ électrique incident et sortant d'un guide d'onde donné. Pour un guide arbitraire, le champ électrique transverse est donné dans [14] par :

$$E_1 = \frac{e}{c} (V_1^+ \exp(-i\beta_1) + V_1^- \exp(i\beta_1)) \quad (\text{B.11})$$

$$E_2 = \frac{e}{c} (V_2^+ \exp(i\beta_2) + V_2^- \exp(-i\beta_2)) \quad (\text{B.12})$$

où E_1 est le champ incident, E_2 le champ sortant, e la variation de l'amplitude du champ dans une section de guide d'onde, c un facteur géométrique, β_1 la phase de l'onde incidente et β_2 la phase de l'onde sortante. D'après les relations (B.1), (B.2), (B.3) et (B.4), en considérant les facteurs e et c constants pour une même géométrie, il est possible d'exprimer E_2 en fonction E_1 par :

$$E_2 = E_1 \frac{\frac{S_{11}}{S_{12}} \exp(i\beta_2) + S_{21} \exp(-i\beta_2)}{\exp(-i\beta_1) + S_{11} \exp(i\beta_1)}. \quad (\text{B.13})$$

2. Le formalisme ABCD est à la base un formalisme purement mathématique. Il a cependant révolutionné l'analyse des systèmes optiques permettant ainsi de propager les effets introduits par différents composants et matériaux.

Démonstration

$$\begin{aligned}
 E_1 = \frac{e}{c} (V_1^+ \exp(-i\beta_1) + V_1^- \exp(i\beta_1)) &\implies \frac{e}{c} = \frac{E_1}{V_1^+ \exp(-i\beta_1) + V_1^- \exp(i\beta_1)} \\
 E_2 = \frac{e}{c} (V_2^+ \exp(i\beta_2) + V_2^- \exp(-i\beta_2)) &\implies E_2 = E_1 \frac{V_2^+ \exp(i\beta_2) + V_2^- \exp(-i\beta_2)}{V_1^+ \exp(-i\beta_1) + V_1^- \exp(i\beta_1)} \\
 &\implies E_2 = E_1 \frac{\frac{V_2^+}{V_1^-} \frac{V_1^-}{V_1^+} \exp(i\beta_2) + \frac{V_2^-}{V_1^+} \exp(-i\beta_2)}{\exp(-i\beta_1) + \frac{V_1^-}{V_1^+} \exp(i\beta_1)} \\
 &\implies E_2 = E_1 \frac{\frac{S_{11}}{S_{12}} \exp(i\beta_2) + S_{21} \exp(-i\beta_2)}{\exp(-i\beta_1) + S_{11} \exp(i\beta_1)}
 \end{aligned}$$

ANNEXE C

Dimensionnement de guide d'onde pour un diplexeur de polarisation planaire

C.1 Guide d'onde carré

Le guide d'onde rectangulaire peut propager les modes TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique) mais pas les modes TEM (transverse électrique magnétique) à partir du moment où on n'a qu'un seul conducteur. On considère que le guide d'onde est rempli d'un matériau de permittivité diélectrique ε et de perméabilité μ . La convention standard est que le côté le plus long corresponde à l'axe x ($a > b$ ¹). La résolution des équations de Maxwell avec les conditions aux limites ($E_x=0$ à $y=0,b$ et $E_y=0$ à $x=0,a$) permet de retrouver des relations que vérifie l'ensemble des solutions soit :

$$k_x^2 + k_y^2 = k_c^2 \quad (\text{C.1})$$

avec $k_x = \frac{n\pi}{b}$, $k_y = \frac{m\pi}{a}$, k_c le nombre d'onde et n et m des entiers (0,1,2,...). Chaque mode (combinaison de m et n) a une fréquence de coupure ν_{cmn} donnée par :

$$\nu_{cmn} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (\text{C.2})$$

Le mode avec la fréquence de coupure la plus basse est appelé le mode dominant. Lorsque $a > b$, la plus faible ν_c apparaît pour le mode TE₁₀ ($m = 1, n = 0$) :

$$\nu_{c10} = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (\text{C.3})$$

À une fréquence donnée f , seuls les modes avec $\nu_c < \nu$ se propagent. Les modes avec $\nu_c > \nu$ donnent un terme imaginaire β (ou réel α). Ceci veut dire que tous les composants du champ décroissent de manière exponentielle à partir de la source d'excitation. Ces modes sont appelés modes de coupure ou modes évanescents. Si plus d'un mode se propage, le guide d'onde est dit multi-mode.

L'impédance d'onde qui traduit le champ électrique et magnétique est :

$$Z_{\text{TE}} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{-E_y}{H_x} = \frac{k\eta}{\beta} \quad (\text{C.4})$$

avec $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ l'impédance intrinsèque du matériau qui remplit le guide d'onde, $\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. On peut noter que Z_{TE} est réel quand β est réel (mode de propagation) et imaginaire quand β est imaginaire (mode évanescent).

Les premiers modes de propagation sont TE₁₀, TE₂₀, TE₀₁ et TE₁₁. Si on ne veut garder que le premier mode de propagation TE₁₀, Z_{TE} doit être réel : $a > \frac{\lambda}{2}$. Si on veut éliminer tous les autres modes de propagation, Z_{TE} doit être imaginaire (TE₂₀ → $a < \lambda$, TE₀₁ → $b < \frac{\lambda}{2}$). Si $a = b$, nous sommes en présence de deux modes de propagation (TE₁₀ et TE₀₁) dans un guide

1. a et b sont les côtés du guide d'onde rectangulaire.

d'onde carré. Ces deux modes de propagation correspondent aux deux polarisations rectilignes que propage le guide d'onde. Ce guide d'onde, bien que mutli-mode, semble apporter une symétrie intrinsèque compatible avec la symétrie du champ. Il n'y a pas de polarisation circulaire et l'on s'attend à une très faible polarisation croisée, de part la symétrie du guide. La seule contrainte qui apparaît est que, dans un instrument réel, la présence de cornets circulaires introduit une transition circulaire-carré. Cette transition peut dégrader les performances en excitant des modes supérieurs.

C.2 Guide d'onde circulaire

Dans un guide d'onde circulaire, les modes TE_{mn} qui se propagent sont caractérisés par le nombre d'onde de coupure

$$k_c = \frac{p_{mn}}{a} \quad (\text{C.5})$$

où n représente le nombre de variations angulaires, m le nombre de variations radiales et a le rayon du guide. La constante de propagation est, alors,

$$\beta_{mn} = \sqrt{k^2 - k_c^2} \quad (\text{C.6})$$

et la fréquence de coupure

$$\nu_{c,mn} = \frac{p_{mn}}{2\pi a \sqrt{\mu\epsilon}} \quad (\text{C.7})$$

n	p_{1n}	p_{2n}	p_{3n}
0	3.832	7.016	10.174
1	1.841	5.331	8.536
2	3.054	6.706	9.970

TABLE C.1: Valeurs de p_{mn} pour les modes TE d'un guide d'onde circulaire [14].

Le premier mode TE qui se propage est celui qui a la plus petite valeur de p_{mn} . A partir du tableau C.1, nous pouvons voir que le mode dominant dans un guide d'onde circulaire est le mode TE_{11} . Parce que $m \geq 1$, il n'y pas de mode TE_{10} , mais il y a un mode TE_{01} . Un choix judicieux des dimensions de guide peut rendre celui-ci mono-mode, ne propageant que le mode TE_{11} . Le guide d'onde circulaire est souvent considéré comme le plus souhaitable pour des OMT planaires car celui-ci peut être mono-mode. En plus, il est adapté au cornet circulaire, qui, dans le cas d'un instrument complet, serait le moins coûteux.

ANNEXE D

Conception d'un banc quasi-optique

Afin de mesurer le comportement de certains composants quasi-optiques à des fréquences millimétriques, nous avons entrepris de construire un banc permettant ces mesures. La détection et l'émission du signal à des fréquences contrôlables sont assurées par un analyseur de réseaux vectoriel ABmm. Le faisceau en sortie du cornet corrugué source est gaussien. Le miroir elliptique permet de récupérer une largeur de faisceau réduite au niveau de l'échantillon à mesurer. La symétrie du système permet de récupérer la réponse du signal sur un cornet corrugué dédié à la réception et identique au premier. La conception du banc a été faite avec le logiciel Zemax.

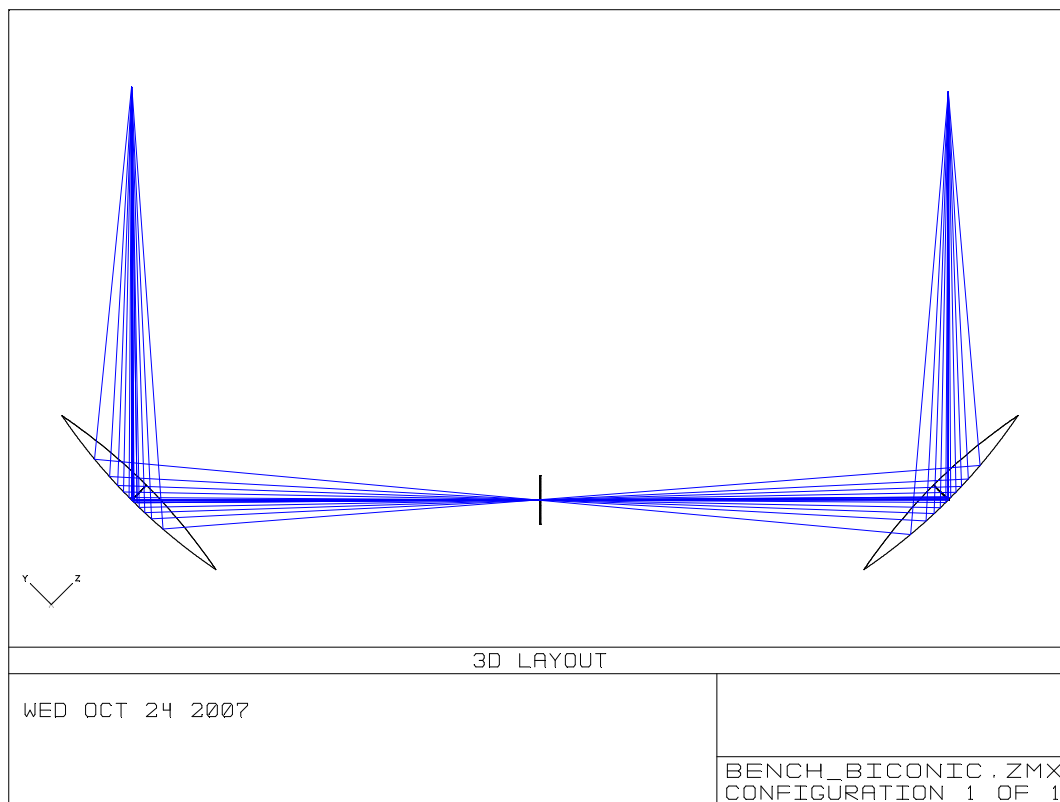


FIGURE D.1: Capture d'écran Zemax de la géométrie du banc étudié. L'échantillon se trouve entre les deux miroirs.

Cornet source

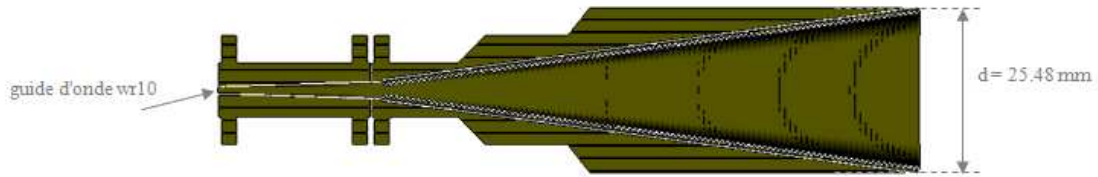


FIGURE D.2: Cornet corrugué utilisé.

- Largeur du faisceau en sortie du cornet : $W_0 = \frac{0.64d}{2} = 8.2$ mm.
- Ouverture : 10° .
- Fréquence centrale : 90 GHz.

Miroirs

- Miroirs elliptiques.
- Équation de la surface : $\frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{a^2} + \frac{(x-b)^2}{b^2} = 1$,
avec y l'axe optique perpendiculaire au plan de la surface.
- Distance focale : $F = a$.

Optimisation Zemax

- Choix du type de la surface des miroirs : "Biconic".
- Équation de la surface optimisée : $z = \frac{c_x x^2 + c_y y^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k_x)c_x^2 x^2 - (1+k_y)c_y^2 y^2}}$, avec $c_x = \frac{1}{b}$ et $c_y = \frac{b}{a^2}$.
- Les résultats d'optimisation donnent :
 - $k_y = 0$.
 - $k_x = 1$.
 - $a = 300$ mm.
 - $b = \frac{300}{\sqrt{2}}$ mm.

La surface des miroirs est représentée sur la figure D.3 et la tache d'Airy résultante sur la figure D.4.

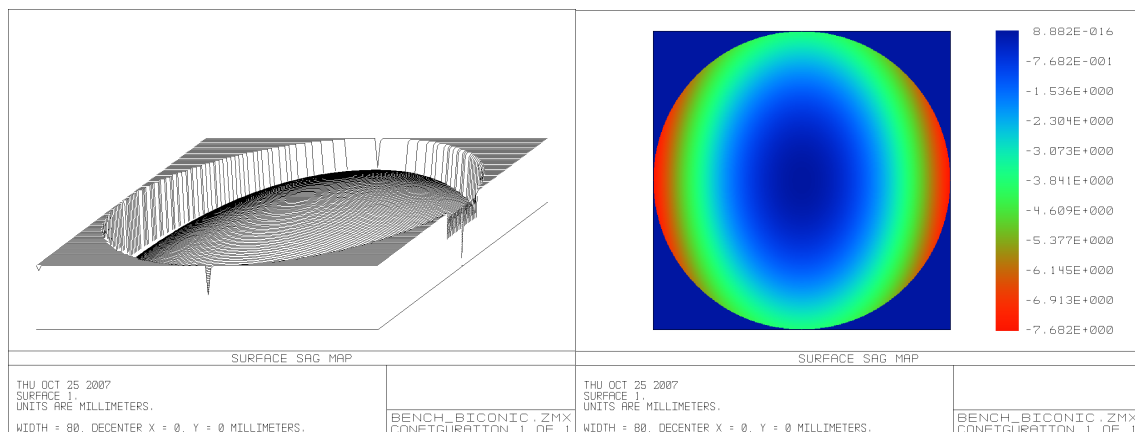


FIGURE D.3: Représentation de la surface des miroirs.

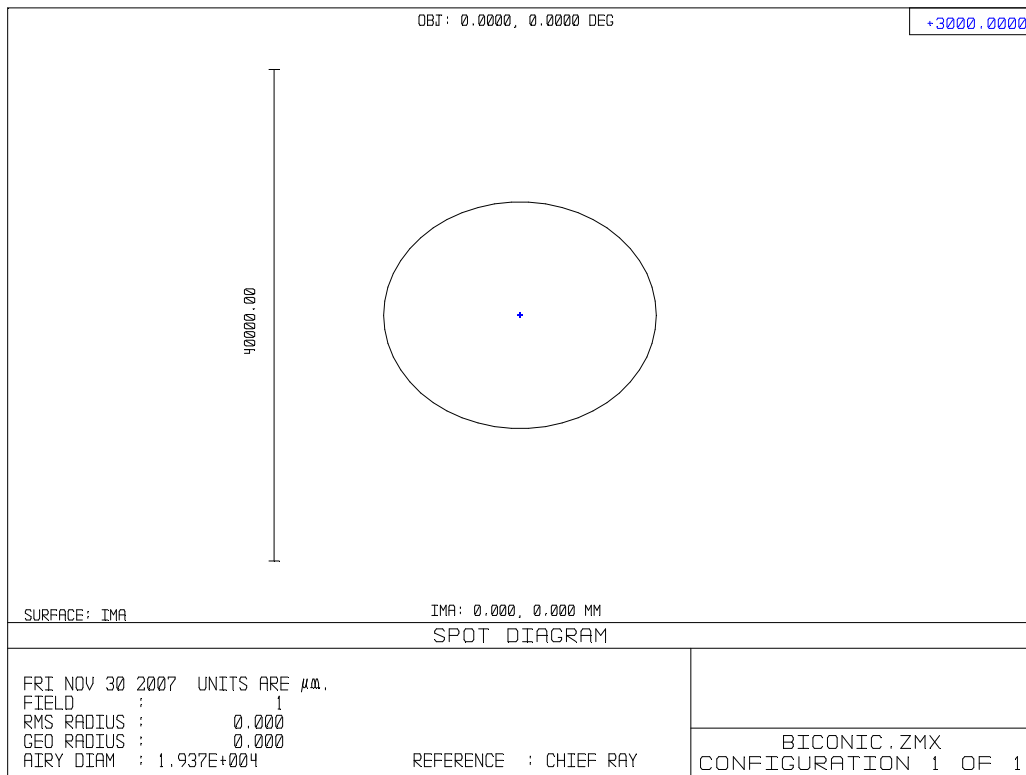


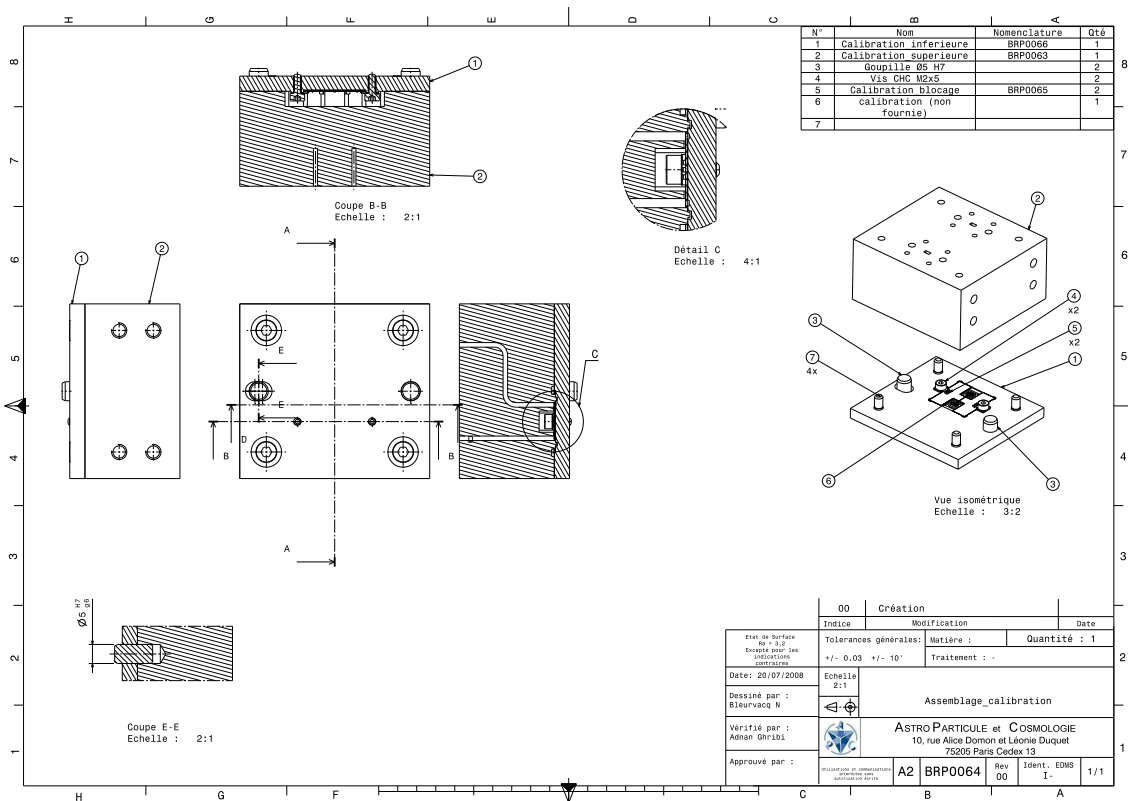
FIGURE D.4: Spot image avec tâche d'Airy.

ANNEXE E

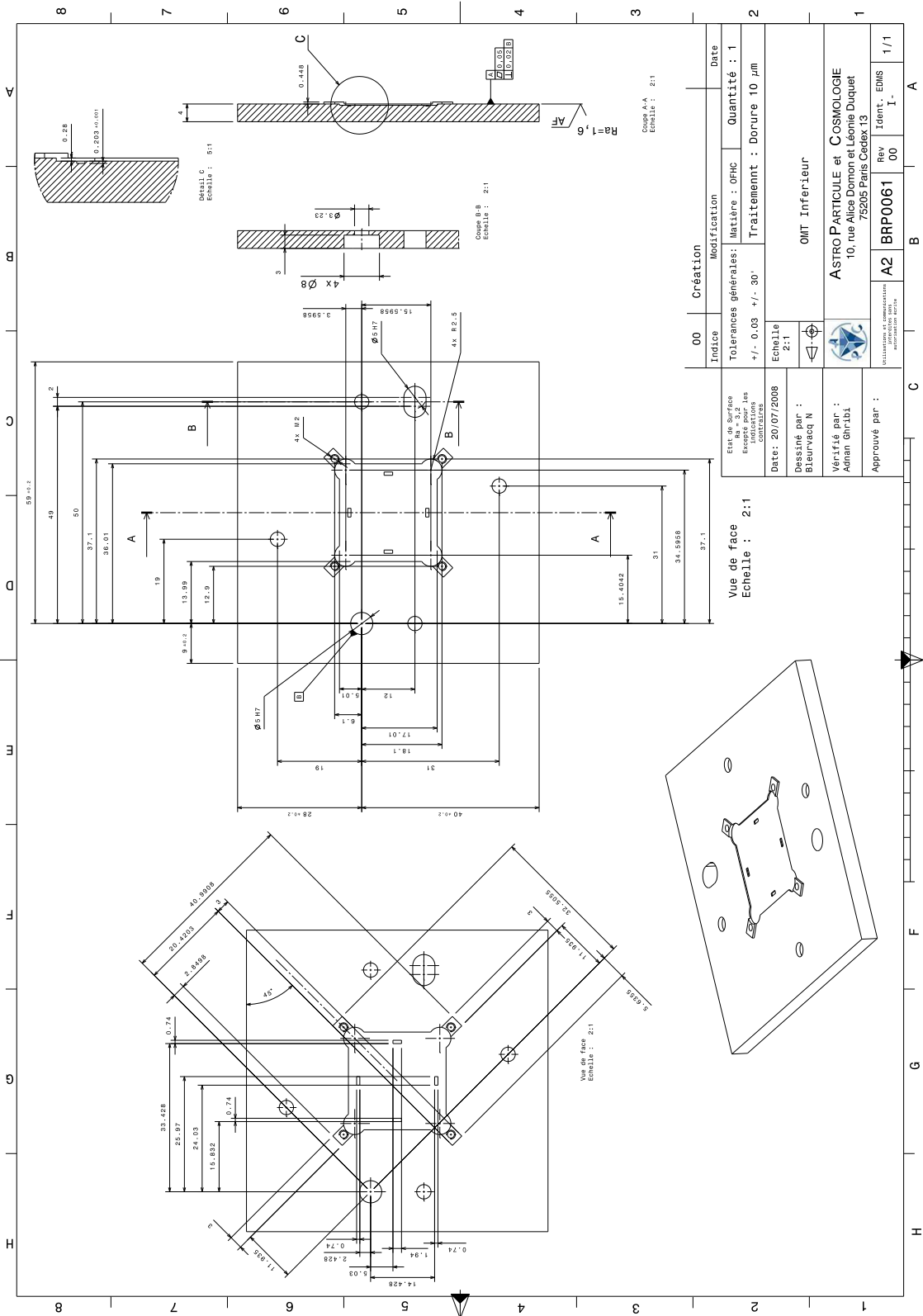
Plans mécaniques

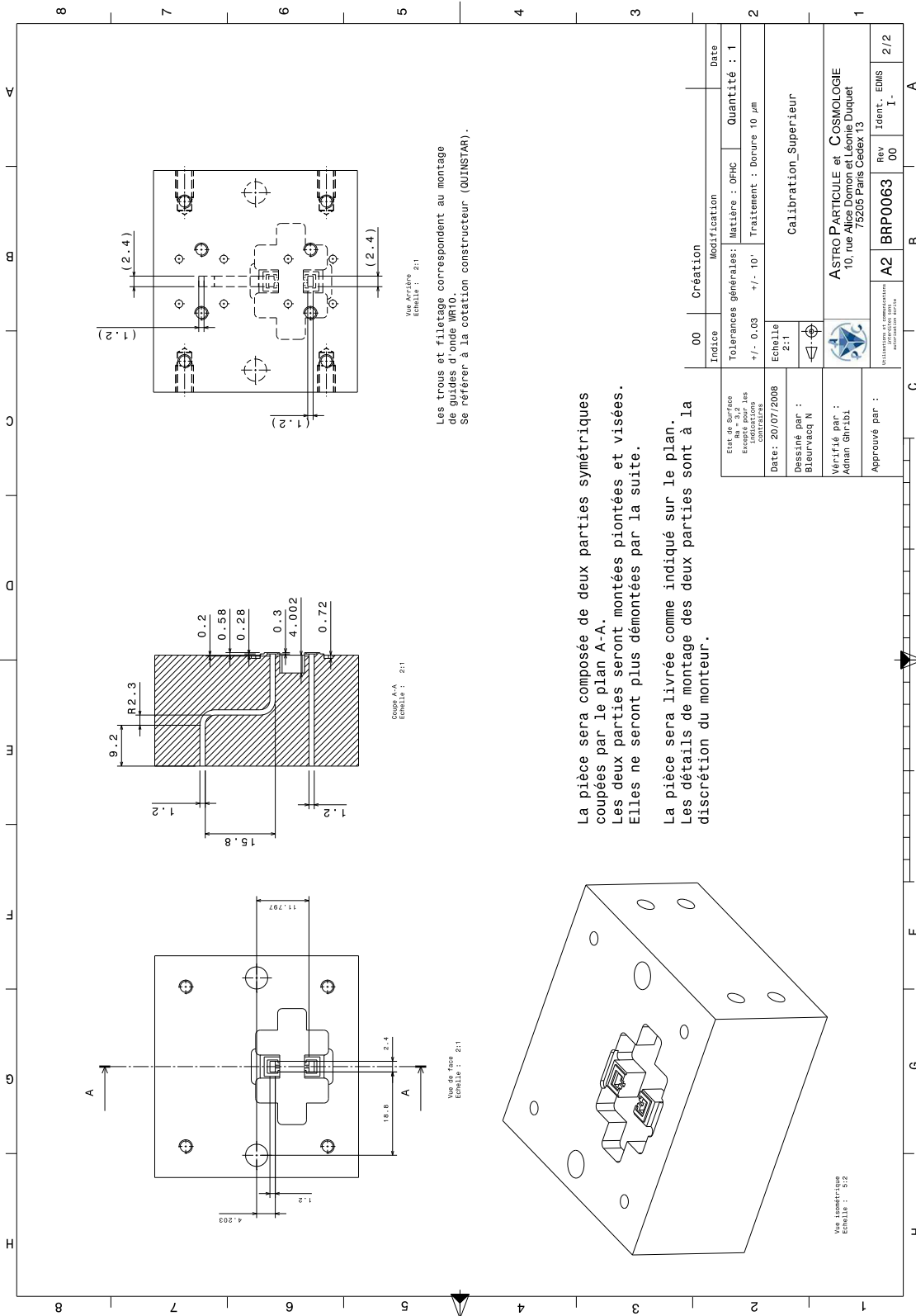
Avec Nathanaël Bleurvaq

Ici, sont présentés les plans mécaniques des structures de test du diplexeur de polarisation planaire et de la calibration associée.

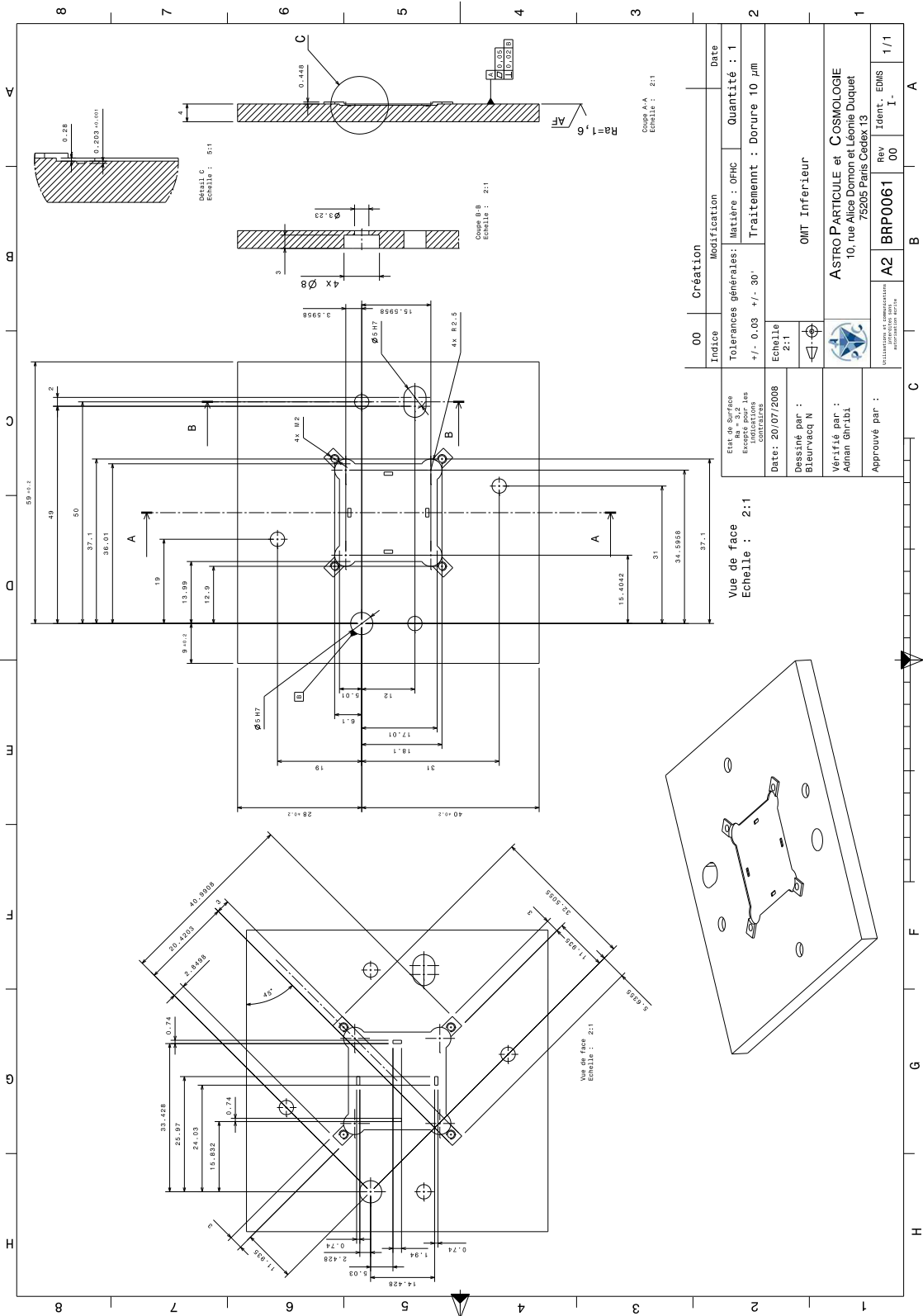


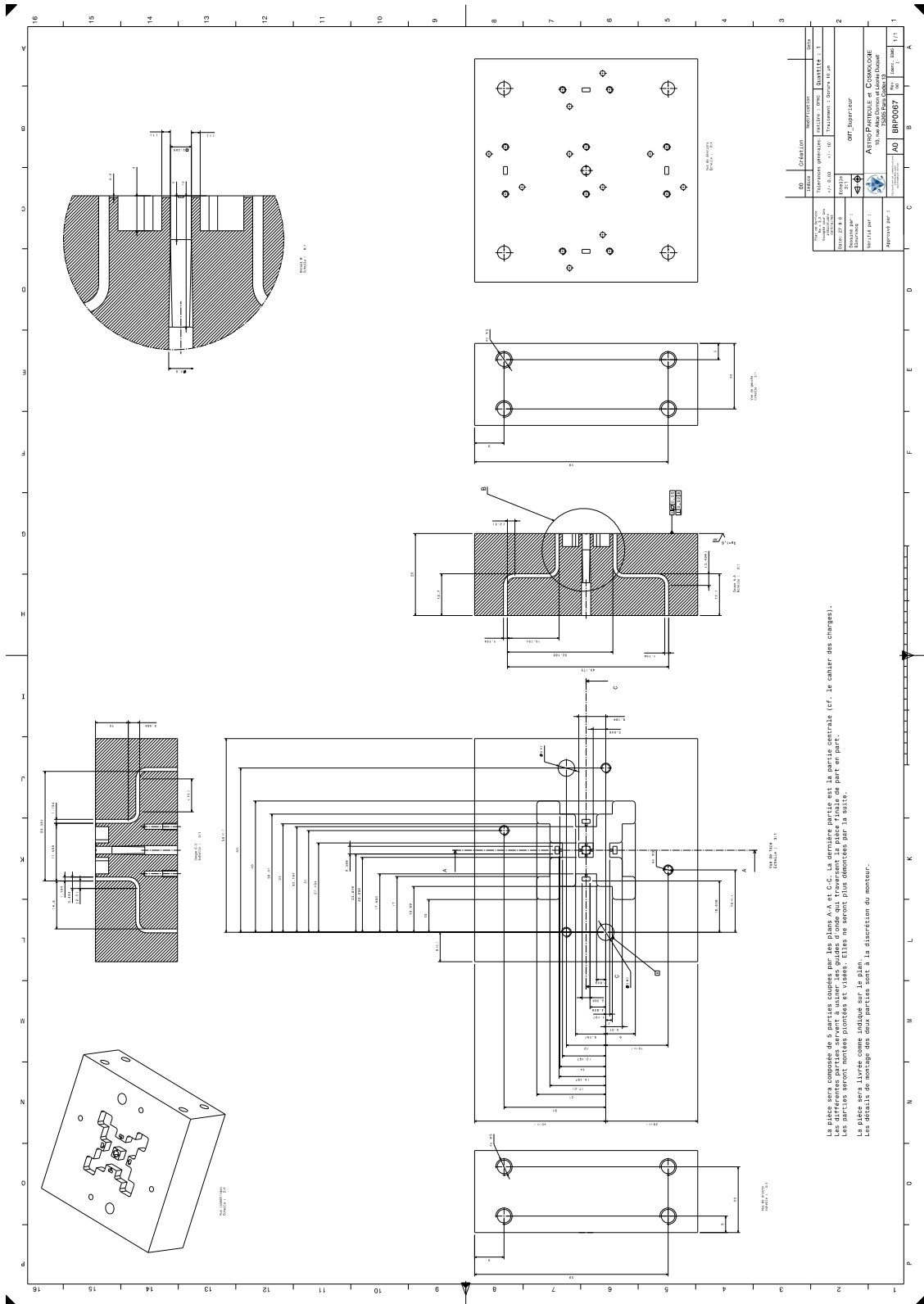
Annexe E





Annexe E





DESIGNATION	COMPOSITE	DATE	
PROJET	PROJET	REVISION	
PROJETANT	PROJETANT	DATE	
VERIFIEUR	VERIFIEUR	DATE	
APPROUVE	APPROUVE	DATE	
ACTIVITE PARTICULIERE ET COMPOSITE ACTIVITE PARTICULIERE ET COMPOSITE ACTIVITE PARTICULIERE ET COMPOSITE			
ACTIVITE PARTICULIERE ET COMPOSITE ACTIVITE PARTICULIERE ET COMPOSITE ACTIVITE PARTICULIERE ET COMPOSITE			

La plaque sera composée de 9 parties coupées par les plans A-A et C-C. La dernière partie est la partie centrale (cf. le cahier des charges).
 Les parties seront montées séparément et vissées. Elles ne seront plus démontées par la suite.
 Les parties seront livrées comme indiquées sur le plan.
 Les détails de montage des deux parties sont à la discrétion du monteur.

ANNEXE F

Description des procédures utilisées pour les dépôts et structuration de couches minces

Avec Benoit Béliet¹ et Faouzi Boussaha²

Dans la suite, nous décrivons les étapes de process pour la fabrication de structures planaires en Nb déposé sur du Silicium. Le dépôt de Nb a une épaisseur de 400 nm et l'épaisseur du Silicium est de 280 μm . Pour les OMT planaire (chapitre 7), il y a 4 niveaux de masques fournis par la société Optimask : 1. Masque Nb face avant. 2. Masque Nitrure face avant. 3. Masque Nb face arrière. 4. Masque Membranes face arrière.

F.1 Procédure de dépôt et structuration de films Nb à l'Observatoire de Paris (LERMA)

F.1.1 Masque Nb face avant

Nettoyage des substrat

- Nettoyage face avant et arrière : acétone, isopropanol, ultrasons.

Dépôt Nb face avant

- Bâti de pulvérisation : PLASSYS
- Précision du dépôt $\pm 5\%$. Mesure de la rugosité Nb sur SiO_2 à faire.

Enrésinement face avant

Épaisseur résine $\sim 1.8 \mu\text{m}$. Résine S1828.

Insolation

- Aligner de masque MGIB4. Masques antennes ou autres.
- Temps d'insolation 8s pour $P = 10 \text{ mW}/\text{cm}^2$.

Développement

- MF319 pendant 1mn10s.
- Nettoyage eau après développement et plaque chauffante 110° pendant 1mn30s.

1. Institut d'Electronique Fondamentale.

2. Laboaratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière Astrophysique.

Gravure

- RIE (*Reactive Ion Etching*) MG200.
- Puissance : 60 W – RF.
- Mélange de gaz : SF₆ (20 sccm) + O₂ (6 sccm).
- Vitesse : 4.7 nm/s.
- Vide : 0.8 Pa.

Nettoyage

Voir F.1.1.

Enrésinement face avant

Nettoyage face arrière

- Sur tournette avec acétone et isopropanol.

Dépôt Nb face arrière

voir F.1.1.

F.2 Procédure de structuration des membranes à l’Institut d’Electronique fondamentale

F.2.1 Masque Nitrure face avant

Nettoyage

- Acétone, ultrason.

Enrésinement

- Résine S1818 (arrière)
- 4000^{tr}/mn pendant 30s
- Cuisson 115° pendant 3mn
- Résine S1818 (avant)
- Cuisson 115° pendant 1.5mn

Insolation

- Aligner double face EVG620.
- Insolation 45 J/cm².

Développement

- Développeur 351, 1/4 pour 3/4 d’eau diluée.

Gravure

- STS 320 PC (dédié au Si et ses dérivés).
- Mélange : CF₄ (12 sccm) et CHF₃ (50 sccm).
- Puissance RF : 325 W.
- Pression : 50 mtorr.
- Temps : 55 mn.

Nettoyage

- Acétone + ultrasons.
- Remover sur plaque chauffante (60°).

F.2.2 Masque Nb face arrière**Nettoyage, enrésinement, insolation, développement**

Voir F.2.1.

Gravure

- RIE Standard - Advanced vacuum vision 320RIE.
- Vide : 10 mtorr.
 - Puissance RF = 100 W.
 - Mélange Plasma : O₂ (20 sccm) et SF₆ (50 sccm).
 - Temps : 8 mn.

F.2.3 Masque Si face arrière**Enrésinement et développement**

- Enrésinement face arrière : Résine positive AZ-4562 + HMDS (Hexamethyldisilazane).
- Enrésinement face avant : Protection résine positive AZ-9260.
- Aligner double face.
- Développement.
- Graisse thermique.

Gravure

Gravure profonde DRIE (*Deep Reactive Ion Etching*) Silicium. STS (Surface Technology System) - ICP (Inductively Coupled Plasma)

Nettoyage

- Poser le substrat 4 pouces sur plaque chauffante à 70° pour ramollir la graisse thermique .
- Séparer les différentes parties de la structure planaire.
- Nettoyer au REMOVER (chauffé).

Sixième partie

Publications

Experimental Study of an Adding Interferometer at Millimeter Waves

Millimeter Wave Planar Orthomode Transducer for Cosmology

Superconducting Planar Devices for Cosmology

An efficient phase-shifting scheme for bolometric additive interferometry

Experimental Study of an Adding Interferometer at Millimeter Waves

Adnan Ghribi · Andrea Tartari · Eric Bréelle ·
Jean-Christophe Hamilton · Silvia Galli · Massimo Gervasi ·
Michel Piat · Sebastiano Spinelli · Mario Zannoni

Received: 12 April 2009 / Accepted: 24 July 2009
© Springer Science + Business Media, LLC 2009

Abstract In order to study an original detection architecture for future cosmology experiments based on wide band adding interferometry, we have tested a single baseline bench instrument based on commercial components. The instrument has been characterized in the laboratory with a wide band power detection setup. A method which allows us to reconstruct the complete transfer function of the interferometer has been developed and validated with measurements. This scheme is useful to propagate the spurious effects of each component till the output of the detector.

Keywords Millimeter wave: interferometry - measurements - technology ·
Astronomy: instrumentation

1 Introduction

The measurement of the Cosmic Microwave Background Polarization is one of the most important scientific targets in Cosmology. The experimental challenge is to use extremely sensitive detectors together with architectures allowing a very low level of instrumental contamination. In order to reach high sensitivity together with systematic purity, we are developing an instrument concept based on wide band adding interferometry combined with bolometric detection (BRAIN/MBI

A. Ghribi (✉) · A. Tartari · E. Bréelle · J.-Ch. Hamilton · S. Galli · M. Piat
AstroParticule & Cosmologie, Université Paris Diderot,
Paris, France
e-mail: adnan.ghribi@apc.univ-paris7.fr

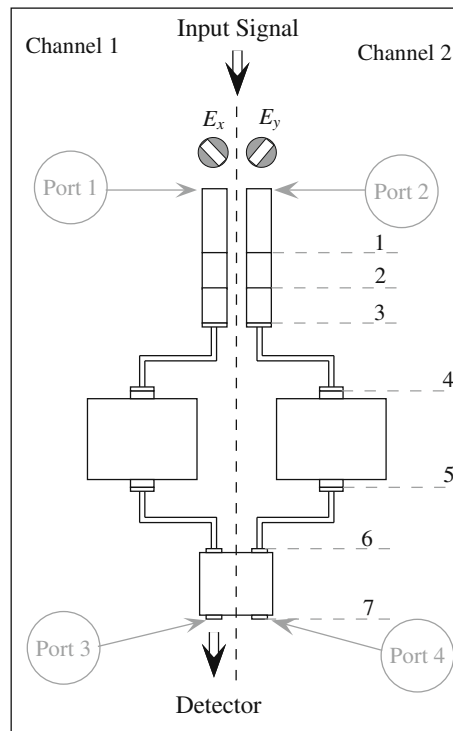
A. Tartari · M. Gervasi · S. Spinelli · M. Zannoni
Radio Group, Università degli Studi di Milano - Bicocca,
Milan, Italy

now QUBIC [1], Q and U Bololometric Interferometer for Cosmology) which will operate around 90, 150 and 220 GHz. As a first step, we realized an adding interferometer at millimeter waves with commercial quasi-optical components. It is worth underlining that this instrument is not designed to detect astronomical sources, but rather strong laboratory signals. In this paper, we show a method for the study of the systematic effects of this demonstrator. We describe the laboratory characterizations of the different components to end up with the complete transfer function of the instrument. In the first section, we introduce the instrument and its working principle. We then show its properties and some useful tools for the analysis of the results (second section). The third section describes the experimental setup for phase-modulated measurements, while the fourth is dedicated to present the results. The fifth section describes the angular response of the interferometer. We finally conclude on perspectives for a next generation bolometric interferometer.

2 The instrument

The instrument, as described in Fig. 1, collects the signals by means of two horns pointing toward the same direction. These horns are assumed to have the same beam $B(\vec{s})$. They receive the same signals, except that one is out of phase by $\phi_{path} = 2\pi \vec{D} \cdot \vec{s} / \lambda$ compared to the other, where \vec{D} is the separation between the two horns

Fig. 1 General layout of the instrument design: (1) two corrugated horns, (2) two circular to rectangular transitions, (3) two $\pm 45^\circ$ twists, (4 and 6) four bends, (5) two controllable phase shifters, (7) 90° hybrid coupler.



(the baseline), \vec{s} the unitary direction of the incoming radiation and λ the wavelength. This phase shift is purely geometrical and is due to the different optical path to reach each horn antennas. At the output of the antennas, a circular to rectangular (WR10) transition selects only one linear polarization. By rotating horns' E-planes at 90° one with respect to the other (using two 45° twists), we select two perpendicular linear polarizations. At the outputs of the horns, the two cartesian components of the polarization E_x and E_y are twisted to the same direction in order to feed the inputs of the programmable phase shifters (QUINSTAR[®]) that introduce a phase shift $\Delta\alpha$. Then, signals are combined in the 90° hybrid coupler. The power received at each output of the hybrid, averaged over the detection bandwidth, is:

$$P = \frac{1}{2Z_w} \int EE^* dv \tag{1}$$

where Z_w is the wave impedance and E the field resulting from the combination of the two orthogonal polarizations. After some algebra, we find that the detected power is proportional to:

$$\langle |E|^2 \rangle = \frac{1}{2} \int B^2(\vec{s}) [I(\vec{s}) \pm U(\vec{s}) \sin(\phi_{path} + \Delta\alpha)] d^2\vec{s} \tag{2}$$

where I and U are the Stokes parameters as defined in [2], the sign \pm depends on the considered output. Considering an architecture more sophisticated than that presented in this work, that is using an OMT for each horn and a beam combiner with eight ports (four inputs and four outputs), Eq. 2 can be generalized and the 4 Stokes parameters can be measured. All the polarized information on the sky is therefore recovered.

3 System analysis

An important issue to understand adding interferometry is systematic effects extraction and laboratory characterization. In order to be able to do that, we propose a method that allows to recover the system parameters by a set of both power and vectorial measurements.

A crucial point is to link in a coherent way the wide bandwidth power measurements and the monochromatic vectorial measurements. To this purpose, given the properties in term of S-parameters for each component of the system, and the overall transfer function, we calculate the expected power output of the interferometer. In the following we show how to convert the properties encoded in the S-parameters into a more general formalism that allows to take into account the polarization states of the electromagnetic field.

With a VNA, we measure the corresponding [S] matrix which can be related to the [ABCD] matrix. The ABCD formalism is a very useful tool for the quasi-optical and microwave instrument analysis since it allows the propagation of the signal through a cascade of devices [3]. We use this analysis for all the two ports components along each channel of the instrument since there is no mixing between the incoming signals. However, this formalism does not take into account the two polarization states of the incoming EM field and their combination. We then introduce a new formalism for that purpose.

From the definition of the S-parameters we can deduce a relation between the incoming field and the outgoing field (see [Appendix](#)):

$$E_{ai} = \chi_{b_j,ai} E_{bj} \tag{3}$$

where $(a, b) \in (x, y)$ while i and j label respectively the output and the input ports and

$$\chi_{b_j,ai} = \left(\frac{S_{ij}e^{-i\beta_i} + \left(\frac{S_{ji}}{S_{ii}}\right)e^{i\beta_i}}{e^{-i\beta_j} + S_{jj}e^{i\beta_j}} \right). \tag{4}$$

Equation 4 shows the relation satisfied by a single element of a Jones like matrix [2]:

$$\begin{bmatrix} E_{x2} \\ E_{y2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{x1,x2} & \chi_{y1,x2} \\ \chi_{x1,y2} & \chi_{y1,y2} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_{x1} \\ E_{y1} \end{bmatrix} \tag{5}$$

where E_{x1} and E_{x2} are respectively the input and the output fields in the x polarization, E_{y1} and E_{y2} in the y polarization.

To explain the meaning of $\chi_{b_j,ai}$, let's consider a four ports device with the input ports (1,2) and the output ports (3,4). The input ports (1,2) stand respectively for the x and y input polarizations and the output ports (3,4) for their combinations. In order to measure the $\chi_{b_j,ai}$ parameters, each couple of ports (bi,aj) is terminated by two matched loads as shown in the following scheme:

$$\begin{bmatrix} x1 & y1 \\ \downarrow\uparrow \times \uparrow\downarrow \\ x2 & y2 \end{bmatrix} \begin{matrix} (bi, aj) = (x1, x2) \rightarrow \chi_{y1,y2} \\ (bi, aj) = (y1, y2) \rightarrow \chi_{x1,x2} \\ (bi, aj) = (x1, y2) \rightarrow \chi_{y1,x2} \\ (bi, aj) = (y1, x2) \rightarrow \chi_{x1,y2} \end{matrix}. \tag{6}$$

In our case, this approach can be used for both the hybrid coupler and the whole chain. At the output of the hybrid coupler, the power is expressed by Eq. 1.

4 Experimental setup

In this section, the experimental set-up used for power measurements around the nominal central frequency (90 GHz) is described (Fig. 2). A frequency sweeper FARRAN® BWO-10 is used as a source, operating both in Continuous Wave (CW) mode and in sweep mode. In the first case, a quasi-monochromatic signal is produced at a fixed frequency. In the second case, a frequency sweep across a chosen bandwidth (87–93 GHz, or 75–110 GHz in our case) is performed in 10 ms. The signals, collected by the two antennas of the interferometer, after phase shifting are combined in the hybrid, and then detected with a power sensor HP W8486A, placed on one of the two outputs of the combiner (the second one is closed on a matched load). Then, the analog output of the power meter HP 438A feeds a single channel lock-in amplifier EG&G 5209. The external reference of the lock-in is the driving signal coming from the control unit of the chopper, which modulates the source signal at 10 Hz. The basic idea behind this set-up is to replace an artificial black-body with a fast frequency

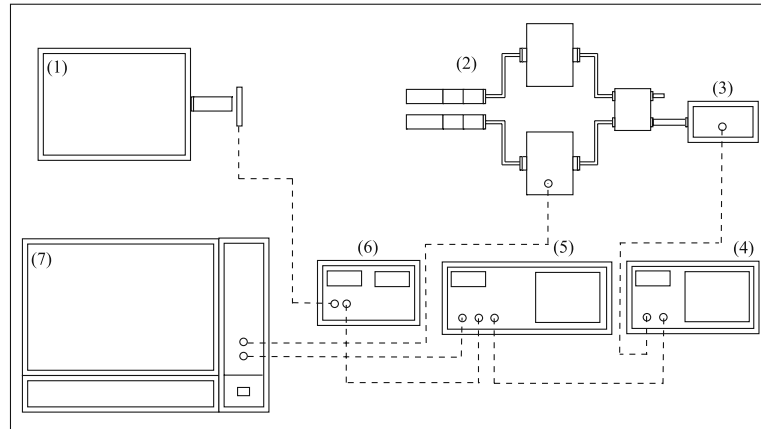


Fig. 2 The set-up used for the characterization of the interferometer's response to broad-band signals. (1) Farran BWO-10 power generator. (2) Instrument to be characterized. (3) HP W8486A power sensor. (4) HP 438A power meter. (5) EG&G 5209 lockin amplifier. (6) Chopper controller. (7) Computer for controllable phase variation and data acquisition.

sweep across the full frequency band. If the sweep is much faster than the response time of the power meter (as in our case, since the typical time constant of the power sensor is $\tau = 35$ ms), this system can mimic a broad-band source. Of course the best solution would be an artificial black-body, but commercial power meters operating at room temperature are not sensitive enough to detect a 300 – 500 K signal. This set-up can be useful for the characterization of millimeter-waves systems whenever cryogenic front-ends are not available.

We underline that even if the signal of the sweeper is strong enough to be directly detected by the power sensor, we preferred to use a lock-in in order to operate always with a favorable signal-to-noise ratio, even when the source's oscillator was used at power levels below the 25% of the peak power available. In fact below this threshold the sweeper's output power *vs* frequency is practically flat. For our purposes, using the instrument's specifications, we can estimate that $P_{87-93}/P_{75-110} \cong \Delta\nu_{87-93}/\Delta\nu_{75-110} = 0.17$: that is, the power delivered in a frequency range is essentially proportional to the bandwidth itself.

5 Results

5.1 Characterization

The S-matrix of every single microwave component has been obtained before assembling the full instrument. Then, the full interferometric chain, from the twist to the output ports of the hybrid, has been characterized in the same way, allowing us to get the transmission function of the full instrument. In such a system, the devices deserving the most careful characterization are phase shifters. In fact, commercial phase shifters behaves usually in a nearly ideal way when they are operated close

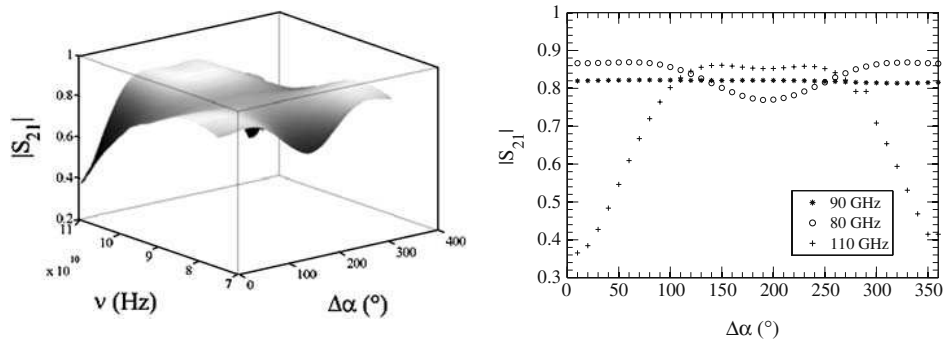
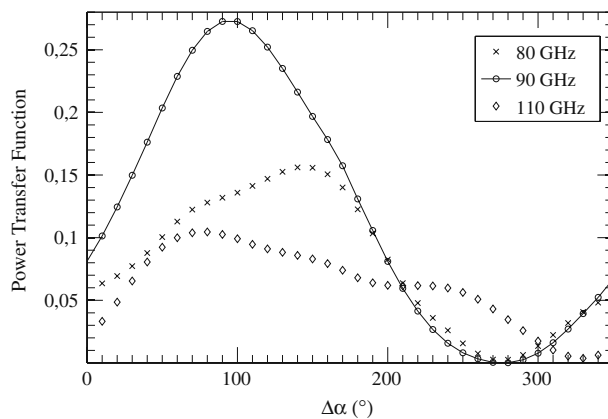


Fig. 3 Right: $|S_{21}|$, for one phase shifter, as a function of $\Delta\alpha$ at 80, 90 and 110 GHz. Left: $|S_{21}|$ as a function of ν and $\Delta\alpha$.

to the center of the nominal frequency range, while some unwanted effects start to appear at other frequencies. In particular, we noticed that, going far from 90 GHz, (1) losses become increasingly important and (2) changing the phase settings produces an amplitude modulation of the incoming signal (see Fig. 3). Of course the point here is only to know and correctly recognize such effects, and eventually see how they propagate till the output of the system. At 90 GHz, the nominal center frequency, the transmission coefficient is almost flat while the nominal phase setting of the device varies between 0 and 360 degrees: the values of $|S_{21}|$ in linear scale oscillates between 0.81 and 0.82. At 110 GHz, the same quantity is modulated between 0.36 and 0.84, while at 80 GHz between 0.77 and 0.87 (the same overall behavior and the same values are found measuring $|S_{12}|$, the device being reciprocal).

Finally, we measured the behavior of the full chain at each frequency as a function of the phase introduced by the phase shifter with a VNA. Using the S-parameters characterization of the interferometer and the formalism described in Section 2, we have been able to calculate the full chain transfer function. Then, as we will show in Section 5.2.1, we reconstructed the full chain power transfer function starting from

Fig. 4 Monochromatic power transfer function T as a function of the phase shift for three frequencies 80, 90, 110 GHz.



Eq. 1 and Eq. 4. We plot this quantity, encoded in Eq. 7, in Fig. 4 at 80, 90 and 110 GHz. Here we can see that the instrument is optimized to work at 90 GHz and its efficiency decreases at the edges of the W band. Moreover, we can observe that the amplitude does not depend only on the frequency but also on the phase. This effect is mainly due to the phase shifters.

5.2 Measurements

As described in Section 4, the results showed here have been done with a system that mimics a broadband source. Figure 5 represents the power response of the system in arbitrary units. We can see then clearly interference patterns.

5.2.1 Data analysis

Calibration factor When performing measurements on a given bandwidth $\Delta\nu$, the system output is affected by the effect of bandwidth smearing. This effect alters the fringes frequency and compress their dynamic range, reducing their height. In order to verify the correctness of the power measurements and to try to disentangle the smearing effect from the systematics imprint, we have developed a strategy to compare power measurements with the monochromatic VNA ones.

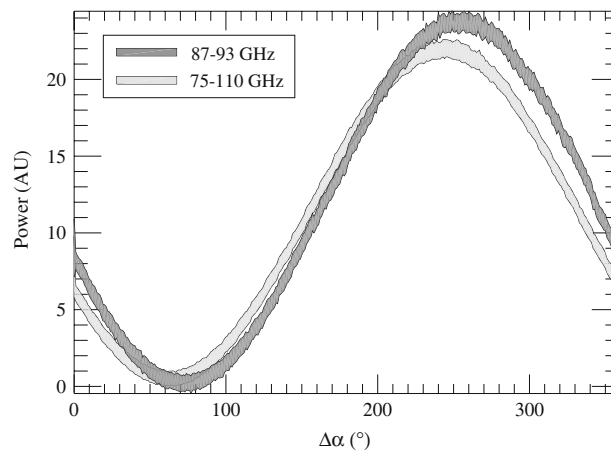
As a starting point, with Eq. 2, we reconstruct the power transfer function for each value of frequency ν and for each nominal value of the phase shift $\Delta\alpha$, as:

$$T_{p\nu}^S(\Delta\alpha) = [\chi_{ai,bj}(\Delta\alpha) + \chi_{bi,aj}(\Delta\alpha)] [\chi_{ai,bj}(\Delta\alpha) + \chi_{bi,aj}(\Delta\alpha)]^* \quad (7)$$

where the superscript S stands for S parameters and the subscript p for power.

This power transfer function allows us to calculate the fraction of power reaching the detector at single frequency. We can reconstruct it for all the frequencies

Fig. 5 Measured power with the room temperature bench in 6 GHz bandwidth around 90 GHz and in the W band.



sampled in a VNA sweep and, as a further step, we can build the transfer function corresponding to a given frequency band $\Delta\nu$.

A link with the power measurements can be obtained realizing that the correlated part of the signal detected at 90 GHz, for different values of $\Delta\alpha$, when the interferometer is illuminated with a CW source, is proportional to T_{p90}^S ; that is,

$$P_{90}(\Delta\alpha) = P_{inc} T_{p90}^S(\Delta\alpha). \tag{8}$$

Through this relation we extract P_{inc} , the fractional power radiated by the sweeper at a given frequency and collected by the instrument. This parameter will be used as calibration factor for all the other power measurements. For finite bandwidth, we simply sum all the terms like Eq. 8 corresponding to a single frequency, assuming that P_{inc} is our calibration factor. Therefore, measuring the power radiated in the frequency band $\Delta\nu$, $P_{\Delta\nu}(\Delta\alpha)$, and comparing it with P_{inc} , we can derive a power transmission function

$$T_{p\Delta\nu} = P_{\Delta\nu}(\Delta\alpha)/P_{inc}. \tag{9}$$

Equation 9 is valid only in the assumption that the normalization factor is constant at all the frequencies.

Synthetic power transfer function Let's call T_m the monochromatic response of an ideal one baseline interferometer¹ [2]. The modulated fraction of the output power of such an interferometer in a bandwidth $\Delta\nu$ is

$$\frac{\langle T_m \rangle_{\Delta\nu} - K_0}{K_0} = \pm \sin\left(\frac{\pi\delta}{c}(\nu_1 + \nu_2) + \Delta\alpha\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi\delta}{c}\Delta\nu\right) \tag{10}$$

where ν_1 and ν_2 are the frequency boundaries, c the speed of light, $\delta = \vec{D} \cdot \vec{s}$ the optical path difference (zero in the ideal case), $\Delta\nu$ the frequency bandwidth, $\langle T_m \rangle_{\Delta\nu}$ a numerical frequency average of T_m and K_0 a normalization constant. From Eq. 10, we can extract the factor K_0 which normalizes the integration of $T_{p\nu}^S$ as:

$$T_{p\Delta\nu}^S = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} T_{p\nu}^S d\nu}{K_0}. \tag{11}$$

The results of the calculation of $T_{p\Delta\nu}$ (continuous lines) and $T_{p\Delta\nu}^S$ (dashed lines) for 6 and 35 GHz bandwidths are shown in Fig. 6.

¹Here ideal means $T_m = 1 - 2 \sin\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} + \Delta\alpha\right)$.

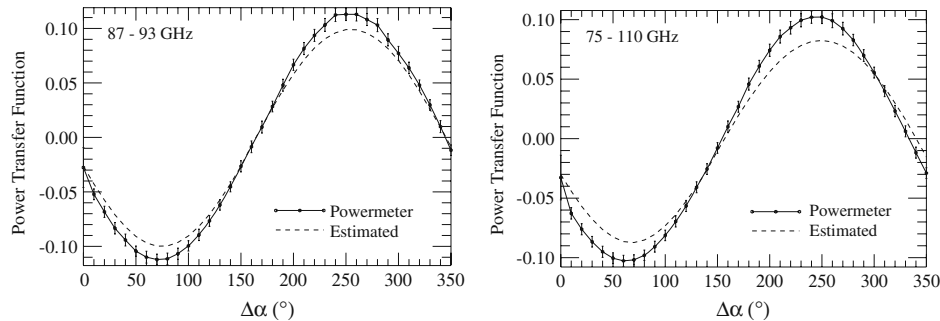


Fig. 6 Comparison between the power transfer function obtained from the powermeter (solid line) and the estimated one obtained integrating the VNA measurements (dashed line). Left: for a 6 GHz band wide stimulus centered at 90 GHz. Right: for the full W band wide stimulus.

Systematic effects Some of the effects unveiled by the VNA characterization such as the amplitude distortion induced by the phase shifter are not seen because of the combined effect of the frequency integration of the signal and the low transmission of the instrument, especially far from 90 GHz. That is, amplitude distortion is observed far from the central bandwidth frequency, where the transmission is very low (< -15 dB) so that their relative contribution to the output in the integration is negligible. This is confirmed by the fact that, in the numerical integration of the VNA (monochromatic) data, we do not observe these distortions. At some extent the frequency integration of the signal washes out systematics and this is particularly true for those affecting the signal far from the central frequency. This effect, acting also as a transmission reduction, mimics the shrinking of the effective bandwidth. Other systematics that may affect the reconstruction of the signal are: (1) an asymmetry in the optical path difference ($\delta \neq 0$); (2) the frequency dependence of $\Delta\alpha$.

Finally, the normalization technique we used to compare estimated and measured quantities is based on the assumption that the calibration factor is the same at each frequency. If this is not true the frequency dependence of the calibration can introduce distortions in the interference pattern.

6 Angular response of the interferometer

In this section we show the interferometers angular response. The measurements have been done by rotating (by an angle φ) the instrument with respect to a monochromatic source (VNA). We detect the signal with a 4K semiconductor bolometer and read it with a lock-in amplifier.

The distance between the two horns of the instrument is set to 20.5 cm and the gaussian beam of the emitting horn has a 1σ width of $\sim 4.2^\circ$ at 90 GHz.

From Eq. 2, we can deduce the power at the output of the hybrid coupler as a function of the parameters of the setup:

$$P(\varphi) = UB^2 \{1 + \sin[2\pi f \sin(\varphi - \varphi_0) + \theta]\} \quad (12)$$

where $f = \frac{D}{\lambda}$, D being the distance between the horns and φ_0 an offset angle while θ is a factor that includes the phase shift $\Delta\alpha$ introduced by the phase shifters and

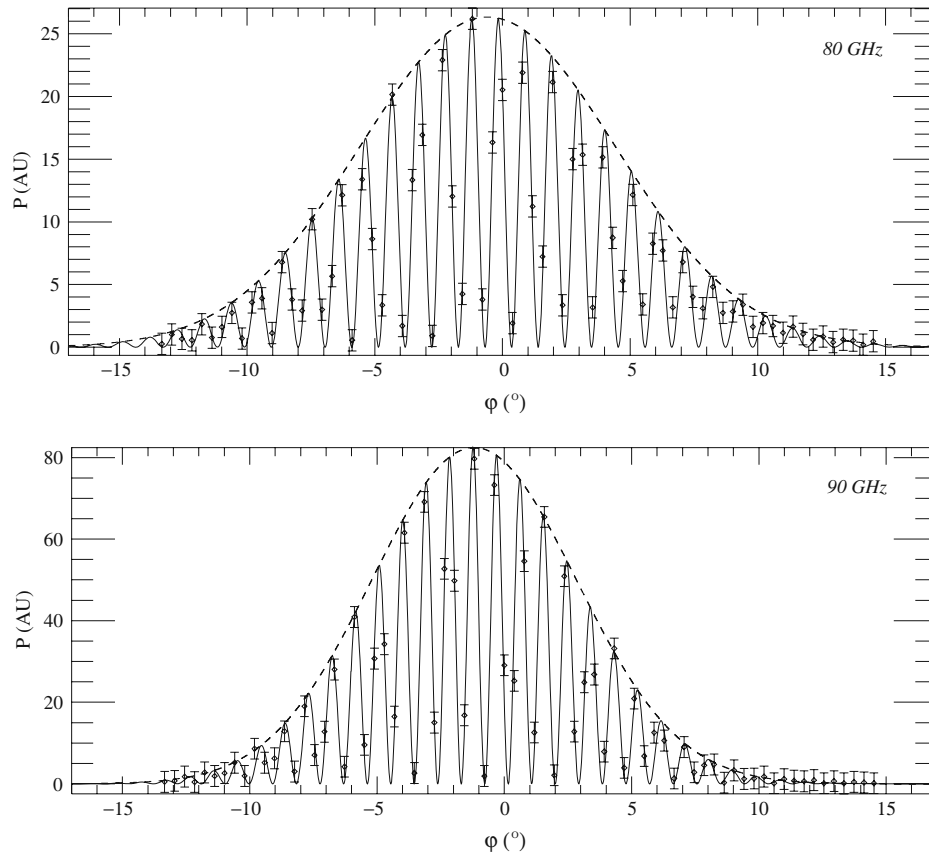


Fig. 7 Measured signal (diamonds) and fitted fringes (solid line) as a function of the rotation angle with respect to the source at two frequencies (90 GHz and 80 GHz). The dashed line represents the gaussian envelope.

other frequency dependent effects. These effects can be due to the misalignment of the horns, the length difference of the channels and the non ideal behavior of the hybrid coupler and the phase shifters (Fig. 3). U is the Stokes parameter of the source assumed to be a point source. In the case of a gaussian profile of the beam, we have:

$$B^2(\varphi) = \exp\left(\frac{-(\varphi - \varphi_0)^2}{2\sigma^2}\right).$$

In Fig. 7, we can see the measured power as a function of β at 80 GHz and 90 GHz. We also plot the fit of Eq. 12 in the same figure. The values of the fitted

Table 1 Fit parameters of the Eq. 12 with $\chi^2/dof = 1.75$ for 90 GHz and $\chi^2/dof = 1.99$ for 80 GHz.

ν	80 GHz	90GHz
U (AU)	13.2 ± 0.2	41.2 ± 0.6
φ_0 ($^\circ$)	-0.58 ± 0.08	-1.18 ± 0.07
σ ($^\circ$)	5.01 ± 0.08	4.02 ± 0.07
f	54.97 ± 0.05	62.1 ± 0.07
θ ($^\circ$)	305 ± 27	107 ± 26

parameters are showed in the Table 1. The expected fringe frequency f is 54.7 ± 0.5 for 80GHz and 61.5 ± 0.6 for 90GHz . We can see from Table 1 that the expected values of f and σ ($\sim 4.2^\circ$ at 90GHz) are close to the parameters extracted from the fit. Figure 7, therefore, shows the interference patterns shaped by the beam.

7 Conclusion and future perspectives

This is the first attempt to understand how signals are altered propagating along the branches of an adding interferometer at mm-waves. To achieve this goal: (1) we developed an experimental set-up we used to illuminate the interferometer over the W frequency band, exploiting a fast sweeper able to cover the 75-110 GHz band in a fraction of the time constant of the commercial power sensor used as detector; (2) we have been able to measure the angular power response of our interferometer; (3) we have suggested a way of connecting the S-parameters first to the Jones matrices, and then to the modulated output power of the interferometer. The last one is an important point since it provides a link between the immediate output of microwave network analyzers, the S-matrix, and the elements of the Jones matrices often used by cosmologists to propagate instrumental systematics into astrophysical observables. At the end, we have been able to recover the correct shape of the interference pattern calculated starting from the S-parameters of the full system.

In principle, this architecture can be extended to a larger number of baselines and used in combination with other technologies. Indeed, to build a real bolometric interferometer suitable for astronomical observations (QUBIC), planar superconductor components (filters, phase shifters and detectors) will be considered as well as an all-to-one (Fizeau or Butler) beam combiner. Moreover, a future step will be the design of a more efficient demonstrator, endowed with more sensitive detectors (300mK cooled bolometers), able to observe both polarized and unpolarized sources (artificial black-bodies). Then, having a more sensitive demonstrator, we can also test the capabilities of our conceptual scheme in unveiling systematics hidden in the modulated output of the interferometer. In fact, till now, we have just been able to recover the correct shape of the interference pattern calculated starting from the S-parameters of the full system. We remind that, in the present analysis, the behavior of the optical part of the experimental set-up has been considered ideal. In the future, also an ad-hoc optical bench for the far field illumination of the next generation of demonstrators has to be designed, and a proper calibration strategy has to be foreseen.

Acknowledgements This work has been done in the frame of the QUBIC collaboration, the CNES²/CNRS³ PhD funding for A. Ghribi and Mairie de Paris Post-doc funding for A. Tartari. This instrument has been funded by Programme AstroParticule of CNRS in France. Special thanks to Alessandro Baù and Andrea Passerini for helping us in solving technical problems.

²Centre des Etudes Spatiales du rayonnement.

³Centre National de la Recherche Scientifique.

Appendix

We consider here a two ports device. The source generator is connected to port 1 and a matched load to port 2. We then have an incident wave V_1^+ to the DUT (Device Under Test). The wave reflected from the device back to port 1 is V_1^- . The signal traveling through the DUT and toward port 2 is V_2^- . Any reflection from the load is V_2^+ .

We can express the transient E field in term of voltages as in [3]:

$$E_1 = \frac{(V_1^+ e^{-i\beta_1} + V_1^- e^{i\beta_1})}{c} e(x, y) \tag{13}$$

$$E_2 = \frac{(V_2^+ e^{-i\beta_2} + V_2^- e^{i\beta_2})}{c} e(x, y) \tag{14}$$

where $e(x, y)$ is the variation of the amplitude of the field propagating inside a waveguide section and c is a geometrical parameter. These variables are set to constants because of the common waveguide shape along the chain (cascade of components). E_1 and E_2 are the fields in the input and in the output of the device and β_1 and β_2 are their respective phases. In order to express E_2 with E_1 , we need to consider the same base (the same propagation direction of the wave). Let's set the propagation from port 1 to 2 as positive and from 2 to 1 as negative. This gives

$$E_2 = \frac{(V_2^+ e^{i\beta_2'} + V_2^- e^{-i\beta_2'})}{c} e(x, y) \tag{15}$$

with $\beta_2' = -\beta_2$.

Finally, expressing E_2 in terms of E_1 and using the S parameters definition as in [3], we obtain:

$$E_2 = \left(\frac{S_{21} e^{-i\beta_2} + \left(\frac{S_{11}}{S_{12}} \right) e^{i\beta_2}}{e^{-i\beta_1} + S_{11} e^{i\beta_1}} \right) E_1. \tag{16}$$

References

1. A. Tartari *et al.*, *Brain/mbi: A Bolometric Interferometer Dedicated to the cmb Polarization*, 5th ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications, Vol. WPP-300, (ESA, 2009).
2. A. R. Thompson, J. M. Moran, and G. W. Swenson, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy* (Wiley-Interscience, New York, 1986), 554 p.
3. D. M. Pozar, *Microwave Engineering* (John Wiley & Sons, 1998).

Millimeter Wave Planar Orthomode Transducer for Cosmology

18-20 May 2009, ESTEC

A. Ghribi⁽¹⁾, B. Belier⁽²⁾, F. Boussaha⁽³⁾, F. Dauplay⁽³⁾, M. Piat⁽¹⁾
On the behalf of the BSD Collaboration

⁽¹⁾ *Université Paris Diderot, AstroParticule et Cosmologie (UMR7164)
10 Rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France
Email: adnan.ghribi@apc.univ-paris7.fr, michel.piat@apc.univ-paris7.fr*

⁽²⁾ *Université Paris-Sud, Institut d'Electronique Fondamentale
Centre d'Orsay, F91405 Orsay cedex, France
Email: benoit.belier@u-psud.fr*

⁽³⁾ *Laboratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique
Observatoire de Paris
61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
Email: faouzi.boussaha@obspm.fr, frederic.dauplay@obspm.fr*

Abstract

B-modes instruments are dedicated to the detection of the CMB polarization induced by primordial gravitational waves, which have never been detected till now. To reach the required accuracy, these instruments need components with unprecedented properties in terms of control of systematic effects. The Orthomode transducer (OMT) has already been recognized as one of the most critical front end components for radio- astronomical instrumentation, and investigated by several groups. We investigate here planar superconducting OMT at 90 GHz as well as the coupling with waveguide structures. The simulations allowed us to have -90dB in crosspolarization and more than 99% in transmission for more than 30% bandwidth around 90GHz. This work is closely related to cryogenic measurements of planar superconducting structures in the W band. Likewise, we will show the cryogenic setup and the particular calibration procedure that will allow us to obtain the first results.

INTRODUCTION

An orthomode Transducer is a component which allows to separate the linear polarizations of an incoming electromagnetic wave. The measurement of the polarization is of high interest in astronomy and cosmology specially for the detection of the B-modes polarization of the Cosmic Microwave Background . This makes important the development and the study of this particular component. Traditionally, grids have been used. Nowadays, many kinds of *OMT* exist ; among them planar [1], finline [2], and waveguide [3]. One of the major advantages of planar *OMT* is that it combines polarization segregation and transition from waveguide to planar transmission lines.

5th ESA Workshop on Millimeter Wave Technology and Applications & 31st ESA Antenna Workshop

The first studies were performed in order to match waveguide impedance to planar antenna impedance for SIS mixers. In 1996, it has been showed that a planar antenna at the edge of a waveguide is better matched than a classical antenna in the middle. It has been showed as well that those antennas are sensitive to the propagation modes of the waveguide and hence the polarization. This principle has been used to produce the first planar OMT [4]. However, they were not efficient enough to be used in real cosmology instruments. Later, progress in simulation softwares allowed the design of better planar OMT [5].

Through the use of new nanotechnology fabrication process [6], we are able today, to combine miniaturization with very good performance. We then, propose to study a device that can achieve the following requirements: (1) Transmission better than 90%. (2) Crosspolarization better than -60dB. (3) 30% Bandwidth around 90GHz.

COMPONENTS & PARAMETERS

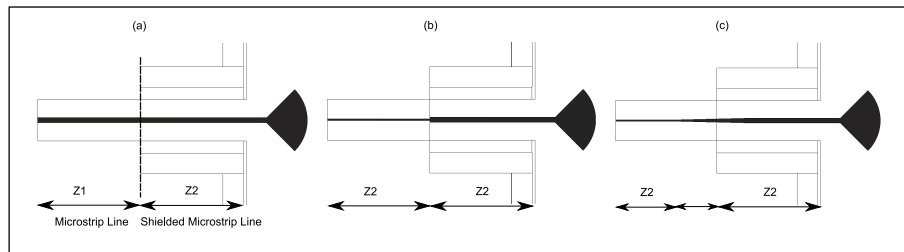


FIGURE 1 – (a) SSL + microstrip without impedance matching. (b). SSL + microstrip with sharp width change. (c). SSL + microstrip with continuous impedance matching (length 750 μ m).

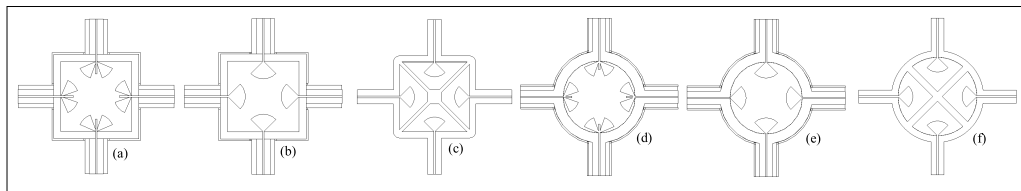


FIGURE 2 – Different architectures for the planar orthomode transducer.

Waveguide

The input of the *OMT* is supposed to be a monomode circular feed horn. After the horn, the signal propagates in a monomode circular waveguide (TE_{11}) (Fig.2.d, .e, .f). Of course this kind of OMT can be put at the end of the circular waveguide. However, to have better isolation between linear polarizations, we can use a square waveguide (TE_{10} and TE_{01}) (Fig.2.a, .b, .c). Thus, to avoid overmoded waveguide, the transition from circular to square have to be carefully designed. In the following we will consider circular and square waveguide in order to compare their performances.

Planar Antennas

Different shapes of planar antennas exist. They are usually designed to have a resonance at a given frequency. In our case, the antennas have to satisfy many requirements :

- Matching of the waveguide impedance : This condition can be satisfied by many shapes such as circular or triangular patch. In order to achieve a wide band impedance matching, one can combine many shapes calculated to have a resonance at different frequencies and optimize it. The result is radial or multiple radial antennas (Fig.2.a, .b).
- Matching of the microstrip impedance : In order to avoid dispersion in the dielectric (substrate), the antennas are suspended on a membrane. This makes the transition to a planar transmission line wide band. Another component used for that purpose is shielded microstrip line (*SL*) that allows to extract the signal from the planar antennas (in the waveguide). this latter have to be designed with special care to don't propagate waveguide modes. After the shielded microstrip line, the signal is transmitted to the microstrip line.
- Polarization isolation : For that purpose, we place four planar antennas in the waveguide in a way that respect the symmetry of the field (Fig.2). Each couple of antenna extracts one linear polarization (with a phase shift of 180° one with respect to the other).

It is important to notice that, the membrane on which the antennas are suspended can be fragile due to the dimension of the waveguide. Tus, to make this membrane mechanically stable, we introduce a Silicon made structure to support it (Fig.2.c, .f). We will study the contribution of this structure on the final result.

Microstrip Line & Shielded Line

The microstrip line (*MS*) is a planar transmission line widely used to manufacture components like filters or delay lines. Moreover, its losses can be made very low when it is made superconductor. Another advantage is the quasi-TEM propagation in the line.

For the OMT characterization, all the components are packed in a metallic box. In order to keep the quasi-TEM propagation behavior, one have to consider the distance between the microstrip line and the metallic box. the distance h to the top face of the box have to satisfy the following condition [7]: $\frac{h-e}{e} > 10$, where e is the dielectric thickness.

Before reaching the microstrip line, the signal propagates in a shielded microstrip line. Any mismatch between the *SL* and the *MS* produces a reflection which can contaminate the other antennas and make the polarization isolation poorer. It is then necessary to carefully design the transition between the two lines geometries (See Fig.1)

Backshort

It is a waveguide short circuit that corresponds to the free space distance beyond the antenna. Usually this distance is given by $\lambda/4$. However, in order to be wide band, the backshort have to be optimized with respect to the antenna shape and membrane thickness.

SIMULATIONS

In the following, we show the results of simulations done with *CST Microwave Studio*. One has to keep in mind that, for each result presented, the different parameters (see section “*Components & Parameters*”) are optimized in order to achieve the best performance. The best results have been achieved with simple radial antennas. For simplicity, we will show only the results obtained with this latter antenna design.

In Fig.3, we can see the normalized transmitted power for a circular and a square waveguide with and without a structure to support the membrane. It appears that the structure supporting the membrane disturbs the field in the circular waveguide in a way that makes the transmission fall below the requirement. In the contrary, for a square waveguide, the effect on the transmission can be neglected.

Fig.4 illustrates the transmission and the crosspolarization with respect to three transitions from *SL* to *MS* shown in Fig.1. We can see that keeping the same width of the line, the impedance changes sharply and, as a result, the crosspolarization increases. Our choice goes to the transition taper showed in Fig.1.c.

Finally, we show in Fig.5 the results of simulation considering a circular waveguide, a transition from circular to square waveguide, a square waveguide, four radial planar antennas and *SL* to *MS* transitions. The transmission properties are very good for more than 25 GHz bandwidth and the crosspolarization stays around -90 dB in the whole band.

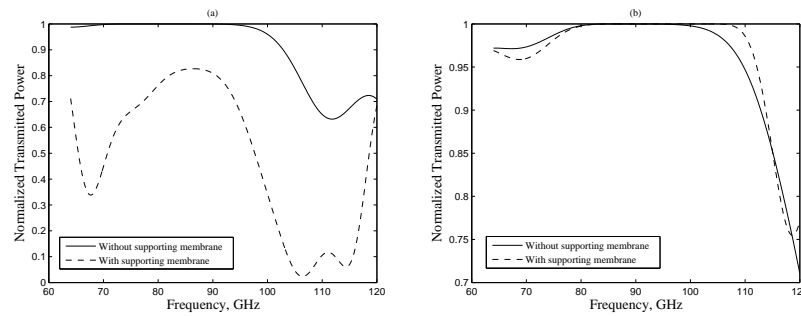


FIGURE 3 – Normalized transmitted power with and without a structure supporting the membrane (a) for a circular waveguide (Fig.2.e, .f) and (b) for a square waveguide (Fig.2.b, .c).

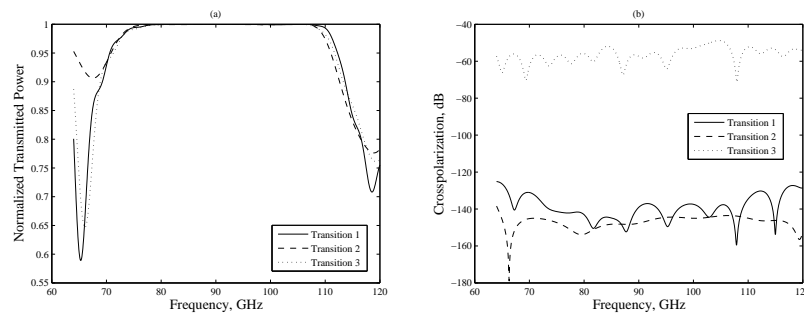


FIGURE 4 – Normalized transmitted power (a) and crosspolarization (b) for the transition 3 (Fig.1.a), transition 2 (Fig.1.c), transition 1 (Fig.1.b).

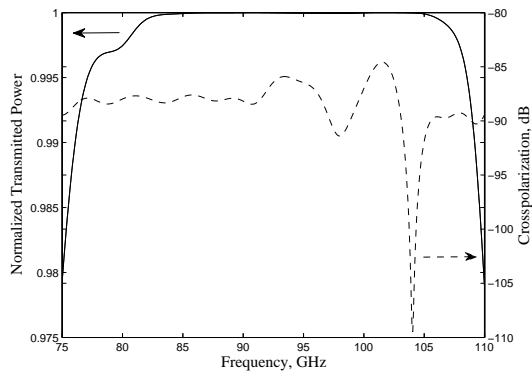


FIGURE 5 – Normalized transmitted power and crosspolarization for the planar OMT with a circular to square waveguide, a square waveguide and a transition from *SL* to *MS*.

CHARACTERIZATION METHOD

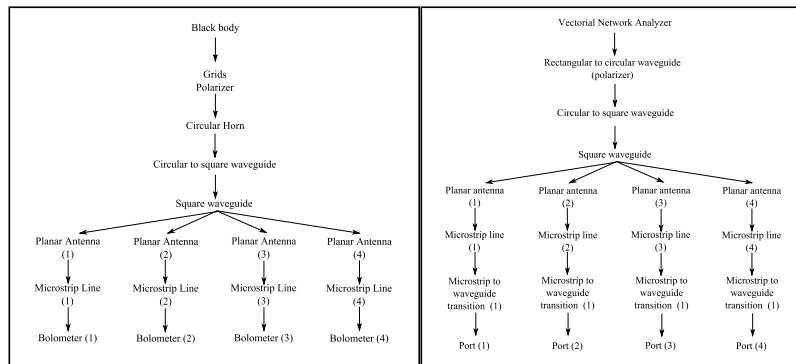


Figure 6: Bolometric & vectorial characterization layouts.



Figure 7: Vectorial measurement error boxes layout.

There are two ways to characterize the OMT (Fig.6). One can use a bolometric detection with a black body as a source. Even if this kind of detection can be very precise (bolometer’s sensitivity), it can be expensive and complicated (cryogenics and readout). Even more, it doesn’t allow time reconstruction in order to identify problems in the setup or in the device under test. In the second way, we use a *VNA* (Vectorial Network Analyzer)

as a source and as a detector. The setup allows vectorial measurements and time reconstruction and is also easier and less expensive. It is then the one which should be used for this kind of device characterization.

One of the important issues of this kind of measurement is the calibration procedure since it gives the accuracy of the measurement. The key point is to identify the transmission parameters (S parameters) of the error boxes (Fig.7). For the *OMT*, Error Box 1, represents the *VNA* front ends and a rectangular to circular waveguide that polarize the input signal. Error box 2 represents the microstrip line, a microstrip to waveguide transition and the *VNA* front ends. In order to extract the parameters of this error box, we built a structure made of a microstrip line and two transitions from waveguide to microstrip. We then use the inversion of the *ABCD* parameters in order to extract the *OMT* properties.

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{OMT} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{Er1}^{-1} \times \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{Measure} \times \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{Er2}^{-1} \quad (1)$$

where *Er1* and *Er2* are respectively for the error box 1 and 2.

The same principle of operation based on multiple line TRL calibration will be used for the measurements of superconducting devices.

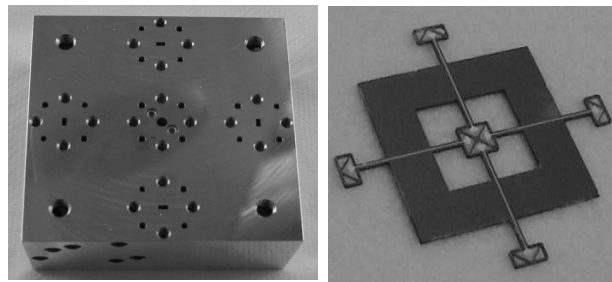


Figure 8: Pictures of the mechanical test structure of the *OMT* and the planar structure (Silicon substrate, Nb, suspended antennas)

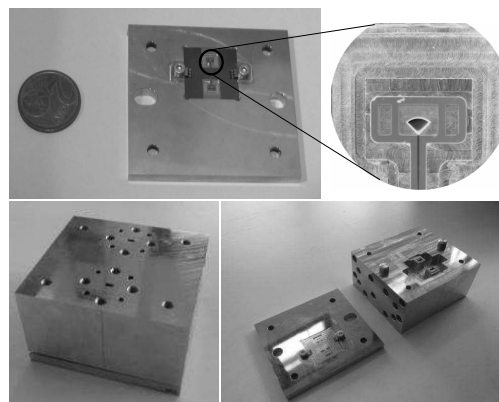


Figure 9: Two ports calibration structure pictures.

CONCLUSION

We have shown an architecture of a very efficient planar OMT. The requirements of such a device for a cosmology instrument are reached in simulation. We have also shown a way to perform calibrated VNA measurements and are currently doing this kind of measurements at 4 K with a cryogenic bench. In the future the same bench will be used to characterize planar superconducting passive and active devices. The final step will be the integration of the planar OMT with planar components and bolometers in order to build a planar detection architecture.

REFERENCES

- [1] G. Engargiola and R. L. Plambeck, "Tests of a planar L-band orthomode transducer in circular waveguide", *Review of scientific instruments*, vol. 74 (1), no3, pp. 1380-1382, 2003. (document)
- [2] G. Chattopadhyay, J.E. Carlstrom, "Finline ortho-mode transducer for millimeter waves", *Microwave and Guided Wave Letters*, IEEE, Volume 9, Issue 9, Sep 1999 Page(s) :339 - 341. (document)
- [3] Gianpaolo Pisano, Luca Pietranera, Kate Isaak, Lucio Piccirillo, Bradley Johnson, Bruno Maffei and Simon Melhuish, "A broad band WR10 turnstile junction orthomode transducer", *Microwave and Wireless Components Letters*, IEEE, Volume 17, Issue 4, April 2007 Page(s) :286 - 288. (document)
- [4] G. Engargiola and R. L. Plambeck, "Tests of a planar L-band orthomode transducer in circular waveguide", *Review of scientific instruments*, vol. 74 (1), no3, pp. 1380-1382, 2003. (document)
- [5] P. K. Grimes, O. G. King, G. Yassin, M.E. Jones, "Compact broadband planar orthomode transducer", *Electronics Letters*, Volume 43, 2007. (document)
- [6] A. Ghribi, B. Belier, F. Boussaha, "Free standing millimeter wave antenna micro-fabrication for cosmology", *paper in preparation*. (document)
- [7] Mark K. Krage and George I. Haddad, "Frequency dependant characteristics of microstrip transmission lines", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-20, No. 10, October 1972. (document)

Superconducting Planar Devices for Cosmology

A. Ghribi*, B. Bélier[†], F. Boussaha**, E. Bréelle*, M. Piat*, S. Spinelli[‡], A. Tartari* and M. Zannoni[‡]

*AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, 10 Rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex, France

[†]Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris Sud, F 91405 Orsay cedex, France

**Laboratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière Astrophysique, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

[‡]University of Milano-Bicocca, Piazza dell'Ateneo Nuovo, 1, 20126, Milano, Italy

Abstract.

To enhance systematics cleanliness of a new advanced detection architecture for B-modes detection of the Cosmic Microwave Background polarization and in the framework of the ground based instrument QUBIC (Q and U Bolometric Interferometer for Cosmology), we study planar superconducting devices. Waveguide to microstrip transition, orthomode transducer and phase switches are therefore investigated as well as their cryogenic characterization at millimeter waves. We also show design and nanotechnology fabrication process of these devices.

Keywords: Microwave circuits; Passive devices; Orthomode transducers; RF switch; transmission lines; Cryogenic measurements.

PACS: 84.32.Dd;84.40.Dc;84.40.Ba;84.40.Az.

INTRODUCTION

Nowadays, the major challenge for cosmology instruments is to attain the required sensitivity to detect the undetected B-modes of the Cosmic Microwave Background polarization. All the efforts are going towards large detector arrays. Beside sensitivity, accuracy, which is the systematics control level, has to be guaranteed in order to avoid spurious effects. Therefore, all the components have to be optimized and miniaturized in order to achieve the best performances. This is the case for the QUBIC¹ instrument [6] we are developing. We then study planar superconducting Niobium made components such as waveguide to microstrip transitions, orthomode transducers and phase switches.

PLANAR DEVICES

Waveguide to microstrip transition (WMT)

Even if planar antennas are well known today, it is difficult to reach properties of horn antennas when coupling the sky signal to the detectors. On the other hand, development of detectors arrays encourage to develop planar superconducting devices with reduced size and very good properties. This makes necessary the coupling

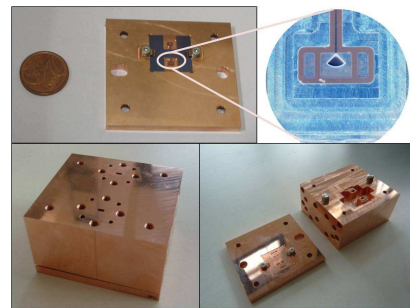


FIGURE 1. Picture of the realized WMT and the calibration mechanical structure.

of the signal from a waveguide mode (at the output of the horns) to quasi-TEM mode (microstrip or coplanar waveguide).

The first studies of waveguide to microstrip transitions were performed in order to match waveguide impedance to planar antenna impedance for SIS mixers. In 1996, it has been shown that a planar antenna at the edge of a waveguide is better matched than a classical antenna in the middle [1]. Furthermore, these antennas are sensitive to the propagation modes of the waveguide and hence to the polarization. This principle has been used to produce the first planar OMT (See the following section).

On the other hand, it is necessary to test the designed superconducting planar devices (filters, phase shifters,

¹ QUBIC for Q and U Bolometric Interferometer for Cosmology, previously named BRAIN/MBI.

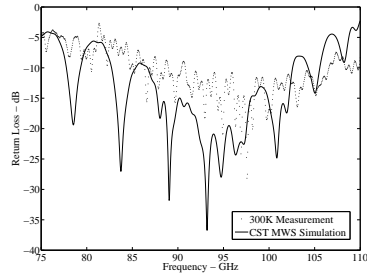


FIGURE 2. Planar antenna return loss - Simulation and measurements.

among them) in the millimeter wave range (W band) and well below the critical temperature. To do so with vectorial measurement and multiline TRL calibration, we designed a Waveguide to Microstrip Transition (WMT). Fig.1 shows the mechanical part represented by a WR10 waveguide and the planar part constituted by a suspended radial antenna. The first measurements of this antenna compared with simulations are presented in Fig.2. Other measurements are in progress with improved structures.

Planar orthomode transducer (OMT)

An orthomode transducer is a component which allows to separate the orthogonal polarizations of an incoming electromagnetic wave. Development of this particular component is fundamental for cosmology and astronomy experiments. Traditionally, grids have been used to select one linear polarization. Nowadays, many kinds of dual polarization selectors exist ; among them planar [2], finline [3], and waveguide [4, 5]. One of the major advantages of planar OMT is that it combines polarization separation and transition from waveguide to planar transmission lines. The first planar OMTs were not efficient enough to be used in cosmology instruments. Later, progress in simulation software allowed the design of better planar OMTs [6]. Through the use of nanotechnology fabrication processes, we are able today to combine miniaturization with very good performances.

For our design, before coupling the circular output of a feed horn to the planar structure, we use a circular to square waveguide in order to reach high linear polarization purity: only two modes TE₁₀ and TE₀₁ are present and they correspond to the two orthogonal polarizations we want to extract. The designed planar OMT is made of four planar probes suspended on a 2 micron thick mem-

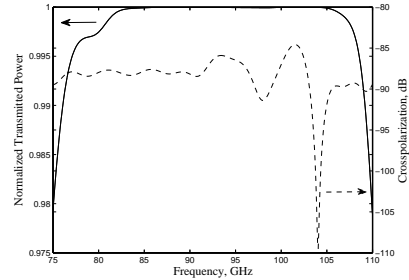


FIGURE 3. CST MWS simulation of the planar OMT.

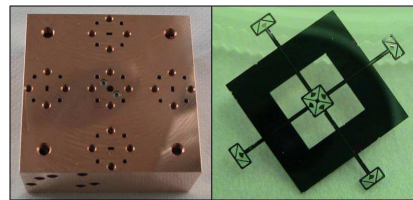


FIGURE 4. Picture of the realized planar OMT and the mechanical test structure.

brane. Each couple of probes catches a linear polarization. The simulations show -70dB of crosspolarization and 99% of transmission power (Fig.3).

In order to test this OMT we realized a test structure with one circular waveguide input and four transitions from microstrip to WR10 waveguide (Fig.4).

RF Switch

Another crucial component for demanding applications in radioastronomy and microwave engineering is the switch. A fast switch, combined with delay lines, can be used to build a phase modulator suitable for new and promising observational techniques like bolometric interferometry [7]. In particular, having in mind the specific case of the Cosmic Microwave Background (CMB) science, we need to operate instruments with wide focal planes crowded with extremely sensitive detectors (TES², KIDs³). What we need then is a switch with a commutation time comparable with the time constant of the detectors (1 ms, in the case of TES), broadband (20-

² Transition Edge Sensor

³ Kinetic Inductance Detectors

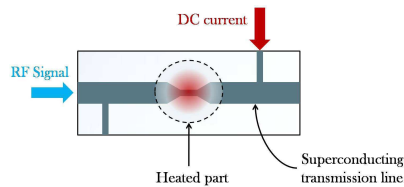


FIGURE 5. Operation principle of a superconducting RF switch.

30% of the central frequency), with a high isolation (< 30 dB) in the OFF state and a low insertion loss in the ON state. In addition, considering that CMB experiments are going towards large format arrays, the device we are looking for must be miniaturizable, with a low power consumption, and it must operate without failure at least for 30 billion cycles (corresponding to 1 year of operations).

The way that we decided to explore is that of a superconducting switch based on a micro-bridge which can be driven from the superconducting state to the normal metal state exploiting the Joule heating of a metal film deposited on it, or injecting in the bridge a current density greater than the critical value J_c (see Fig.5). A third possibility that can be mentioned is that of an optically driven switch [8].

Our group is now developing a switch based on a bridge connecting two sections of CPW transmission line. In the superconducting state, the impedance of a strip is $Z_{sc} = i\omega(L_g + L_k)$ while in the normal metal state $Z_n = R_N + i\omega L_g$, where L_g and L_k are respectively the geometrical and kinetic inductance, R_N being the normal resistance. This is valid provided that in both cases, normal metal and superconductor, we can neglect the contact capacitances at the two edges of the bridge, otherwise this would introduce a residual reactance $1/2j\omega C_c$. For our purposes, it is important to underline that, when the strip is in the normal state, the resistance has to dominate the reactance, that is $R_N \gg \omega L_g$ by design. The more this condition will be fulfilled, the more the switching dynamics will be enhanced. This is the reason why high normal state resistivity materials should be preferred. For example, NbN will be better than Nb for our purposes.

FABRICATION PROCESS

In the first step the material for membranes, is deposited on silicon 2 inches substrate using PECVD⁴ reactor. A

⁴ Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition

low stressed trilayer film composed of $SiO_x/SiN_x/SiO_x$ (thickness 400/450/200 nm) is made with a plasma-CVD deposition in a mixture of SiH_4/N_2O and SiH_4/NH_3 gases respectively. The residual stress is tensile, compensated between the materials and measured around 50 Mpa. The sensor device is then deposited and lifted on top of the three layers. 400 nm thick sputtered Nb is used to fabricate antennas and planar strips. It is deposited with a DC power of 600 W at a rate of 2.2 nm/s and etched in a mixture of SF_6 and O_2 with a rate of 3 nm/s. Membranes shapes are plasma etched using RIE technique. A gas mixture of CF_4 and CHF_3 allow structuring the $1\mu m$ thick dielectric trilayer on the front face. Silicon wafer rear face is then covered with a 400 nm thick sputtered Nb film to realize the electrical back short. A $10\mu m$ thick positive resist defines membranes and silicon pattern on the rear side. In order to keep the wafer temperature lower than $100^\circ C$ during the deep silicon etching process, the front side is then glued by thermal grease on a cooled 4 inches silicon wafer. Nb is first remove using SF_6/O_2 reactive ion etching tool, and silicon wafer is completely etched by the deep reactive ion etching (DRIE). A special care is given to avoid over etching of the bottom SiO_2 layer of the membrane. The etching selectivity (speed ratio between Si and SiO_2) varies with the Si etching speed from 100 at $10\mu m/min$ to 400 at $5\mu m/min$. So the last step of the etching process uses a high selectivity method. The device wafer is then separated from the support 4 inches wafer and carefully cleaned.

1. Plasma-CVD deposition

(a) Nitride/Oxide



(b) Nionium



2. Antenna structuration

(a) Positive resist lithography



(b) Reactive Ion Etching (RIE)



3. Membrane Structuration

(a) Positive resist lithography



(b) Reactive Ion Etching



(c) Membrane releasing



CRYOGENIC BENCH

The devices can be tested in a facility available at the Physics Department of the University of Milano Bicocca (Italy) where there is an AGILENT 8510C VNA attached to a thermal chamber capable to reach a base tempera-

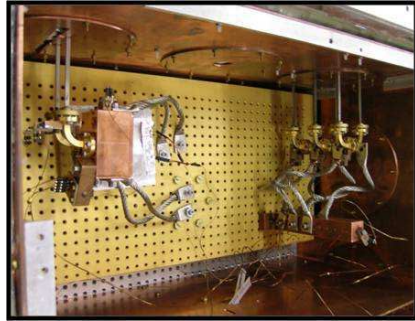


FIGURE 6. Milano millimeter wave cryogenic bench.

ture <4K. The VNA can measure the S parameters into two bands: 50MHz-50GHz and 75-110 GHz (by the end of 2009 the facility will be upgraded to a PNA-X VNA extending the frequency range to 170 GHz). The peculiarity of this facility is the possibility to perform a TRL (Through, Reflect, Line) calibration of the VNA with the standards at the same temperature of the device under test (DUT). The idea is simple: to characterize a device avoiding the effect of the thermal breakers and vacuum feed-throughs needed to connect the VNA at room temperature and the DUT at cryogenic temperature, it is necessary to calibrate the VNA at the level of the interface with the DUT. This can be done using a set of ideally identical vacuum feed-throughs and stainless-steel waveguides (which hold the thermal gradient) to connect either the calibration standards and the DUT. These lines share the same temperature profile, resulting in nearly the same contribution to the measured wave voltages. In such a way, connecting the VNA at the different ports outside the thermal chamber is equivalent to change only the standards during calibration and then the DUT. The residual uncertainty after calibration is at the level of 0.01 dB, definitely better than a posteriori subtraction of the feeding lines according to a simulation or a Through measurement on a dummy line in a different thermal cycle. In Fig.6 three TRL standards for the WR10 band and the DUT are visible.

At APC, another bench is being built. Four waveguides are fixed on cryogenic cane and terminated by two devices. One is the DUT while the other is a reference for simple base calibration (Fig.1). The cryogenic cane under vacuum is sunk in a liquid helium deware (Fig.7). In the other ends of the four waveguides (Room temperature), we connect an ABmm VNA to perform vectorial measurements in the W band.

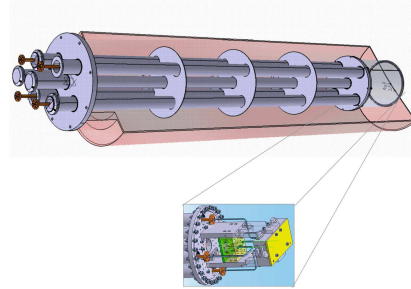


FIGURE 7. Cryogenic cane.

CONCLUSION

The fabrication process has been validated for planar suspended devices and first planar OMT's and WMThave been realized. Now the cryogenic measurement are being performed in the Milano cold Network. Complementary measurements will be done with a cryogenic cane for the study of superconducting RF thermal switches.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been done in the frame of the BSD⁵ collaboration, ANR COS2 young research funding, the CNES⁶/CNRS⁷ PhD funding for A. Ghribi and Mairie de Paris Post-doc funding for A. Tartari.

REFERENCES

1. G. Yassin, and S. Withington, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **17**, 1685–1705 (1996).
2. G. Engargiola, and R. L. Plambeck, *Review of Scientific Instruments* **74**, 1380–1382 (2003).
3. J. C. G. Chattopadhyay, *Microwave and Guided Wave Letters*, *IEEE* **9**, 339 – 341 (1999).
4. O. A. Peverini, R. Tascone, G. Virone, A. Olivieri, and R. Orta, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **54**, 2042–2049 (2006), ISSN 0018-9480.
5. G. Pisano, L. Pietranera, K. Isaak, L. Piccirillo, B. Johnson, B. Maffei, and S. Melhuish, *Microwave and Wireless Components Letters*, *IEEE* **17**, 286 – 288 (2007).
6. P. K. Grimes, O. G. King, G. Yassin, and M. E. Jones, *Electronics Letters* **43**, 1146–1147 (2007), ISSN 0013-5194.

⁵ B-mode Superconducting Detectors

⁶ Centre des Etudes Spatiales du rayonnement

⁷ Centre National de la Recherche Scientifique

7. R. Charlassier, J.-C. Hamilton, É. Bréelle, A. Ghribi, Y. Giraud-Héraud, J. Kaplan, M. Piat, and D. Prête, *A&A* **497**, 963–971 (2009), 0806.0380.
8. M. Zorin, I. Milostnaya, G. N. Gol'tsman, and E. M. Gershenzon, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **7**, 3734–3737 (1997), ISSN 1051-8223.

An efficient phase-shifting scheme for bolometric additive interferometry

R. Charlassier, J.-Ch. Hamilton, É. Bréelle, A. Ghribi, Y. Giraud-Héraud, J. Kaplan, M. Piat, and D. Prêle

APC, Université Denis Diderot-Paris 7, CNRS/IN2P3, CEA, Observatoire de Paris, 10 rue A. Domon & L. Duquet,
75205 Paris Cedex 13, France
e-mail: rcharlas@apc.univ-paris7.fr

Received 2 June 2008 / Accepted 30 January 2009

ABSTRACT

Context. Most upcoming CMB polarization experiments will use direct imaging to search for primordial gravitational waves through the B-modes. Bolometric interferometry is an appealing alternative to direct imaging that combines the advantages of interferometry in terms of systematic effects handling and those of bolometric detectors in terms of sensitivity.

Aims. We calculate the signal from a bolometric interferometer in order to investigate its sensitivity to the Stokes parameters paying particular attention to the choice of the phase shifting scheme applied to the input channels in order to modulate the signal.

Methods. The signal is expressed as a linear combination of the Stokes parameter visibilities whose coefficients are functions of the phase shifts.

Results. We show that the signal to noise ratio on the reconstructed visibilities can be maximized provided the fact that the phase shifting scheme is chosen in a particular way called “coherent summation of equivalent baselines”. As a result, a bolometric interferometer is competitive with an imager having the same number of horns, but only if the coherent summation of equivalent baselines is performed. We confirm our calculations using a Monte-Carlo simulation. We also discuss the impact of the uncertainties on the relative calibration between bolometers and propose a way to avoid this systematic effect.

Key words. cosmology: cosmic microwave background – techniques: interferometric – methods: data analysis

1. Introduction

Measuring precisely the polarization of the Cosmic Microwave Background (CMB) is one of the major challenges of contemporary observational cosmology. It has already led to spectacular results concerning the cosmological model (Kovac et al. 2002; Readhead et al. 2004; Dunkley et al. 2009; Nolte et al. 2009; Ade et al. 2008) describing our Universe. Even more challenging is the detection of the so-called B-modes in the CMB polarization, associated with pure tensor modes originating from primordial gravitational waves enhanced by inflation. Discovering these modes would give direct information on inflation as the amplitude of the B-modes is proportional to the tensor to scalar ratio for the amplitude of the primordial density perturbations which is a direct product of inflationary scenarios (Liddle & Lyth 2000). Furthermore, it seems that most of the inflationary models arising in the context of string theory (brane inflation, ...) predict an undetectably small scalar to tensor ratio (Kallosh & Linde 2007). The discovery of B-modes in the CMB may therefore be one of the few present ways to falsify numerous string theories. Cosmic strings and other topological defects are also sources of density perturbations of both scalar and tensor nature. They are however largely dominated by the adiabatic inflationary perturbations in TT, TE and EE power spectra and therefore are hard to detect. It is only in the B-mode sector (BB power spectrum) that the tensor topological defect perturbation could be large (Bevis et al. 2007) and have a different shape (Urrestilla et al. 2008) from those originating from inflation and hence be detectable (Pogosian & Wyman 2008).

Unfortunately, the inflationary tensor to scalar ratio seems to be rather small so that the B-modes are expected at a low

level as compared to the E-modes. The quest for the B-modes is a therefore tremendous experimental challenge: one requires exquisitely sensitive detectors with an unprecedented control of the instrumental systematics, observing at a number of different frequencies to be able to remove foreground contamination. Various teams have decided to join the quest, most of them with instrumental designs based on the imager concept (BICEP Takahashi et al. 2008, EBEX Oxley et al. 2004, QUIET Samtleben et al. 2008, SPIDER Crill et al. 2008, CLOVER North et al. 2008). Another possible instrumental concept is a pairwise heterodyne interferometer that has many advantages from the point of view of systematic effects (no optics for instance) and that directly measures the Fourier modes of the sky. Let us recall that the first detections of polarization of the CMB were performed with interferometers (Kovac et al. 2002; Readhead et al. 2004). Pairwise heterodyne interferometers are however often considered as less sensitive than imagers mainly because of the additional noise induced by the amplifiers required whereas imagers use background limited bolometers. Another drawback of pairwise heterodyne interferometry is that it requires a number of correlators that scales as the square of the number of input channels, limiting the number of channels actually achievable (CMB Task Force report 2006).

A new concept of an instrument called a “bolometric interferometer” is currently under development (MBI Timbie et al. 2006, BRAIN Polenta et al. 2003; Charlassier et al. 2008). In such an instrument, the interference fringes are “imaged” using bolometers. We believe that such an instrument could combine the advantages of interferometry in terms of systematic effects and data analysis and those of bolometers in terms of sensitivity. Sensitivity issues concerning imagers and

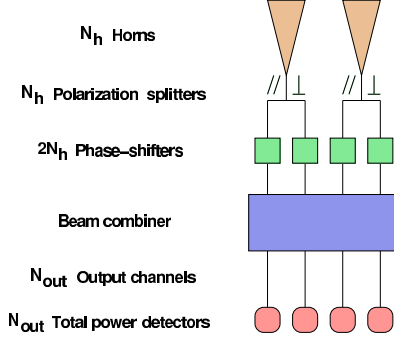


Fig. 1. Schematic view of the bolometric interferometer design considered in this article.

interferometers (including bolometric) have been investigated by various authors including (Zmuidzinas 2003; Withington et al. 2008; Saklatvala et al. 2008). The goal of this article is to investigate ways to reconstruct the Fourier modes on the sky (the so-called *visibilities*) of the Stokes parameters with a bolometric interferometer. In particular, we focus our attention on the necessary phase shifting schemes required to modulate the fringe patterns observed with the bolometer array. We show that one can construct phase sequences that allow one to achieve an excellent sensitivity on the visibilities: scaling as $\sqrt{N_h}/N_{eq}$ (where N_h is the number of horns and N_{eq} is the number of pairs of horns separated by identical vectors, hereafter called *equivalent baselines*), whereas it would scale as $\sqrt{N_h}/\sqrt{N_{eq}}$ for a non optimal phase shifting sequence.

This article is organised as follows: in Sect. 2 we describe the assumptions that we make on the hardware design and on the properties of the various parts of the detector. In Sect. 3 we describe how the signal measured by such an instrument can be expressed in terms of the Stokes parameter visibilities. We show how to invert the problem in an optimal way in Sect. 4 and show how the phase shifting scheme can be chosen so that the reconstruction is indeed optimal in Sect. 5. We have validated the method we propose using a Monte-Carlo simulation described in Sect. 6. We end with some considerations about systematic effects induced by cross-calibration errors and propose a way to avoid them in Sect. 7.

2. Bolometric interferometer design

In this section we will describe the basic design we assume for the bolometric interferometer and how the incoming radiation is transmitted through all of its elements. This will lead us to a model of the signal that is actually detected at the output of the interferometer. A schematic view of the bolometric interferometer is shown in Fig. 1

2.1. Horns

We assume that we are dealing with an instrument which is observing the sky through N_h input horns placed on an array at positions \mathbf{d}_i . All horns are supposed to be coplanar and looking towards the same direction on the sky. They are characterized by their beam pattern on the sky denoted $B_{in}(\mathbf{n})$ where \mathbf{n} is the unit vector on the sphere. Two horns i and j form a baseline which we label with $0 \leq b \leq N_h(N_h - 1)/2 - 1$. The phase difference

between the electric field E reaching the two horns from the same direction \mathbf{n} of the sky is such that:

$$E_j(\mathbf{n}) = E_i(\mathbf{n}) \exp(2i\pi \mathbf{u}_b \cdot \mathbf{n}), \quad \text{where } \mathbf{u}_b = (\mathbf{d}_j - \mathbf{d}_i)/\lambda, \quad (1)$$

where λ is the central observing wavelength.

2.2. Equivalent baselines

It is clear that if two baselines b and b' are such that $\mathbf{u}_b = \mathbf{u}_{b'}$, then the phase shifts associated with the two baselines are equal, a fact that we shall extensively use in the following. All baselines b such that $\mathbf{u}_b = \mathbf{u}_{\beta}$ form a class of equivalent baselines associated with mode \mathbf{u}_{β} in visibility space. For all baselines b belonging to the same class β , the phase difference between the two horns i and j is the same:

$$E_j(\mathbf{n}) = E_i(\mathbf{n}) \exp(2i\pi \mathbf{u}_{\beta} \cdot \mathbf{n}). \quad (2)$$

The number N_{β} of different classes of equivalent baselines depends on the array, and the number of different baselines in an equivalence class also depends on the particular class. For instance, if we consider a square array with $N_h = N_{side}^2$ horns, there are $N_{\beta} = 2 N_{side}(N_{side} - 1)$ classes, and the number of equivalent baselines in the class associated with¹

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{\beta} &= \begin{pmatrix} l \\ m \end{pmatrix} \text{ with } 1 \leq l \leq N_{side} - 1 \text{ for } m = 0 \\ &\text{and } -|N_{side} - 1| \leq l \leq N_{side} - 1 \text{ for } 1 \leq m \leq N_{side} - 1, \end{aligned}$$

is $N_{eq}(\beta) = (N_{side} - |l|)(N_{side} - m)$.

2.3. Polarization splitters

In order to be sensitive to the polarization of the incoming radiation, we also assume that at the output of each horn there is a device which separates the radiation into two orthogonal components denoted \parallel and \perp . Such a separation can be achieved with an orthomode transducer (OMT) in waveguide (Pisano et al. 2007), finline (Chattopadhyay et al. 1999) or planar (Engargiola et al. 1999; Grimes et al. 2007) technologies. Each horn therefore has two outputs measuring the electric field integrated through the beam in the two orthogonal directions. The electric field at the output of the polarization splitter corresponding to horn i coming from direction \mathbf{n} for polarization η (\parallel or \perp) is defined by $e_i^{\eta}(\mathbf{n})$ as:

$$e_i^{\eta}(\mathbf{n}) = B_{in}(\mathbf{n}) E_i^{\eta}(\mathbf{n}). \quad (3)$$

2.4. Phase shifters

Important components of the required setup are the *phase shifters* placed on each of the outputs that allow the phase of the electric field to be shifted by a given angle that can be chosen and controlled externally. As will be shown later in this article, modulating the phases of the input channels is necessary to reconstruct the polarized visibilities (that can be related to cosmological information) from the signal on the detectors. For now we do not make any assumptions on the possible values of the angles but we will see that they have to be chosen carefully in order to optimize the signal to noise ratio. The signal after phase shifting coming from direction \mathbf{n} with polarization η is:

$$e_i^{\eta}(\mathbf{n}) = \exp(i\phi_i^{\eta}) e_i^{\eta}(\mathbf{n}). \quad (4)$$

For obvious hardware reasons, all phase shifters in the setup have to be identical and deliver the same possible phase shifts.

¹ In units of the smallest baseline in the array.

2.5. Beam combiner

In order to be able to perform interferometry, the beam of each horn has to be combined with all the others so that all possible baselines are formed. The realization of a beam combiner is an issue in itself that will not be assessed in the present article. As an example, this can be achieved using a Butler combiner (Butler 1961, Dall’Omo 2003) or with a quasi-optical Fizeau combiner such as the one used for the MBI instrument (Timbie et al. 2006). All of these devices are such that the $2N_h$ input channels result after passing through the beam combiner in N_{out} output channels that are linear combinations of the input ones. To be able to conserve the input power in an ideal lossless device, the number of output channels N_{out} has to be at least equal to the number of input channels $2N_h$. In the output channel k , the electric field coming from direction \mathbf{n} is $z_k(\mathbf{n})$:

$$z_k(\mathbf{n}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{out}}}} \sum_{i=0}^{N_h-1} \sum_{\eta=0}^1 \gamma_{k,i}^\eta \epsilon_i^\eta(\mathbf{n}) \exp(i\phi_i^\eta), \quad (5)$$

where the $\gamma_{k,i}^\eta$ coefficients model the beam combiner, $\eta = 1$ or 0 respectively corresponds to \parallel and \perp polarizations. We choose to deal with configurations where the incoming power is equally distributed among all output channels: the coefficients $\gamma_{k,i}^\eta / \sqrt{N_{\text{out}}}$ have unit modulus: $|\gamma_{k,i}^\eta(k) / \sqrt{N_{\text{out}}}| = 1$. Conservation of the total input power $\sum_{i,\eta} \int |\epsilon_i^\eta(\mathbf{n})|^2 d\mathbf{n} = \sum_k \int |z_k(\mathbf{n})|^2 d\mathbf{n}$ (see Eqs. (7)–(11)) can be easily checked by requiring unitarity of the matrix whose elements are given by $\gamma_{k,i}^\eta$ (one dimension is k and the other is i, η).

In order to simplify the notation, we include the $\gamma_{k,i}^\eta$ phases in the phase shifting terms as $\Phi_{k,i}^\eta = \phi_i^\eta + \text{Arg}(\gamma_{k,i}^\eta)$ so that:

$$z_k(\mathbf{n}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{out}}}} \sum_{i=0}^{N_h-1} \sum_{\eta=0}^1 \epsilon_i^\eta(\mathbf{n}) \exp(i\Phi_{k,i}^\eta). \quad (6)$$

2.6. Total power detector

The signal from each of the outputs of the combiner is not detected in a coherent way as in a pairwise heterodyne interferometer but with a bolometer through its total power averaged on time scales given by the time constant of the detector (larger than the EM wave period). The power on a given bolometer is:

$$S_k = \left\langle \left| \int z_k(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \right|^2 \right\rangle_{\text{time}} \quad (7)$$

$$= \int \langle z_k(\mathbf{n}) z_k^*(\mathbf{n}') \rangle_{\text{time}} d\mathbf{n} d\mathbf{n}'. \quad (8)$$

The signal coming from different directions in the sky are incoherent so that their time averaged correlation vanishes:

$$\langle z_k(\mathbf{n}) z_k^*(\mathbf{n}') \rangle_{\text{time}} = \langle |z_k(\mathbf{n})|^2 \rangle_{\text{time}} \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}') \quad (9)$$

$$= |z_k(\mathbf{n})|^2 \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}'). \quad (10)$$

From now on, z is implicitly replaced by its time-averaged value. The signal on the bolometers is finally:

$$S_k = \int |z_k(\mathbf{n})|^2 d\mathbf{n}. \quad (11)$$

3. Stokes parameter visibilities

Developing the signal on the bolometers in terms of the incoming electric fields easily shows autocorrelation terms for each channel as well as cross-correlation terms between all the possible pairs of channels:

$$S_k = \frac{1}{N_{\text{out}}} \int \left\{ \sum_{i=0}^{N_h-1} \left| \sum_{\eta=0}^1 \epsilon_i^\eta(\mathbf{n}) \exp(i\Phi_{k,i}^\eta) \right|^2 + 2\text{Re} \left[\sum_{i < j} \sum_{\eta_1, \eta_2} \epsilon_i^{\eta_1}(\mathbf{n}) \epsilon_j^{\eta_2*}(\mathbf{n}) \exp(i(\Phi_{k,i}^{\eta_1} - \Phi_{k,j}^{\eta_2})) \right] \right\} d\mathbf{n}. \quad (12)$$

The electric fields from different horns are related through Eq. (2) and introduce the Stokes parameters that are generally used to describe a polarized radiation:

$$I = \langle |E_{\parallel}|^2 \rangle + \langle |E_{\perp}|^2 \rangle, \quad (13)$$

$$Q = \langle |E_{\parallel}|^2 \rangle - \langle |E_{\perp}|^2 \rangle, \quad (14)$$

$$U = \langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle + \langle E_{\perp}^* E_{\parallel} \rangle = 2\text{Re} \langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle, \quad (15)$$

$$V = i \langle (E_{\parallel} E_{\perp}^* - E_{\perp}^* E_{\parallel}) \rangle = -2\text{Im} \langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle. \quad (16)$$

The Stokes parameter visibilities are defined as (S stands for I , Q , U or V):

$$V_S(\mathbf{u}_\beta) = \int S(\mathbf{n}) B_{\text{in}}^2(\mathbf{n}) \exp(2i\pi \mathbf{u}_\beta \cdot \mathbf{n}) d\mathbf{n}. \quad (17)$$

The phase shift differences for a baseline b formed by horns i and j measured in the channel k are:

$$\Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\parallel} = \Phi_{k,i}^{\parallel} - \Phi_{k,j}^{\parallel}, \quad (18)$$

$$\Delta\Phi_{k,b}^{\perp\perp} = \Phi_{k,i}^{\perp} - \Phi_{k,j}^{\perp}, \quad (19)$$

$$\Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp} = \Phi_{k,i}^{\parallel} - \Phi_{k,j}^{\perp}, \quad (20)$$

$$\Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel} = \Phi_{k,i}^{\perp} - \Phi_{k,j}^{\parallel}. \quad (21)$$

Putting all these definitions into Eq. (12) and after some calculations one finds that the signal on the bolometer k can be expressed purely in terms of the Stokes parameter visibilities and the phase shifting values (the subscript b stands for all the $N_h(N_h - 1)/2$ available baselines and n_k is the noise):

$$S_k = \mathbf{\Lambda}_k \cdot \mathbf{S} + \sum_{b=0}^{N_h(N_h-1)/2-1} \mathbf{\Gamma}_{k,b} \cdot \mathbf{V}_b + n_k, \quad (22)$$

where the first term is the autocorrelations of all horns and the second one contains the cross-correlations, hence the interference patterns. We have used the following definitions:

$$\mathbf{\Lambda}_k = \frac{1}{N_{\text{out}}} \sum_{i=0}^{N_h-1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos(\Phi_{k,i}^{\parallel} - \Phi_{k,i}^{\perp}) \\ \sin(\Phi_{k,i}^{\parallel} - \Phi_{k,i}^{\perp}) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S}' = \begin{pmatrix} \int I(\mathbf{n}) B^2(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \\ \int Q(\mathbf{n}) B^2(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \\ \int U(\mathbf{n}) B^2(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \\ \int V(\mathbf{n}) B^2(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \end{pmatrix}, \quad (23)$$

$$\mathbf{\Gamma}_{k,b} = \frac{1}{N_{\text{out}}} \begin{pmatrix} \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\parallel} + \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\perp} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\parallel} + \sin \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\perp}) \\ \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp} - \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp} - \sin \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel}) \\ \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel} + \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel} + \sin \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp}) \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel} - \sin \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp}) \\ -(\cos \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\perp} - \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\parallel}) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{V}_b' = \begin{pmatrix} \text{Re}[V_I(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Im}[V_I(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Re}[V_Q(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Im}[V_Q(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Re}[V_U(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Im}[V_U(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Re}[V_V(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Im}[V_V(\mathbf{u}_b)] \end{pmatrix} \quad (24)$$

All of this can be regrouped as a simple linear expression involving a vector with all the sky information (Stokes parameter autocorrelations \mathbf{S} and all visibilities \mathcal{V}_b) labelled \mathbf{X} and another involving the phase shifting informations ($\mathbf{\Lambda}_k$ and $\mathbf{\Gamma}_{k,b}$) labelled \mathbf{A}_k :

$$\mathbf{S}_k = \mathbf{A}_k \cdot \mathbf{X} + n_k. \quad (25)$$

Finally, various measurements of the signal coming from the N_{out} different channels and/or from different N_t time samples with different phase shifting configurations can be regrouped together (the index k now goes from 0 to $N_d = N_t \times N_{\text{out}}$) by adding columns to \mathbf{A} which then becomes a matrix \mathbf{A} and transforming the individual measurement \mathbf{S}_k into a vector \mathbf{S} :

$$\mathbf{S} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{X} + \mathbf{n} \quad (26)$$

where \mathbf{A} , \mathbf{X} and \mathbf{S} are easily expressed as a function of the quantities defined above (the total number of baselines is $N_b = N_h(N_h - 1)/2$):

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_0 \\ \mathbf{S}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{S}_{N_d-1} \end{pmatrix} \mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mathbf{\Lambda}_0 & \mathbf{\Lambda}_1 & \cdots & \mathbf{\Lambda}_{N_d-1} \\ \mathbf{\Gamma}_{0,0} & \mathbf{\Gamma}_{1,0} & \cdots & \mathbf{\Gamma}_{N_d-1,0} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{\Gamma}_{0,N_d-1} & \mathbf{\Gamma}_{1,N_d-1} & \cdots & \mathbf{\Gamma}_{N_d-1,N_d-1} \end{pmatrix} \mathbf{X}' = \begin{pmatrix} \mathbf{S}' \\ \mathcal{V}'_0 \\ \mathcal{V}'_1 \\ \vdots \\ \mathcal{V}'_{N_b-1} \end{pmatrix}. \quad (27)$$

4. Reconstruction of the visibilities

Once one has recorded enough data samples to invert the above linear problem (we will call such a period a *sequence* in the following), the solution is the usual one assuming that the measurement noise covariance matrix is $N = \langle \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}' \rangle$:

$$\hat{\mathbf{X}} = (\mathbf{A}' \cdot \mathbf{N}^{-1} \cdot \mathbf{A})^{-1} \cdot \mathbf{A}' \cdot \mathbf{N}^{-1} \cdot \mathbf{S}, \quad (28)$$

with covariance matrix:

$$N = \left\langle (\hat{\mathbf{X}} - \langle \hat{\mathbf{X}} \rangle) \cdot (\hat{\mathbf{X}} - \langle \hat{\mathbf{X}} \rangle)' \right\rangle = (\mathbf{A}' \cdot \mathbf{N}^{-1} \cdot \mathbf{A})^{-1}. \quad (29)$$

4.1. Regrouping equivalent baselines

One sees that the dimension N_u of the \mathbf{X} vector of unknowns is rather large: $N_u = 3 + 8 \times N_b$ where $N_b = N_h(N_h - 1)/2$ is the number of baselines formed by the input horn array. For a large horn array this number can become very large. A 10×10 array has for instance $N_b = 4950$ baselines and $N_u = 39603$ unknowns. One needs at least as many data samples as unknowns (and in many cases more than that) so this would involve manipulations of very large matrices. In fact as we said before, depending on the relative positions of the input horns, there may be a lot of *equivalent* baselines: different pairs of horns separated by the same vector \mathbf{u}_b hence measuring exactly the same visibilities. It is clearly advantageous to regroup these equivalent baselines together in order to reduce the dimension of the system. As we will see below there is a huge added-advantage in doing it this way in terms of signal-to-noise ratio if one chooses the phase shifter angles wisely.

In the case where the input horn array is a square grid with size $N_{\text{side}} = \sqrt{N_h}$, the number of different classes of equivalent baselines is $N_{\neq} = 2N_{\text{side}}(N_{\text{side}} - 1) = 2(N_h - \sqrt{N_h}) = 180$ for a 10×10 horn array, hence reducing the number of unknowns to 1443 which is a very large improvement. It is obvious that all equivalent baselines measure the same visibilities and can therefore be regrouped in the linear problem leading to the same

solution as considering the equivalent baselines separately. One just has to reorder the terms in Eq. (22) as first a sum over all different baselines β and then a sum over each of the baselines b_β equivalent to β on the output line k :

$$\mathbf{S}_k = \mathbf{\Lambda}_k \cdot \mathbf{S} + \sum_{\beta=0}^{N_s-1} \mathbf{\Gamma}_{k,\beta} \cdot \mathcal{V}_\beta + n_k, \quad (30)$$

changing the $\mathbf{\Gamma}$ vector to:

$$\mathbf{\Gamma}_{k,\beta} = \frac{1}{N_{\text{out}}} \sum_{b_\beta=0}^{N_{\text{eq}}(\beta)-1} \begin{pmatrix} \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\parallel} + \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\perp} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\parallel} + \sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\perp}) \\ \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\parallel} - \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\perp} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\parallel} - \sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\perp}) \\ \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\perp} + \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\parallel} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\perp} + \sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\parallel}) \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\parallel} - \sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\perp}) \\ -(\cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\perp} - \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\parallel}) \end{pmatrix}. \quad (31)$$

The global system to be solved is written in the same way as before $\mathbf{S} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{X} + \mathbf{n}$, where the matrix \mathbf{A} and the vectors \mathbf{X} and \mathbf{S} are constructed as defined in Eq. (27). Each column of the matrix \mathbf{A} corresponds to phase shifter configurations encoded in $\mathbf{\Gamma}_{k,\beta}$ (for all different baselines β) and $\mathbf{\Lambda}_k$.

4.2. Coherent summation of equivalent baselines

We now investigate the noise covariance matrix for the reconstructed visibilities and how one could optimize it. The noise coming from one horn illuminating one bolometer with the power P_0 during one time sample is (Bowden et al. 2004; Lamarre 1986):

$$\sigma_0^2 = a_s P_0 + a_b P_0^2, \quad (32)$$

where $a_s P_0$ is called the ‘‘shot noise’’ term and $a_b P_0^2$ the ‘‘photon bunching’’ term². Now in the case considered here, N_h horns illuminate N_{out} bolometers, so the total power on one bolometer is $P = N_h/N_{\text{out}} \times P_0$. Thus the noise on one of our detectors is:

$$\sigma^2 = a_s P + a_b P^2 = a_s P_0 \frac{N_h}{N_{\text{out}}} + a_b P_0^2 \times \left(\frac{N_h}{N_{\text{out}}} \right)^2 \quad (33)$$

$$\leq \frac{N_h}{N_{\text{out}}} \sigma_0^2, \quad (34)$$

because $N_{\text{out}} \geq 2N_h$. We shall therefore use this upper limit to express the noise covariance matrix of the measured data samples. We assume for simplicity that the noise is stationary and uncorrelated from one data sample to another and that the combiner is lossless (for a Butler combiner this is true if $N_{\text{out}} = 2N_h$). The noise covariance matrix is then diagonal and is written:

$$N = \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_{\text{out}}} \times \mathbb{I}, \quad (35)$$

where \mathbb{I} is the $N_d \times N_d$ identity matrix ($N_d = N_{\text{out}} \times N_t$ is the number of data samples taken during N_t time samples with N_{out}

² At 90 GHz with 30% bandwidth, the second term is not negligible if one observes from the ground. From space however, still at 90 GHz, the second term becomes negligible as the input power is significantly reduced.

output channel). The visibilities covariance matrix (see Eq. (29)) is written:

$$\mathcal{N} = \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_{\text{out}}} \times (A^t \cdot A)^{-1}. \quad (36)$$

We have regrouped all equivalent baselines together in A ; each of its elements is therefore the sum on N_{eq} sines and cosines of the phase shifting angles (as expressed in Eq. (31)). We will assume here that the angles are chosen randomly and uniformly from a set of possible values between 0 and 2π . Now there are two possibilities depending on the choice of the phase shifting angles for all baselines equivalent to a given one: they can all be different or they can all be equal. We refer to this choice as *incoherent* or *coherent* summation of equivalent baselines:

- *Incoherent summation of equivalent baselines*: each of the sum of the two sine/cosine functions of the uniformly distributed angles has zero average and a variance 1. Each element of $\mathbf{\Gamma}_{k,\beta}$ is the sum of N_{eq} of these and the *Central Limit Theorem* states that it will have zero average and a variance $\left(\frac{1}{N_{\text{out}}}\right)^2 N_{\text{eq}}(\beta)$.
- *Coherent summation of equivalent baselines*: then each element of $\mathbf{\Gamma}_{k,\beta}$ is $\frac{1}{N_{\text{out}}} N_{\text{eq}}(\beta)$ times the same angle contribution with variance 1. The matrix elements ends up having a variance $\left(\frac{1}{N_{\text{out}}}\right)^2 N_{\text{eq}}^2(\beta)$.

Coming back to $A^t \cdot A$, the multiplication by the transpose will add all the N_d different data samples. The off-diagonal elements will cancel out because the angles are uncorrelated from one channel to another. The average of the diagonal elements will be the variance of the elements in A multiplied by N_d . So finally, depending on the choice between incoherent or coherent summation of equivalent baselines, the visibility covariance matrix will scale in a different manner:

$$\mathcal{N} = \begin{cases} \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_{\text{out}}} \frac{1}{N_d} \frac{N_{\text{out}}^2}{N_{\text{eq}}(\beta)} = \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_t} \frac{1}{N_{\text{eq}}(\beta)} & \text{for incoherent summation,} \\ \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_{\text{out}}} \frac{1}{N_d} \frac{N_{\text{out}}^2}{N_{\text{eq}}^2(\beta)} = \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_t} \frac{1}{N_{\text{eq}}^2(\beta)} & \text{for coherent summation.} \end{cases} \quad (37)$$

Of course the evaluation above is only valid in a statistical sense, insofar as the phase shifts are really randomly chosen. If this the case, Eq. (37) are true up to random corrections of relative order $1/\sqrt{N_d}$. The latter scaling in Eq. (37) is clearly more advantageous and optimises the reconstruction of the visibilities. In fact this result is quite obvious: if the phase shifting angles for equivalent baselines are all different, the coefficients of the linear problem that one wants to invert will always be smaller than if the summation of equivalent baselines is performed coherently. The signal to noise ratio on the visibilities will therefore be optimal if one maximises the coefficients, which is obtained by choosing the coherent summation.

4.3. Comparison with classical interferometers and imagers

The variance on the visibilities obtained above in the case of a coherent summation of equivalent baselines can be rewritten:

$$\sigma_{V(\beta)}^2 = \frac{N_h}{N_{\text{eq}}(\beta)} \frac{\sigma_0^2}{N_t N_{\text{eq}}(\beta)}, \quad (38)$$

that can be compared³ to formula (28) in Hobson & Magueijo (1996) which is the equivalent for pairwise heterodyne

³ The notations are different: t_{vis} in (Hobson & Magueijo 1996) has to be replaced by our N_t ; their n_{vis} is the number of equivalent baselines

interferometry $\sigma_0^2/N_t N_{\text{eq}}(\beta)$. We see that the only difference introduced by bolometric interferometry is the factor $N_h/N_{\text{eq}}(\beta)$. On average, the number of equivalent baselines is $\langle N_{\text{eq}} \rangle = (N_h(N_h - 1)/2)/N_{\neq} \approx N_h/4$, but is much larger for small baselines. The design of the instrument has to be such that the “interesting” baselines are very redundant leading to a N_h/N_{eq} closer to one. The resulting expression of the variance on visibilities for bolometric interferometry therefore only differs by this slightly larger than one factor with respect to pairwise heterodyne interferometry. The important point is that the value of σ_0 for bolometric interferometry is typical of a bolometer (photon noise dominated) hence smaller than what can be achieved with HEMT amplifiers in a pairwise heterodyne interferometer.

This result can be summarized as follows: a bolometric interferometer using coherent summation of equivalent baselines can achieve the sensitivity that would be obtained with a pairwise heterodyne interferometer with the noise of a bolometric instrument (and without the complexity issues related to the large number of channels). Such an instrument would therefore also be competitive with an imager that would have the same number of bolometers as we have input channels in our bolometric interferometer. This is shown in Hamilton et al. (2008) where a detailed study comparing a bolometric interferometer, a pairwise heterodyne interferometer and an imager from the sensitivity point of view is done. On the other hand, if the equivalent baselines are summed incoherently, it is obvious that the sensitivity would be very poor due to the absence of the $1/N_{\text{eq}}$ additional factor. However, bandwidth is usually an additional difficulty in interferometry, limiting the sensitivity at small scales as signals at different frequencies do not interfere coherently. The problem of bandwidth is now under detailed study.

The next section shows how it is possible to choose the phase shifting sequences in such a way that the prescription of *coherent summation of equivalent baselines* is enforced.

5. Choice of the optimal phase sequences

One wants the phase shifting scheme to be such that *equivalent baselines* have exactly the same sequence but that *different baselines* have different phase shifts so that they can be disentangled by the linear inversion corresponding to Eq. (30). Now let’s see how to comply with this constraint of having *equivalent* baselines correspond to identical phase differences. As can be seen in Eq. (6), the phase shifts have two different origins: the phase shifters themselves whose angles can be chosen to follow a given sequence and are the same for all output channels and the phase shifts coming from the beam combiner. Each input is labelled by the horn number $0 \leq i \leq N_h - 1$ and the polarization direction η . Each output is labelled by its number $1 \leq k \leq N_{\text{out}}$. The phase shift differences are therefore

$$\Delta\Phi_{k,i,\eta\eta'} = \underbrace{(\phi_{i\eta} - \phi_{j\eta'})}_{\text{phaseshifters}} + \underbrace{(\text{Arg}(\gamma_{k,i}^\eta) - \text{Arg}(\gamma_{k,j}^{\eta'}))}_{\text{beam combiner}}. \quad (39)$$

a) Phase shifter phase differences (unpolarized case):

We assume that the horns are placed on a square array with size $N_{\text{side}} = \sqrt{N_h}$ as in Fig. 2. In this case, the position of all horns can

N_{eq} . In our paper σ_0 corresponds to $s\Omega$, in their article as a noise equivalent power NEP has to be replaced by $\text{NET} \times \Omega$ when treating noise in temperature units rather than in power units.

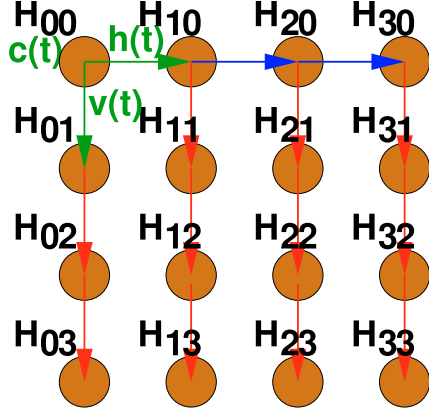


Fig. 2. Choosing all the phase sequences from that of one horn and two phase sequence differences (represented in green).

be parametrized, in units of the minimum horn separation, as a vector $\mathbf{d}_i = \begin{pmatrix} l_i \\ m_i \end{pmatrix}$ where l_i and m_i are integers running from 0 to $N_{\text{side}} - 1$ such that $i = l_i + N_{\text{side}} m_i$. In this case, we have seen that there are $N_{\beta} = 2(N_h - \sqrt{N_h})$ different classes of equivalent baselines labelled \mathbf{u}_{β} . Forgetting about polarization, the phase sequences can be constructed from a vector of two independent random phase sequences $h(t)$ and $v(t)$ which separate the horizontal and vertical directions in the horn array:

$$\phi_i(t) = \mathbf{d}_i \cdot \mathbf{s}(t) \text{ where } \mathbf{s}(t) = \begin{pmatrix} h(t) \\ v(t) \end{pmatrix}. \quad (40)$$

The phase shift difference associated with the baseline between horns i and j is

$$\phi_i - \phi_j = (\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_j) \cdot \mathbf{s}(t), \quad (41)$$

and it is clear that the phase shift difference sequences will be the same for all baselines such that $\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_j = \mathbf{u}_{\beta}$, where β is one of the classes of equivalent baselines. Because the two random sequences $h(t)$ and $v(t)$ have been chosen independently, the phase sequences associated with two different baseline classes $\beta \neq \beta'$ will be different.

b) Separating polarizations:

Looking at formula (24), it is clear that one will not be able to separate V_I and V_Q visibilities, unless one uses two independent vectors of sequences $\mathbf{s}_{\parallel}(t) \neq \mathbf{s}_{\perp}(t)$. However, in this case V_U and V_V are not measured with maximum accuracy because the phase shift differences

$$\phi_{i\parallel} - \phi_{j\perp} = \mathbf{s}_{\parallel}(t) \cdot \mathbf{d}_i - \mathbf{s}_{\perp}(t) \cdot \mathbf{d}_j$$

are not equal for two different but equivalent baselines, so that they do not add coherently. One is therefore led to use alternately two measuring modes:

1. One mode where $\mathbf{s}_{\parallel}(t) \neq \mathbf{s}_{\perp}(t)$, where phase shifts differences read:

$$\phi_{i\eta} - \phi_{j\eta} = \mathbf{s}_{\eta}(t) \cdot (\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_j).$$

In this mode, V_I and V_Q are measured with maximum accuracy (noise reduction $\propto N_{\text{eq}}^2$), but V_U and V_V are only measured with noise a reduction $\propto N_{\text{eq}}$.

2. One mode with $\mathbf{s}_{\parallel}(t) = \mathbf{s}_{\perp}(t) = \mathbf{s}(t)$. Then however, one cannot measure V_V because

$$\phi_{i\parallel} - \phi_{j\perp} = \mathbf{s}(t) \cdot (\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_j) = \phi_{i\perp} - \phi_{j\parallel},$$

therefore one must introduce two more sequences $c_{\parallel}(t) \neq c_{\perp}(t)$ (one of them may be zero) independent from one another and from $\mathbf{s}(t)$, such that $\phi_{i\eta} = \mathbf{s}(t) \cdot \mathbf{d}_i + c_{\eta}(t)$. Then:

$$\phi_{i\parallel} - \phi_{j\perp} = \mathbf{s}(t) \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) + c_{\parallel}(t) - c_{\perp}(t)$$

whereas

$$\phi_{i\perp} - \phi_{j\parallel} = \mathbf{s}(t) \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) + c_{\perp}(t) - c_{\parallel}(t)$$

but

$$\phi_{i\parallel} - \phi_{j\parallel} = \phi_{i\perp} - \phi_{j\perp} = \mathbf{s}(t) \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j),$$

which means that V_I , V_U and V_V are measured with maximum accuracy (noise reduction $\propto N_{\text{eq}}^2$), but V_Q is not measured at all.

We mentioned before that we need all phase shifters to be identical: they all have to be able to produce the same n_{ϕ} phase shifts (let us call this ensemble Ψ) but in different order. If $h_{\eta}(t)$, $v_{\eta}(t)$ and $c_{\eta}(t)$ are sequences of elements belonging to Ψ , then the phase for any horn also has to belong to Ψ , meaning that $\phi_{i\eta}(t) = l_i h_{\eta}(t) + m_i v_{\eta}(t) + c_{\eta}(t)$ has to belong to Ψ . As shown in Appendix A, this requires us to choose the n_{ϕ} values of the phase shifts regularly spaced between 0 and 2π as:

$$\phi_n = n \frac{2\pi}{n_{\phi}} \quad (n = 0, \dots, n_{\phi} - 1). \quad (42)$$

The elementary sequences $h_{\eta}(t)$, $v_{\eta}(t)$ and $c_{\eta}(t)$ are uniform random samples of N_{ϕ} values taken among the n_{ϕ} elements of Ψ . They must be chosen independent from one another to make sure that unequivalent baselines do not share the same sequence of phase differences.

c) Beam combiner phase difference:

As was said before there are two main designs for the beam combiner: Butler combiner (Dall'Omo 2003) or quasi optical combiner (Timbie et al. 2006). Without going into details, let us say that identical phase shifts for equivalent baselines are naturally obtained for the quasi optical combiner, and are achieved through an adequate wiring for the Butler combiner.

d) Summary and expected accuracy:

Finally, in order to recover the visibilities keeping to the ‘‘coherent summation of equivalent baselines’’ criterion, one has to build phase sequences that successively follow modes 1 and 2 on an equal footing, build the corresponding A matrix and solve the system. There is a price to pay: during the first half sequence, V_I and V_Q are measured with optimal accuracy but V_U and V_V are not, during the second half sequence, V_I , V_U , and V_V are measured with optimal accuracy but V_Q is not measured at all. We therefore expect the sensitivity on V_Q , V_U and V_V to decrease by roughly a factor of $\sqrt{2}$ with respect to the sensitivity on V_I , although the sensitivity on V_U and V_V will be slightly better constrained than on V_Q .

6. Monte-Carlo simulations

We have investigated what was discussed above using Monte-Carlo simulations. There are three approaches that have to be

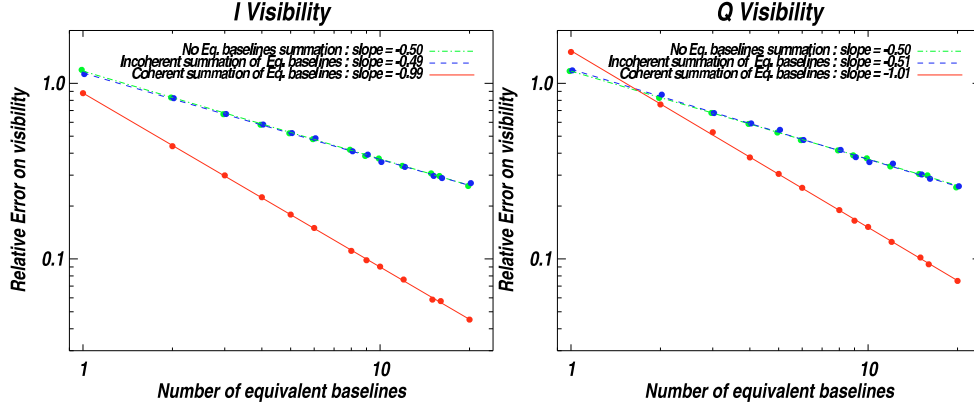


Fig. 3. Relative rms on visibility residuals for V_I (left) and V_Q (right). The behaviour for V_U and V_V would be exactly the same as for V_Q . The rms on the residuals has been divided by the expected $\sigma_0 \times \sqrt{\frac{N_h}{N_t}}$ scaling for each strategy to exhibit only the dependence with the number of equivalent baselines. The data points were fitted with linear slopes to log-log scale to measure the power of the scaling. One sees that the strategy where equivalent baselines are summed in a coherent way leads to a much better scaling $\propto \frac{1}{N_{\text{eq}}}$ than the other strategies that both scale as $\propto \frac{1}{\sqrt{N_{\text{eq}}}}$.

compared for the reconstruction of the Stokes parameter visibilities:

- considering all baselines independantly without regrouping the equivalent ones. We expect this method to have error bars scaling as $1/\sqrt{N_{\text{eq}}}$. The system to solve is large in that case;
- regrouping the equivalent baselines without any choice of the phase shifts so that they do not add in a coherent way. We expect this method to be exactly equivalent to the previous one but with a reduced size of the matrices;
- following the strategy to regroup equivalent baselines and choosing the phases so that they are coherently added. We expect the error bars to scale as $1/N_{\text{eq}}$ and therefore be the most efficient.

In each case, we have simulated random visibilities with V_Q , V_U and V_V a hundred times lower than V_I as expected from the CMB and calculated the signal expected on the bolometers using the phase shift values for the three above strategies. We then added Gaussian noise with a variance $\sigma_{\text{MC}}^2 = \sigma_0^2 N_h / N_t$ to the bolometer signal. In each case we have performed a large number of noise and phase shift sequence realisations. For each realisation, we have stored the reconstructed and input visibilities and analysed the residual distributions. We have investigated the three above strategies and also the behaviour of the third one (coherent summation of equivalent baselines) with respect to the two free parameters: the length of the phase shift sequence before inverting the linear problem and the number of different phase shift angles (regularly spaced between 0 and 2π as shown in Appendix A).

6.1. Scaling with the number of equivalent baselines

We show in Fig. 3 the scaling of the rms residuals on the visibilities as a function of the number of equivalent baselines. We have divided the rms by $\sigma_0 \sqrt{N_h / N_t}$ in order to isolate the effects that are specific to bolometric interferometry and depend on the way equivalent baselines are summed (see Eq. (37)). We see that as expected the scaling is $\propto 1/N_{\text{eq}}$ if one solves the problem by maximizing the signal to noise ratio using our coherent summation of equivalent baselines. The poor $1/\sqrt{N_{\text{eq}}}$ scaling is also observed when all baselines are considered separately or when the phase shift angles are not chosen optimally.

6.2. Scaling with the number of samples and number of different phases

Let's now concentrate on the optimized strategy described above: coherent summation of equivalent baselines. We show in Fig. 4 the scaling of the rms residuals on the visibilities with respect to the length of the sequence and the number of different phases achieved by the phase shifters (as shown in Appendix A, these have to be regularly spaced between 0 and 2π). The rms values have been divided by $\frac{\sigma_0}{N_{\text{eq}}} \sqrt{\frac{N_h}{N_t}}$.

One observes (Fig. 4 left) that the linear problem is singular when the number of different phases is not sufficient. Varying the number of horns in the array led us to derive the general scaling $\approx 2\sqrt{N_h}$ for the minimum number of phases. Increasing the number of possible angles does not improve the residuals. Concerning the length of the sequence (Fig. 4 right), one observes that when it is slightly larger than the number of unknowns ($N_u = 3 + 8 \times N_\#$ where $N_\#$ is the number of different baselines, $N_\# = 2(N_h - \sqrt{N_h})$ for a square array) then the reconstruction of the visibilities is not optimal due to the lack of constraints. Optimality is progressively reached when integrating a larger number of samples before inverting the problem. A reasonable result is obtained when $N_d \approx 4 \times N_u$. The expected $\approx \sqrt{2}$ difference between the accuracy on V_I and that on V_Q , V_U and V_V (due to the fact that we have to perform two successive phase shifting schemes in order to measure all three polarized visibilities) is also confirmed by the simulation.

7. How to proceed with a realistic instrument?

When dealing with a realistic instrument one has to account for systematic errors and uncertainty to choose the precise data analysis strategy. We do not want to address the broad topic of systematic effects with bolometric interferometry in this article (we refer the interested reader to (Bunn 2007) where systematic issues for interferometry are treated in a general way) but stress one point that is specific to the method we propose here, related to intercalibration of the bolometers in the detector array.

Inverting the linear problem in Eq. (30) is expressing the Stokes parameter visibilities as linear combinations of the N_d

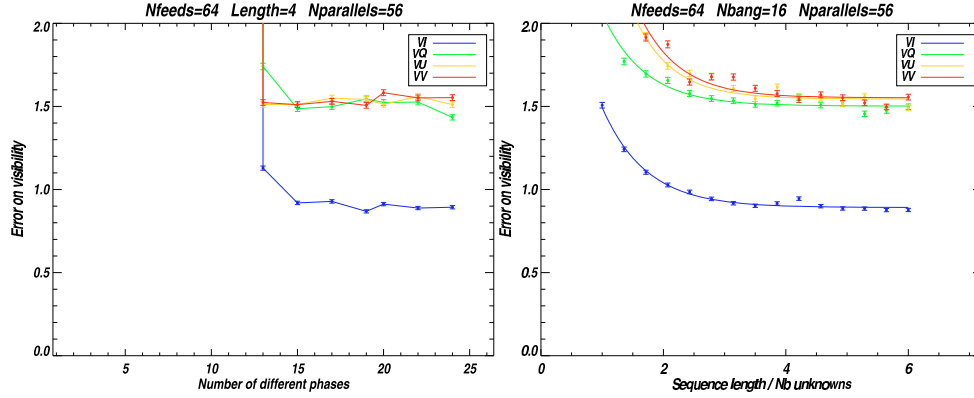


Fig. 4. Scaling of the rms residuals (divided by $\frac{\sigma_0}{N_{\text{eq}}} \sqrt{\frac{N_h}{N_t}}$) on the Stokes parameter visibilities with respect to the number of different phases achieved by the phase shifters and the number of different phase configurations used for the analysis (length of the sequence). One sees on the left that for a number of horns of 64 one needs at least 12 or 13 different angles to be able to solve the linear problem. It is clear from the plot on the right that the longer the sequence, the better the residuals, but a plateau is rapidly reached when the number of samples is around 4 times the number of unknowns in the linear problem. One can also see the factor $\approx \sqrt{2}$ between the accuracy on the intensity and the polarized Stokes parameters due to the two-step phase shifting scheme that we have to perform to be able to reconstruct them all.

signal measurements performed with different phase shifting configurations. These measurements can be those of the N_{out} bolometers each in N_t time samples. This is where intercalibration issues have to be considered. Linear combinations of signals measured by different bolometers are extremely sensitive to errors in intercalibration and will induce leakage of intensity into the polarized Stokes parameters if it is not controlled with exquisite accuracy. So we claim that combining different bolometers in the reconstruction of the visibilities in a bolometric interferometer such as the one we describe here is not a wise choice unless the bolometer array is very well intercalibrated (through precise flat-fielding). The solution we propose is to treat all the bolometers independently, inverting the linear problem separately for each of them. This requires many time samples for the phase shift sequences but is safer from the point of view of systematics. As a realistic example, for a 10×10 elements square input array, the number of different baselines is 180 and the number of unknowns is 1443. An optimal reconstruction of the visibilities can therefore be achieved with ~ 6000 time samples. The duration of the time samples is driven by both the time constant of the bolometers (very short with TES) and the speed achieved by the phase shifter to switch from one phase to the other. A reasonable duration for the time samples is about 10 ms which would correspond to sequences lasting about one minute. It is likely that the cryogenic system of such a bolometric interferometer would ensure a stable bath on the minute time scale so that the knee frequency of the bolometric signal would be smaller than 1 min^{-1} . In such a case, the noise can be considered as white (diagonal covariance matrix) during each sequence and the inversion is easily tractable even with 6000 samples vectors. We are currently performing fully realistic simulations including systematic effects; the results will be presented in a future publication.

Conclusions

We have investigated ways to reconstruct the Stokes parameter visibilities from a bolometric interferometer. It turns out that all three complex Stokes parameter visibilities can be

reconstructed with an accuracy that scales as the inverse of the number of equivalent baselines if one follows a simple prescription: all equivalent baselines have to be factorized together in a coherent way, meaning that the phase shift differences have to be equal for equivalent baselines. We have proposed a simple way to construct such phase shift sequences and tested it on a Monte-Carlo simulation. The simulation confirms that the scaling of the errors on the visibilities is $\propto \sqrt{N_h}/N_{\text{eq}}$ if one follows our prescription but $\propto \sqrt{N_h}/N_{\text{eq}}$ otherwise.

The main conclusion of this article is therefore that a bolometric interferometer can achieve a good sensitivity only with an appropriate choice of the phase shift sequences (coherent summation of equivalent baselines). A detailed study of the sensitivity of a bolometric interferometer (Hamilton et al. 2008) shows that they are competitive with imagers and pairwise heterodyne interferometers.

We also discussed the data analysis strategy and proposed a solution for the possible cross-calibration issues between the different bolometers. Even though one has simultaneously N_{out} measurements of the signal with different phase configurations, it might be preferable not to combine these measurements but rather to reconstruct the visibilities on each bolometer separately and combine the visibilities afterwards. Such a strategy would increase the length of the phase shifting sequences, but in a reasonable (and tractable) way thanks to the intrinsic shortness of our proposed phase shifting scheme.

Acknowledgements. The authors are grateful to the whole BRAIN collaboration for fruitful discussions.

Appendix A: Proof of the necessity of having regularly spaced phase shift values

When we use the phase shift configurations of Eq. (40), the antenna with coordinates (i, j) will be phase shifted by:

$$\phi_{i,j}(t) = ih(t) + jv(t) + c(t). \quad (\text{A.1})$$

In practice we are only able to construct a limited number of different phase shifters, and the phase shift sequences $h(t)$, $v(t)$

and $c(t)$ will be independent random sequences of phase shifts taken from the same set Φ of n phase shifts ϕ_p . For all phase shifts in Eq. (A.1) to belong to Φ , it is necessary that $l \times \phi_p$ (modulo 2π) also belongs to Φ . Let us write the smallest non-zero element of Φ as:

$$\phi_{\min} = \frac{2\pi}{n + \epsilon}, \quad n \in \mathbb{N}, \quad 0 \leq \epsilon < 1. \quad (\text{A.2})$$

$(n + 1)\phi_{\min}$ (modulo 2π) should also belong to Φ , but

$$(n + 1)\phi_{\min} = 2\pi + \frac{2\pi(1 - \epsilon)}{n + \epsilon} = \frac{2\pi(1 - \epsilon)}{n + \epsilon} \pmod{2\pi}. \quad (\text{A.3})$$

Therefore $(n + 1)\phi_{\min} < \phi_{\min}$ (modulo 2π), and cannot belong to Φ unless $\epsilon = 0$. One concludes that the set Φ_n of n phase shifts has to be of the form:

$$\Phi_n = \left\{ \phi_{n,p} = \frac{2\pi p}{n} \mid n \in \mathbb{N}, p \in \mathbb{N}, 0 \leq p < n \right\}, \quad (\text{A.4})$$

which finally is a quite obvious choice.

References

- Ade, P., Bock, J., Bowden, M., et al. 2008, *ApJ*, 674, 22
 Bevis, N., Hindmarsh, M., Kunz, M., et al. 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 1722
 Bock, J., Church, S., Devlin, M., et al., CMB Task Force report 2006 [arXiv:astro-ph/0604101]
 Bunn, E. F. 2007, *Phys. Rev. D*, 75, 3084
 Bowden, M., Taylor, A. N., Ganga, K. M., et al. 2004, *MNRAS*, 349, 321
 Butler, J., & Lowe, R. 1961, *Electron. Des.* 9, 170
 Charlassier, R., for the BRAIN Collaboration 2008 [arXiv:0805.4527v1]
 Chattopadhyay, G., & Carlstrom, J. E. 1999, *IEEE Microwave and Guided wave letters*, 9(9)
 Crill, B., Ade, P. A. R., Battistelli, E. S., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7010 [arXiv:0807.1548]
 Dall'Omo, Ch. 2003, Ph.D. Thesis, Université de Limoges, France
 Dunkley, J., Komatsu, E., Nolta, M. R., et al. 2009, *ApJS*, 180, 306
 Engargiola, G., & Plambeck, R. L. 2003, *Rev. Sci. Inst.*, 74, 1380
 Grimes, P. K., King, O. G., Yassin, G., & Jones, M. E. 2007, *Electronics Letters*, 43, 1146
 Hamilton, J.-Ch., Charlassier, R., Cressiot, C., et al. 2008, *A&A*, 491, 923
 Hobson, M. P., & Magueijo, J. 1996, *MNRAS*, 283, 1133
 Kallosh, R., & Linde, A. 2007, *JCAP*, 04, 017
 Kovac, J., Leitch, E. M., Pryke, C., et al. 2002, *Nature*, 420 772
 Lamarre, J.-M. 1986, *Appl. Opt.*, 25, 870
 Liddle, A. R., & Lyth, D. H., 2000, *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure* (Cambridge University Press)
 Nolta, M. R., Dunkley, J., Hill, R. S., et al. 2009, *ApJS*, 180, 296
 North, C. E., Johnson, B. R., Ade, P. A. R., et al. 2008, *Proc. Rencontres Moriond* [arXiv:0805.3690]
 Oxley, P., Ade, P., Baccigalupi, C., et al. 2004, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, 5543, 320
 Polenta, G., Ade, P. A. R., Bartlett, J., et al. 2007, *New Ast. Rev.*, 51, 256
 Pogosian, L., & Wyman, M. 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 083509
 Pisano, G., Pietranera, L., Isaak, K., et al. 2007, *IEEE Microwave and wireless components letters*, 17, 286
 Readhead, A. C. S., Myers, S. T., Pearson, T. J., et al. 2004, *Science*, 306, 836
 Samtleben, D., et al. 2008, *Proc. Renc. Moriond* [arXiv:0806.4334]
 Saklatavala, G., Withington, S., Hobson, M. P., et al. 2008, *J. Opt. Soc. Am. A*, 25(4), 958
 Takahashi, Y. D., Barkats, D., Battle, J. O., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7020, 70201
 Timbie, P. T., Tucker, G. S., Ade, P. A. R., et al. 2006, *New Astron. Rev.*, 50, 999
 Urrestilla, J., Mukherjee, P., Liddle, A. R., et al. 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 123005
 Withington, S., Hobson, M. P., & Campbell, E. S. 2008, *J. Opt. Soc. Am. A*, 21, 1988
 Zmuidzinas, J. 2003, *J. Opt. Soc. Am. A*, 20, 218

AUTHOR GHRIBI Adnan

TITLE Millimeter wave superconducting devices for measuring CMB polarization - Application to interferometric bolometry.

SUPERVISOR PIAT Michel

ABSTRACT The measurement of the B-mode polarization of the cosmic microwave background is one of the most important targets in cosmology. Indeed, if detected, it would be the signature of primordial gravitational waves. This goal is also one of the biggest instrumental challenges in term of sensitivity and systematic cleanness. This can be achieved only by intelligent detection architecture, sensitive detectors and efficient components. In this document, we present an original detection architecture based on bolometric interferometry and used for QUBIC instrument. We also study superconducting planar devices to be used in this kind of architecture. Among them, there are filters, orthogonal mode transducers and phase shifters.

KEYWORDS Cosmic Microwave Background • B-mode polarization • Bolometric interferometry • QUBIC • Millimeter wave instrumentation • Superconducting planar devices • OMT • Phase shifter • Filter.

FIELD Astronomy & Astrophysics

Address Laboratoire AstroParticule et Cosmologie (UMR7164)
Université Paris Diderot
10 Rue Alice Domon et Léonie Duquet
75205 Paris Cedex 13

