



HAL
open science

De PLANCK à BPOL :Développements instrumentaux pour la caractérisation de la polarisation du Fond Diffus Cosmologique

Michel Piat

► **To cite this version:**

Michel Piat. De PLANCK à BPOL :Développements instrumentaux pour la caractérisation de la polarisation du Fond Diffus Cosmologique. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2008. tel-00346936

HAL Id: tel-00346936

<https://theses.hal.science/tel-00346936v1>

Submitted on 15 Dec 2008

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.



Michel PIAT

**De PLANCK à BPOL :
Développements instrumentaux pour la
caractérisation de la polarisation du Fond
Diffus Cosmologique**

Habilitation soutenue le 5 décembre 2008 devant la commission d'examen composée de :

Alain	BENOIT	Président du jury
François	COUCHOT	Rapporteur
Yannick	GIRAUD-HÉRAUD	Examineur
Jean-Loup	PUGET	Rapporteur
Louis	RODRIGUEZ	Examineur
Carlo	SIRTORI	Rapporteur

Table des matières

Introduction	iii
1 Le Fond Diffus Cosmologique	1
1.1 Le modèle standard	1
1.2 La polarisation des anisotropies du CMB	2
1.3 Effet de lentillage et avants-plans	4
1.4 Etat actuel des observations	4
1.5 Perspectives	4
2 Planck	7
2.1 L'apport de Planck	7
2.2 L'instrument HFI	10
2.3 Les effets thermiques	13
2.4 Perspectives	15
3 Matrice de bolomètres supraconducteurs	17
3.1 Motivations	17
3.2 Contraintes pour la réalisation de matrice de bolomètre	18
3.3 Bolomètre supraconducteur	19
3.4 La collaboration DCMB	22
3.5 La filière supraconducteur de DCMB	24
3.6 Perspectives	29
4 Vers de nouvelles architectures de détection	31
4.1 Motivations	31
4.2 La technologie Niobium	33
4.3 La collaboration BSD (B-mode Superconducting Detectors)	35
5 L'interférométrie bolométrique	41
5.1 Principe de détection	41
5.2 DIBO	46
5.3 Le projet BRAIN-MBI	47
5.4 Perspectives	51
6 L'expérience Penzias et Wilson @ APC	53
6.1 La détection par Penzias et Wilson	53
6.2 L'expérience Penzias et Wilson @ APC	53
6.3 Analyse approfondie des contraintes instrumentales	55
6.4 Réalisation	60
6.5 Observations et résultats	64
6.6 Perspectives	67
Conclusion	69

TABLE DES MATIÈRES

Bibliographie	71
Curriculum Vitae	77
Publications	83
Publications sélectionnées	91

Introduction

Le rayonnement fossile à 3K ou Fond Diffus Cosmologique (FDC ou CMB pour *Cosmic Microwave Background*) constitue, avec la nucléosynthèse primordiale et l'expansion de l'Univers, l'un des trois piliers de la théorie du Big-Bang. Le CMB a été découvert par hasard en 1964 par Penzias et Wilson ce qui leur a valu le prix Nobel de Physique en 1978. Presque trente ans se sont écoulés entre cette découverte et la première caractérisation précise du CMB depuis l'espace en 1992 par le satellite COBE de la NASA. Les mesures de ce dernier ont permis de montrer d'une part que le CMB est le meilleur corps noir connu, avec une température $T=2.726\text{K}$ et d'autre part qu'il est extraordinairement homogène avec des fluctuations d'au plus $100\mu\text{K}$ en intensité. J.C. Mather et G.F. Smoot ont d'ailleurs reçu le prix Nobel de Physique 2006 pour ces résultats qui sont parmi les prédictions les plus fortes de la théorie du Big Bang.

L'évolution récente de l'instrumentation sub-millimétrique (sub-mm) et millimétrique (mm) permet aujourd'hui d'observer les plus fines fluctuations en intensité et en polarisation du CMB. Ces anisotropies du CMB sont principalement les traces des fluctuations de densité présentes lors du découplage rayonnement-matière. Leur statistique peut être comparée à des modèles d'évolution des structures permettant ainsi de déterminer les paramètres cosmologiques de l'Univers. Après la mission NASA WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, lancée en 2001), le satellite Planck de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) dont le lancement est prévu pour mi-2009 apparaît comme l'expérience ultime pour la caractérisation des anisotropies en intensité du CMB jusqu'à des tailles angulaires de 5 minutes d'arc. Sa sensibilité, de plus d'un ordre de grandeur meilleure que WMAP, permettra d'atteindre une précision limitée uniquement par les avant-plans astrophysiques. Les données de Planck permettront entre autres, de déterminer les principaux paramètres cosmologiques avec une précision meilleure que le pour cent.

Après les anisotropies en intensité, la polarisation du CMB est l'un des prochains défis de la cosmologie observationnelle. En effet, l'un des modes de polarisation du CMB (le mode B) est la signature unique des ondes gravitationnelles primordiales produites lors de l'inflation, une phase d'expansion exponentielle qui aurait eu lieu dans les tous premiers instants de l'Univers. Le mode B de polarisation permet ainsi d'avoir accès à l'une des phases les plus complexes de l'Univers primordial. La détection des ondes gravitationnelles provenant de l'inflation serait une découverte majeure pour la cosmologie et pour la physique fondamentale. Le mode B, encore jamais détecté, est cependant attendu à un niveau extrêmement faible, d'au moins 7 ordres de grandeur inférieur au monopôle (soit au moins 3 ordres de grandeur inférieur aux anisotropies en intensité du CMB).

Planck-HFI

Mon travail de thèse et de postdoc a porté sur la définition de l'instrument haute fréquence du satellite Planck (HFI, *High Frequency Instrument*, chapitre 2) qui comporte 52 bolomètres refroidis à 100mK répartis dans 6 bandes de fréquences couvrant la gamme entre 100GHz et 857GHz. J'ai ainsi acquis une vision globale de l'instrument et de ses objectifs scientifiques ce qui m'a amené à prendre la responsabilité de *Deputy Instrument Scientist* (scientifique responsable de l'instrument adjoint) depuis septembre 1999. Le développement de l'instrument HFI s'accompagne de la préparation à l'exploitation scientifique des données pour laquelle ma connaissance approfondie de l'instrument est importante. J'ai ainsi contribué au développement des outils d'analyse et de simulation nécessaires à l'étude des effets systématiques, en particulier au niveau thermique et chaîne de détection. J'ai de plus participé à l'étalonnage et aux tests de l'instrument au sol. Après le lancement, j'assurerai pour le consortium le suivi du comportement de

l'instrument durant les phases de réglage et d'observation afin d'optimiser les performances.

La polarisation du CMB... vers de nouveaux instruments

Les hypothèses théoriques actuelles sur le niveau des modes B permettent d'envisager une détection par Planck-HFI dans l'hypothèse où ce niveau serait dans sa borne supérieure. Il sera cependant impossible d'en obtenir une caractérisation complète. Il est ainsi nécessaire de prévoir dès maintenant une ou plusieurs expériences capables de caractériser le mode B de polarisation. Sur le plan instrumental, cela se traduit directement en termes de sensibilité mais aussi de contrôle des effets parasites induits par la méthode de mesure. Ces deux contraintes sont exactement au centre des préoccupations de l'équipe d'instrumentation millimétrique que j'ai créée à l'APC. Séduit par la dynamique du laboratoire APC dans le cadre de la refondation de l'UFR de physique de l'université Paris Diderot, j'ai créé cette équipe d'instrumentation millimétrique depuis mon arrivée à l'APC en 2003, avec l'objectif de contribuer fortement au développement des futurs instruments pour l'observation de la polarisation du CMB. Mon équipe comprend actuellement trois ingénieurs de recherche, un étudiant en thèse, un ingénieur et un technicien. Elle apporte une expertise instrumentale essentielle au groupe Cosmologie et Gravitation de l'APC et a ainsi pour vocation de se renforcer dans un futur proche.

Gagner en sensibilité

Pour de faibles résolutions spectrales, la sensibilité des détecteurs bolométriques refroidis aux très basses températures ($T < 0.3\text{K}$) est déjà meilleure que le bruit de photon du rayonnement de fond que l'on peut attendre (cas Planck-HFI). L'amélioration de la sensibilité passe ainsi par l'augmentation du nombre de détecteurs pour réaliser de véritables "CCD" (*Charge-Coupled Device*) bolométriques (chapitre 3). La mesure précise du mode B depuis l'espace requiert en effet plusieurs milliers de bolomètres dans le plan focal comme je l'ai montré lors de l'étude de faisabilité SAMPAN (Satellite pour la Mesure de la Polarisation des Anisotropies) et dans la proposition BPol en réponse à l'appel d'offres de l'ESA « Cosmic Vision ». Dans cette direction, j'ai contribué à mettre en place l'action de R&D nationale DCMB (Recherche et Développement *Développement Concerté de Matrices de Bolomètres* regroupant 9 laboratoires français) afin de mettre à profit cette décennie pour fabriquer des matrices de bolomètres supraconducteurs, capteur et système de lecture, en utilisant les procédés de microtechnologie développés dans les centrales technologiques universitaires ouvertes (centrale MINERVE de l'Institut d'Electronique Fondamentale à Orsay). Nous avons en particulier développé avec le L2E (Laboratoire d'Electronique et d'Electromagnétisme, université Paris VI) un système original de lecture multiplexé à SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*) dont l'architecture est basée sur la technologie SiGe standard refroidie à 4K. Deux ASICs (*Application-Specific Integrated Circuit*) ont été réalisés à ce jour et démontrent l'intérêt de cette approche. Ces développements sont des éléments clés pour l'obtention de matrices de bolomètres supraconducteurs.

Maîtriser les effets parasites instrumentaux

Les méthodes actuelles de mesure de la polarisation du CMB sont basées sur la différence entre deux détecteurs sensibles à des polarisations perpendiculaires. Ceci requiert que les deux chaînes de détection aient des caractéristiques très proches afin que le signal cosmologique ne soit pas masqué de manière quasi-irréversible. Le contrôle des effets parasites instrumentaux nécessite ainsi le développement d'une architecture de détection évoluée (chapitre 4). Celle-ci ne nécessite pas de mesures différentielles et s'appuie sur la microtechnologie planaire du Niobium supraconducteur. Dans cet objectif, j'ai mis en place une action de R&D entre plusieurs laboratoires d'Ile de France afin de développer les composants hyperfréquences en Niobium supraconducteur et un démonstrateur d'architecture de détection évoluée (projet BSD *B-mode Superconducting Detectors*). Ce projet bénéficie d'un premier financement via le GIS P2I et une ANR jeune chercheur (COS², *Superconducting COmponents for Cosmic Microwave background ObservationS*) que j'ai obtenue pour 2008-2010. Un exemple d'architecture de détection évoluée est l'interférométrie bolométrique (chapitre 5) que nous développons en collaboration avec 6 universités italiennes, anglaises et américaines et 3 instituts français ; l'instrument BRAIN-MBI (*B-mode RAdiation INterferometer - Millimeter wave Bolometric Interferometer*) sera un prototype d'interféromètre bolométrique. Cette nouvelle

INTRODUCTION

méthode de détection a été démontrée à l'APC par mon équipe. Nous avons également démontré l'intérêt cosmologique de cette méthode et l'équivalence à un imageur par des calculs et des simulations Monte-Carlo. L'instrument BRAIN-MBI sera installé sur la base franco-italienne Concordia en Antarctique afin de bénéficier de conditions d'observations optimales. Nous participons également au test du site de Dôme-C dans le domaine millimétrique via le programme ANR CASDOA (*Caractérisation Astronomique du site de Dôme C en Antarctique*, ANR 2005-07). Nous avons installé et utilisé durant les campagnes 2005-06 et 2006-07 un photomètre refroidi à 300mK fonctionnant à 150GHz à la fois en intensité et polarisation. Les données de cet instrument sont en cours d'analyse mais démontrent déjà l'intérêt de ce site pour la mesure du CMB.

L'expérience Penzias et Wilson @ APC

Ma vision de l'enseignement est d'expliquer des concepts physiques de manière pratique pour les rendre plus concrets aux yeux des étudiants. Cette approche amène les étudiants à acquérir un sens physique ce qui est souvent plus difficile que de dérouler des équations. L'apport d'un aspect passionnant à l'enseignement permet de plus d'en améliorer l'efficacité. C'est dans cet état d'esprit que j'ai conçu l'expérience Penzias et Wilson @ APC (PW@APC, chapitre 6). Pouvoir détecter le CMB avec une expérience simple est passionnant et extrêmement enrichissant. Les principaux problèmes expérimentaux que l'on retrouve lors de la conception d'un instrument comme Planck-HFI peuvent être étudiés et les solutions peuvent être testées rapidement sur le ciel. Les étudiants ont ainsi la possibilité de maîtriser et de s'appropriier l'ensemble des aspects de l'expérience. De plus, cela rend accessible et concret l'un des piliers de la Cosmologie, objet au centre d'une intense activité de recherche en particulier en France avec le lancement du satellite Planck mi-2009, au milieu de l'année mondiale de l'Astronomie.

Chapitre 1

Le Fond Diffus Cosmologique

*N*otre compréhension de l'origine et de l'évolution de l'univers a fait d'énormes progrès ces dernières années, grâce en particulier aux observations du Fond Diffus Cosmologique (FDC ou CMB pour *Cosmic Microwave Background*). Ce que l'on appelle maintenant le modèle standard de la Cosmologie explique une suite d'observations diverses et de plus en plus détaillées, telles que les mesures d'anisotropies en température et en polarisation du CMB, les distances mesurées par les Supernova de type IA et la distribution des galaxies. Du bon accord entre observation et théorie découlent les conclusions que l'Univers est spatialement plat, avec une composante importante de matière noire et qu'il est dominé par une énergie sombre pouvant être interprétée comme une constante cosmologique. Le modèle prédit également la production d'ondes gravitationnelles primordiales, ce qui reste encore à vérifier et fait actuellement l'objet d'une intense activité de recherche sur le plan international.

1.1 Le modèle standard

Le Fond Diffus Cosmologique (FDC ou CMB pour *Cosmic Microwave Background*) ou rayonnement fossile à 2.7K constitue, avec la nucléosynthèse primordiale et l'expansion de l'Univers, l'un des trois piliers de la théorie du Big-Bang. Il a été émis environ 380 000 ans après le Big Bang au moment où les électrons se sont recombinaés avec les protons suite à l'expansion de l'Univers et au refroidissement du plasma primordial. Sa découverte en 1964 mit définitivement en place le scénario du Big Bang au centre du modèle standard.

Un aspect central du modèle développé dans les années 80 est l'inflation, une époque d'expansion explosive (exponentielle) aux tous premiers instants, poussée par l'énergie d'un champ quantique [1]. Les fluctuations quantiques du champ induisent des perturbations de densité qui forment par la suite les galaxies et les grandes structures que nous voyons dans les sondages aujourd'hui (expliquant au passage un certain nombre d'autres questions associées au modèle du Big Bang [2]). La présence de perturbations de densité au moment du découplage matière-rayonnement génère les anisotropies en température du CMB que nous observons aujourd'hui à un niveau relatif d'environ 10^{-5} .

Presque trente ans se sont écoulés entre la découverte du CMB en 1964 [3] et la détection de ses anisotropies en température en 1992 par le satellite COBE [4]. Les mesures détaillées à plus haute résolution angulaire qui ont suivi (Boomerang, Maxima, Archeops, WMAP, ...) ont conforté le scénario d'inflation et ont permis de mesurer de nombreux paramètres cosmologiques, telle la courbure de l'espace (voir par exemple [5, 6, 7]).

L'inflation prédit de plus la production d'ondes gravitationnelles primordiales qui laisseraient une trace particulière dans les anisotropies du CMB, principalement au niveau de la polarisation. La mesure des anisotropies polarisées et en particulier la recherche de la signature des ondes gravitationnelles, est donc

devenu l'un des efforts prioritaires dans le domaine [8]. L'un des thèmes du programme *Einstein Probes* de la NASA, (*Inflation Probe*) a en particulier été dédié à la recherche de la signature de ce Fond Inflationnaire d'ondes Gravitationnelles (voir par exemple [9]). En Europe, le concept *BPol* a été proposé en 2007 en réponse à l'appel d'offre *Cosmic Vision* de l'ESA [10].

1.2 La polarisation des anisotropies du CMB

Les anisotropies du CMB sont partiellement polarisées par la diffusion Thompson des photons du CMB sur les électrons du plasma primordial au niveau de la surface de dernière diffusion. Au moment du découplage, la profondeur optique diminue et les électrons observent une anisotropie locale du rayonnement provenant du moment quadrupolaire induit par les perturbations de densité, du mouvement des électrons (effet Doppler) et des ondes gravitationnelles (qui sont intrinsèquement quadrupolaires). L'interaction Thompson convertit cette variation d'intensité quadrupolaire en un rayonnement diffusé qui est linéairement polarisé avec un degré de polarisation d'environ 10%.

La polarisation nous offre ainsi une vision directe des conditions physiques au niveau de la surface de dernière diffusion (et de la réionisation provenant du rayonnement des premières étoiles). La polarisation linéaire se comporte comme un champ de spin 2 sur la sphère et peut en conséquence être décomposée en deux modes de parité différente : E avec une parité paire et B avec une parité impaire par rapport aux réflexions sur la sphère [11] (figure 1.1). En respectant la symétrie de parité, les perturbations de densité (perturbations scalaires) ne produisent que la partie E, tandis que les ondes gravitationnelles (perturbations tensorielles) génèrent à la fois la partie E et la partie B. La mesure des modes B est donc la signature unique des ondes gravitationnelles [12, 13].

La détection des ondes gravitationnelles provenant de l'inflation serait une découverte majeure pour la cosmologie et pour la physique fondamentale. Elle signifierait en outre que les ondes gravitationnelles sont bien produites par le mécanisme d'excitation plutôt réservé aux champs quantiques, indication de la nature quantique de la gravité. L'amplitude du mode B étant fixée par l'énergie caractéristique d'inflation, cette mesure nous donnerait immédiatement l'échelle d'énergie associée à cette physique, peut-être liée aux théories de grande unification (GUT, *Grand Unification Theory*).

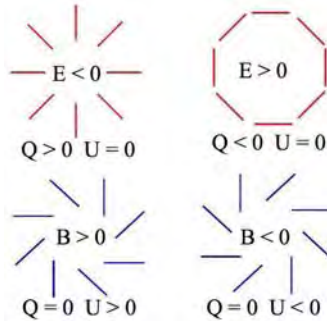


FIG. 1.1: Modes E et B.

La figure 1.2 représente deux cartes simulées des anisotropies du CMB en intensité et polarisation, l'une avec l'effet des perturbations de densité et des ondes gravitationnelles primordiales et l'autre uniquement avec ces dernières. Les modes B présentent des fluctuations typiques d'environ 300nK soit près de 3 ordres de grandeurs inférieures aux anisotropies en intensité. Les cartes sont généralement analysées en terme de spectre de puissance angulaire via une décomposition en harmoniques sphériques. Un exemple issu de simulations est donnée à la figure 1.3.

Pour caractériser les perturbations tensorielles et donc le niveau des modes B primordiaux, on utilise couramment le rapport tenseur sur scalaire r défini par $r = C_2^{tens} / C_2^{scal}$ où C_2^x est la contribution des modes x au spectre de puissance en intensité du CMB pour $\ell = 2$. Ce rapport est relié à l'énergie caractéristique de l'inflation E_{infl} par l'expression $E_{infl}/m_{pl} = 3.10^{-3}r^{1/4}$ où $m_{pl} = 1.22 \cdot 10^{19}\text{GeV}$ est la masse de

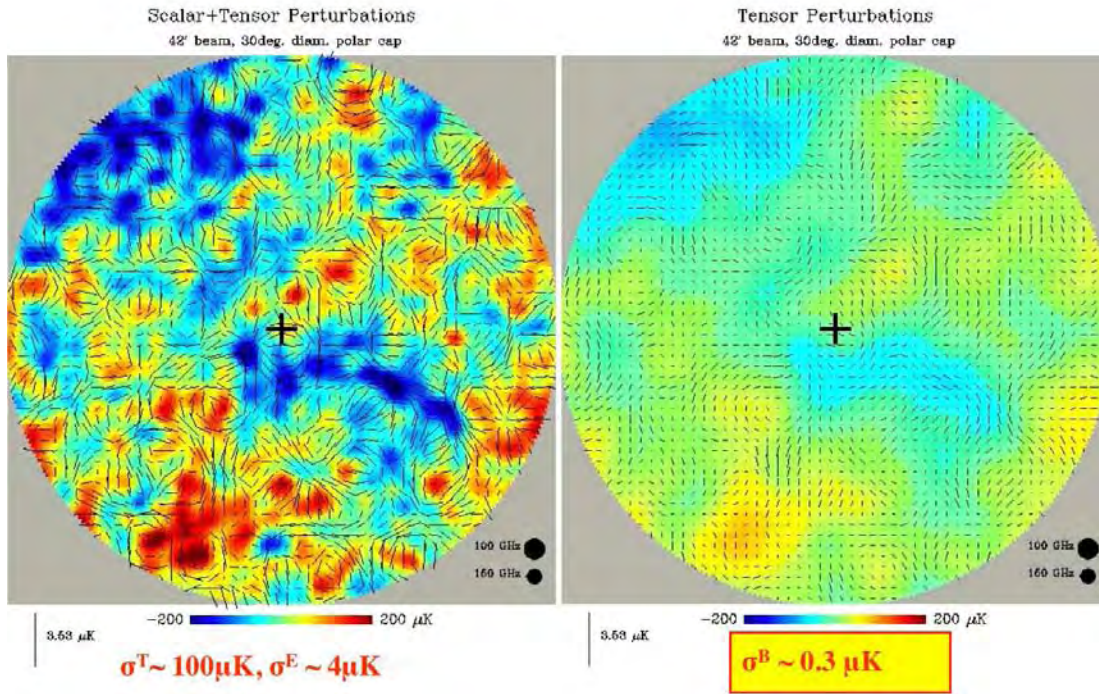


FIG. 1.2: **Simulation de cartes en intensité et polarisation du CMB [14].** La carte de gauche contient les perturbations scalaires et tensorielles alors que celle de droite n'a que les perturbations tensorielles.

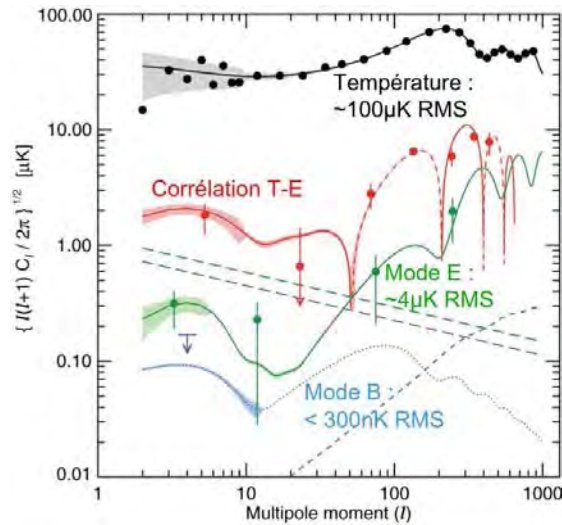


FIG. 1.3: **Spectres de puissance angulaire simulés des anisotropies en intensité et polarisation du CMB [15].** Les modes B primordiaux sont représentés en pointillés pour $r = 0.3$ et les modes B résultant du lentillage en petits tirets. Les deux droites en tirets représentent une modélisation de la contamination des avants-plans. La relation entre le multipôle l et la dimension angulaire typique θ est donnée par $\theta \approx \pi/l$.

Planck. Si l'inflation est reliée à l'énergie de grande unification ($\approx 10^{16}\text{GeV}$), il est alors probable que les modes B soient mesurables avec un rapport $r > 0.01$.

1.3 Effet de lentillage et avants-plans

Une autre source de mode B est l'effet de lentille gravitationnelle (ou *lensing*) sur les modes E. Cet effet provient de la déviation des photons du CMB par les grandes structures entre la surface de dernière diffusion et l'observateur ce qui induit un brouillage des motifs d'intensité et de polarisation. On comprend intuitivement qu'une figure de polarisation symétrique (mode E) devienne disymétrique (modes E et B) sous l'effet d'une lentille gravitationnelle dans le cas le plus fréquent où cette dernière n'est pas au centre. L'effet de lentillage est équivalent à un bruit blanc additionnel sur l'ensemble des échelles jusqu'à $\ell \approx 1000$ (quelques minutes d'arc) alors que les modes B primordiaux sont principalement aux grandes échelles $\ell \lesssim 200$ (dimension supérieure à environ 1°). Le signal du lentillage peut être identifié et soustrait pour obtenir le signal primordial.

Enfin, il faut noter l'importance des avants-plans. L'émission polarisée de notre Galaxie dans le millimétrique (synchrotron et poussières froides) est encore peu connue mais probablement supérieure aux modes B primordiaux (voir figure 1.3). Il est certainement possible de trouver des fenêtres sur le ciel où cette contamination est moindre. Il faut cependant garder à l'esprit que la recherche des modes B primordiaux nécessitera une méthode efficace de soustraction des avants-plans polarisés avec des mesures à différentes fréquences.

1.4 Etat actuel des observations

La figure 1.4 représente les meilleures mesures actuellement publiées des spectres de puissance angulaire du CMB.

Le spectre des anisotropies en intensité est aujourd'hui déterminé avec une précision limitée par la variance cosmique jusqu'à $\ell \approx 350$ grâce à l'instrument spatial WMAP [17]. Les modes E de polarisation commencent également à apparaître dans un premier temps au niveau de la corrélation TE mais aussi au niveau EE. Les modes B n'ont aujourd'hui pas été détectés comme le montre le dernier graphique de la figure 1.4. La contrainte actuelle sur le rapport tenseur sur scalaire est $r < 0.22$ à 95% [18].

1.5 Perspectives

L'évolution de la technologie en particulier autour des détecteurs bolométriques permet d'atteindre des niveaux de sensibilité qui s'améliorent chaque année. Denis Barkats a déterminé un équivalent de la loi de Moore pour la sensibilité des expériences d'observations du CMB. Comme le montre la figure 1.5, le signal le plus faible détectable par les expériences CMB double tout les trois ans. Suivant leur niveau, les modes B primordiaux pourraient ainsi être détectés à partir de 2013, date à laquelle l'effet de lentillage devrait être techniquement accessible.

La perspective d'une découverte des modes B de polarisation du CMB a fortement intensifié l'activité expérimentale dans ce domaine. La figure 1.6 donne le panorama des principaux projets d'expériences au sol ou en ballon dédiés à la recherche des modes B.

Au niveau spatial, des études de faisabilité ont eu lieu aux Etats-Unis et en Europe (voir par exemple le concept BPol [10]). L'accès à l'espace présente l'avantage d'un environnement thermique très propre (point de Lagrange L2) et de la possibilité d'observer l'ensemble de la sphère céleste. De manière similaire à ce qui s'est passé pour les anisotropies en intensité, c'est certainement depuis l'espace que les mesures ultimes de la polarisation du CMB seront réalisées (figure 1.7). Le domaine expérimental sera néanmoins fortement défriché par les mesures au sol et en ballon, permettant au passage la mise au point et les tests de l'instrumentation embarquée.

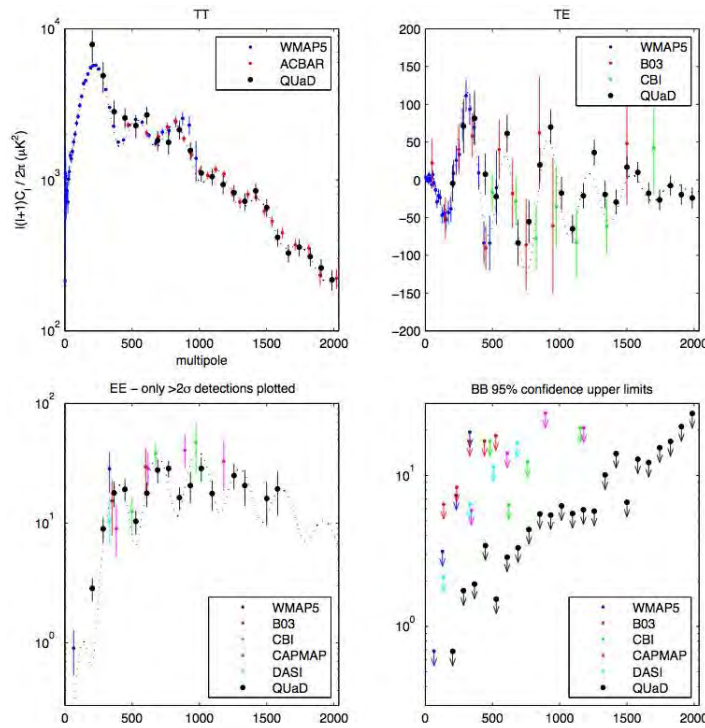


FIG. 1.4: Mesures actuelles des spectres de puissance angulaire du CMB. D'après [16].

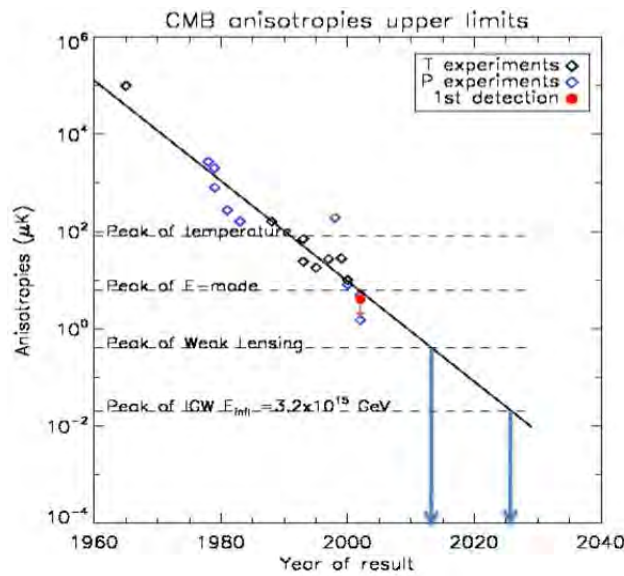


FIG. 1.5: Evolution de la sensibilité des expériences d'observation du CMB en fonction du temps. Ce graphique montre que les évolutions technologiques permet de gagner environ 1 ordre de grandeur de sensibilité tout les 10 ans. D'après D. Barkats [19].

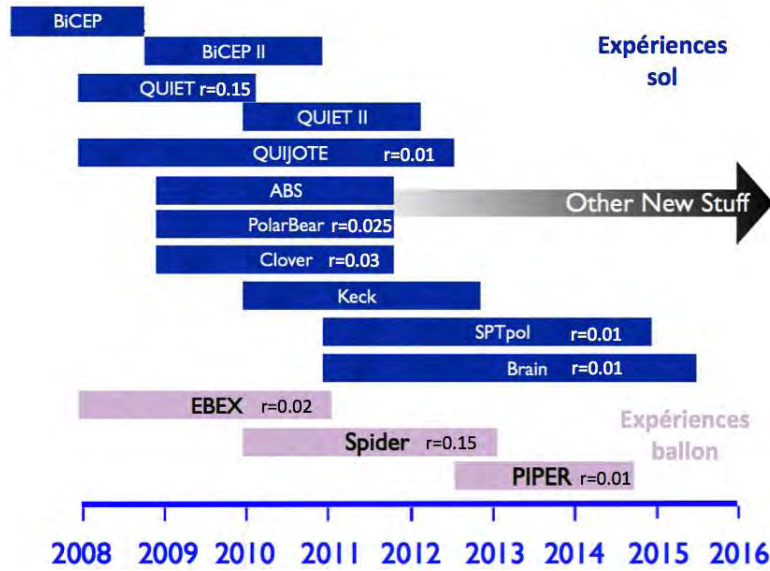


FIG. 1.6: Calendrier des principales expériences au sol ou en ballon dédiés à la recherche de modes B. La sensibilité en terme de rapport tenseur sur scalaire r est également indiquée pour certaines expériences. Schéma adapté de [20].

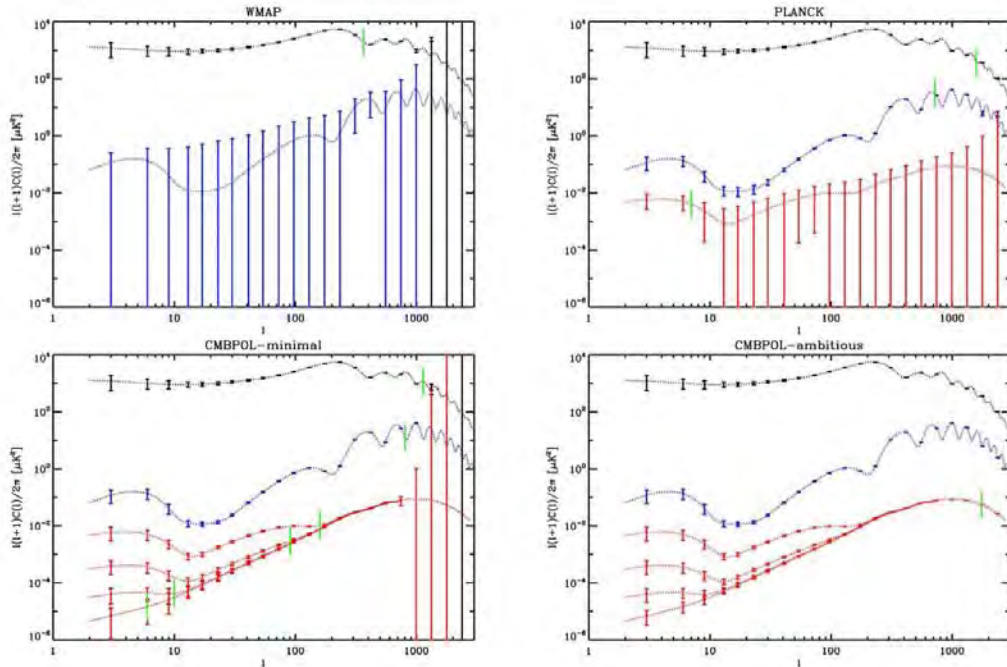


FIG. 1.7: Sensibilité en spectres de puissance de différents instruments spatiaux passés ou futurs d'observation du CMB. Le spectre en intensité est en noir, les modes E en bleu et les modes B en rouge. Pour les cas CMBPol (équivalent à BPol), les modes B primordiaux avec $r = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$ et 10^{-4} ont été représentés de haut en bas.

Chapitre 2

Planck

Après COBE et WMAP, Planck sera le prochain satellite scientifique dédié à l'observation du CMB avec un lancement prévu pour avril 2009. Il sera aussi la première mission de l'ESA dans ce domaine jusqu'à présent dominé par la NASA. A bord de Planck, deux photomètres, l'un radio (LFI) et l'autre bolométrique (HFI) se partagent le plan focal pour couvrir les domaines millimétrique et le sub-millimétrique. L'instrument HFI est le plus sensible, avec 52 bolomètres refroidis à 100mK. Il a été réalisé par un consortium sous responsabilité française et sa conception a débuté en 1993 pour une sélection en 2000. Ma thèse a porté sur le design de l'instrument et j'ai depuis participé aux différents tests et simulations de l'instrument. Les performances mesurées sont proches des objectifs, un facteur 2 meilleures que les spécifications fixées dès le début du projet ce qui illustre la grande qualité de l'instrument HFI.

2.1 L'apport de Planck

Planck sera la première mission spatiale ESA dédiée à la cartographie complète du ciel dans une gamme de longueur d'onde entre $300\mu\text{m}$ et 1cm en 9 bandes avec une résolution angulaire comparable à l'instrument spatial IRAS [21] (*InfraRed Astronomical Satellite*, lancé en 1983). Elle constitue grâce à sa sensibilité et à l'accès à l'espace, la troisième génération d'instruments après COBE [4] (*Cosmic Background Explorer* lancé en 1989), les expériences ballons telles Boomerang, Maxima et Archeops mais aussi après le satellite de la NASA WMAP [17] (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* lancé en 2001). Les performances de Planck seront limitées principalement par le bruit de photon avec une sensibilité environ 1000 fois meilleure que COBE et 20 à 30 fois meilleure que WMAP. Ce gain en sensibilité permet d'améliorer le rapport signal-sur-bruit mais aussi de diminuer la résolution, augmenter le nombre de pixels et permettre une mesure de l'état de polarisation.

Avec une résolution angulaire atteignant 5 minutes d'arc et une sensibilité $\Delta T/T_{CMB} = 2.10^{-6}$, Planck sera capable d'extraire le spectre de puissance angulaire des fluctuations en intensité du CMB jusqu'à $\ell = 2000$ avec une précision limitée par les avant-plans. La comparaison avec des simulations numériques permettra de déterminer les paramètres cosmologiques comme la densité baryonique avec une précision de l'ordre du % voire mieux comme le montre la figure 2.3.

Planck sera de plus sensible à la polarisation linéaire dans 7 canaux. Il permettra une mesure des spectres TE et EE jusqu'à $\ell \approx 1000$ limité par sa sensibilité. La recherche des modes B sera certainement l'activité où l'analyse des données de Planck sera poussée au maximum. La figure 2.4 montre en effet que la détection des modes B primordiaux par Planck est envisageable aux très grandes échelles si le rapport tenseur sur scalaire r est dans sa borne supérieure. La limite de cette mesure sera conditionnée par notre capacité à soustraire les effets systématiques et à séparer les avant-plans polarisés.

De plus, le relevé Planck permettra d'étudier les différents avant-plans comme les amas de galaxies et



FIG. 2.1: **Le satellite Planck avant vibration.** *Crédit : ESA, Thalès Alenia Space.*



FIG. 2.2: **Plan focal de Planck.** *L'instrument haute fréquence est au centre du plan focal.*

TAB. 2.1: *Planck en un tableau. Les chiffres correspondent aux objectifs (goals) et non aux spécifications (requirements) de Planck*

Orbite	Lissajous autour du point de Lagrange L2								
Télescope	Hors axe, diamètre : 1.5m, $T \approx 50K$, $\epsilon \approx 1\%$, angle de visée à 85° de l'angle de rotation, champs de vue : 8°								
Balayage	Rotation à 1rpm + oscillation lente axe de rotation								
Instrument	LFI			HFI					
Fréquence (GHz)	30	44	70	100	143	217	353	545	857
Technologie des détecteurs	Radiomètres à HEMT			Bolomètres					
Température des détecteurs	20K			0.1K					
Cryogénie	Sorption cooler H_2			+ JT He 4K + dilution $^3He/^4He$					
Nombre de détecteurs	4	6	12	8	12	12	12	4	4
Largeur de bande (GHz)	6	8.8	14	33	47	72	116	180	283
Résolution angulaire (minute d'arc)	33	24	14	9.5	7.1	5	5	5	5
Sens. $\Delta T/T_{CMB}$ en intensité (I, 14 mois, en $\mu K/K$)	2.0	2.7	4.7	2.5	2.2	4.8	14.7	147	6700
Sens. $\Delta T/T_{CMB}$ en polarisation (Q et U, 14 mois, en $\mu K/K$)	2.8	3.9	6.7	4.0	4.2	9.8	29.8		

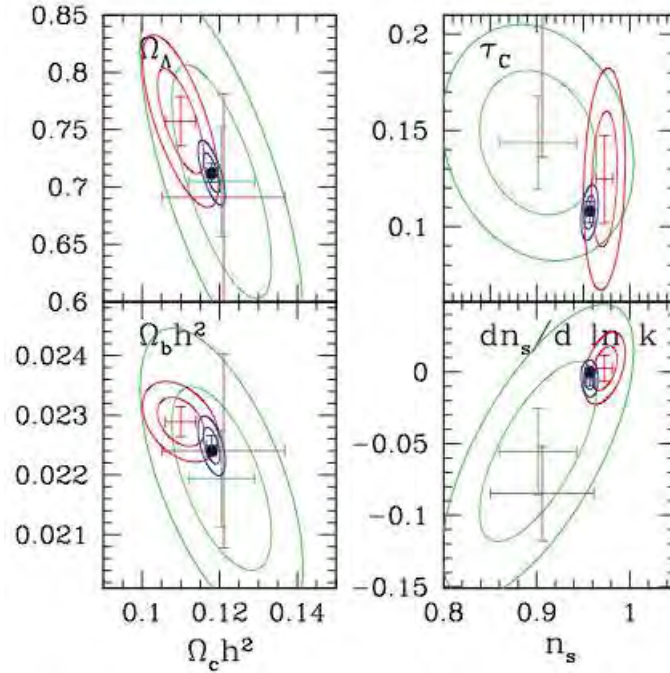


FIG. 2.3: **Contours de vraisemblance attendus pour les principaux paramètres cosmologiques pour WMAP 4 ans (vert), Planck 1 an (bleu) et WMAP 4 ans + ACT/SPT (rouge). Les contours sont à 1σ et 2σ [22].**

l'émission des poussières et des gaz de notre galaxie. Ces données seront d'une richesse comparable aux cartes IRAS et COBE-DIRBE aux longueurs d'onde plus courtes. En particulier, Planck permettra de mesurer l'effet Sunyaev-Zeldovich sur plusieurs milliers d'amas de galaxies. Cet effet provient de l'effet Compton inverse du gaz chaud intra-amas avec les photons du CMB. Il induit une distorsion caractéristique du spectre de corps noir du CMB et est ainsi un outils très intéressant pour étudier l'évolution des structures.

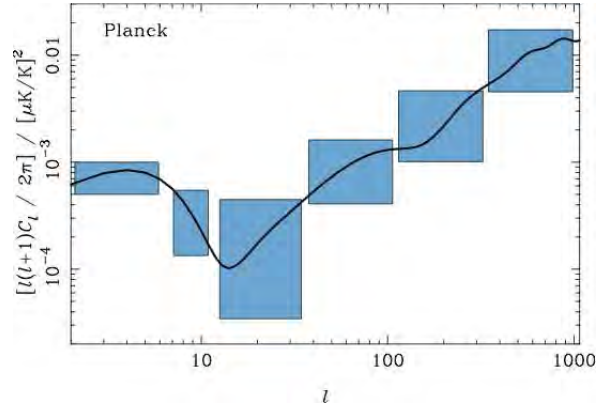


FIG. 2.4: **Simulation d'observation du spectre de puissance angulaire des modes B par Planck.** Erreurs à $\pm 1\sigma$ sur le spectre des modes B pour $r = 0.1$ et $\tau = 0.17$ (d'après [22]). Notons que la dernière estimation de WMAP prévoit $\tau \simeq 0.09$.

2.2 L'instrument HFI

À bord de Planck, l'instrument haute fréquence HFI (High Frequency Instrument) comportera 52 bolomètres refroidis à 100mK. Cet instrument est réalisé par un consortium international avec une forte composante française. Depuis ma thèse, soutenue en 2000, je suis *Deputy Instrument Scientist* de Planck-HFI (scientifique responsable de l'instrument HFI : Jean-Michel Lamarre).

2.2.1 Design de l'instrument

L'architecture de Planck-HFI est basée sur un design thermo-optique conçu pour atteindre une sensibilité correspondant à la limite fondamentale du bruit de photon du CMB dans les canaux basses fréquences. Ces performances sont principalement dues aux nouvelles techniques suivantes :

- Le système à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ sera utilisé pour la première fois dans l'espace. Issu d'un brevet français (Alain Benoît de l'Institut Néel), il permet de refroidir les détecteurs à 100mK de manière continue. Ce système requiert néanmoins des réserves de ^3He et de ^4He ce qui limite sa durée de vie à environ 2 ans.
- Les bolomètres toile d'araignée (*Spiderweb bolometers*) développés à Caltech-JPL [23] sont actuellement les meilleurs détecteurs bolométriques réalisés dans le monde. Ils atteignent des sensibilités meilleures que le bruit de photon du CMB aux longueurs d'onde millimétrique (de l'ordre de 10^{-17} – $10^{-18}\text{W}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$). L'absorbeur est en forme de grille comme le montre la figure 2.5 (d'où la dénomination toile d'araignée) ce qui réduit considérablement la section efficace aux rayons cosmiques. L'évolution vers les PSB (Polarisation Sensitive Bolometer) permet de mesurer la polarisation linéaire : la métallisation de l'absorbeur n'est que dans une direction à la manière d'un polariseur (figure 2.5). Les PSB intègrent ainsi deux bolomètres dans un même module afin de mesurer l'intensité dans deux directions de polarisation perpendiculaires. Les bolomètres toile d'araignée ont permis la première détection du premier pic Doppler avec les ballons Boomerang et Archeops à la fin des années 1990 et début 2000. La caractérisation des modes E de polarisation a été réalisée en partie avec des PSB (expériences sol BICEP, QUAD mais aussi ballon Boomerang 2K). Ces derniers sont actuellement dans la course à la sensibilité pour la recherche des modes B avec l'expérience BICEP au pôle Sud et le projet de ballon SPIDER.
- L'optique de HFI utilise des techniques issues des méthodes radio (optique gaussienne) pour contrôler le faisceau principal et les lobes parasites. Le système de filtrage du rayonnement présente un fort taux de réjection, nécessaire pour supprimer l'infrarouge thermique.
- L'ensemble de l'instrument est conçu pour obtenir une stabilité de la mesure sur près de 3 ordres de grandeur en fréquence, de 16mHz jusqu'à 100Hz. La stratégie d'observation du satellite implique en effet que le signal astrophysique soit contenu dans cette gamme de fréquence. L'électronique de lecture

des détecteurs mais aussi les méthodes mises en place pour assurer la stabilité thermique de l'instrument sont ainsi complètement nouvelles.

Ces développements font de HFI un instrument très innovant dont la plupart des sous-systèmes ont été testés et validés sur des expériences sol ou ballon.

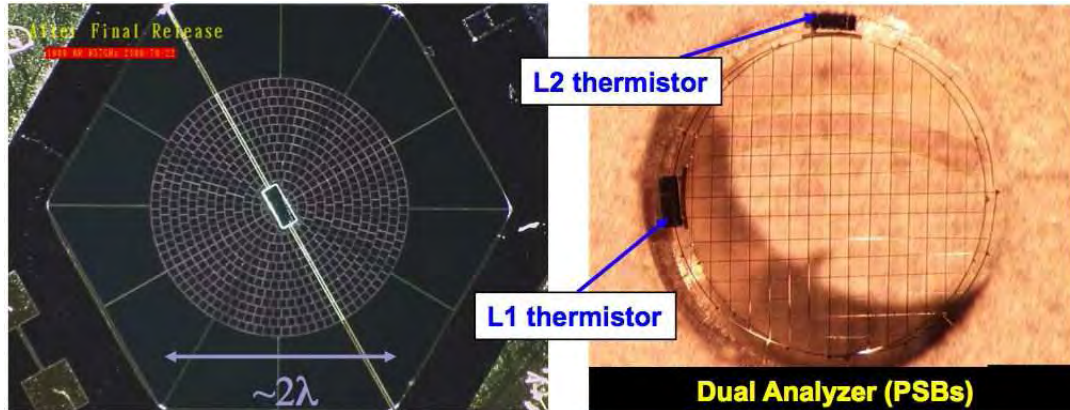


FIG. 2.5: Bolomètres toile d'araignée réalisés au JPL. La photographie de droite est un PSB.

Mon travail de thèse et de postdoctorant a porté sur la définition de l'instrument HFI. En m'appuyant sur les objectifs scientifiques, j'ai défini les caractéristiques instrumentales requises qui apparaissent comme extrêmement ardues, présentant un véritable défi expérimental. Le faible niveau des fluctuations du CMB et le temps d'intégration requis pour les cartographier (environ 14 mois) nécessitent le contrôle de tous les effets instrumentaux à des niveaux bien inférieurs au signal cosmologique. C'est en particulier le cas au niveau de la stabilité de la mesure : la stratégie d'observation de Planck implique en effet que le signal scientifique soit contenu dans une très large bande de fréquences temporelles couvrant près de 4 ordres de grandeur (entre 16mHz et environ 100Hz). Ceci m'a conduit à trouver des solutions nouvelles au niveau de l'architecture thermique à 100mK, de la thermométrie des très basses températures et de l'électronique de lecture des détecteurs. Cette vision globale de l'instrument et de ses objectifs scientifiques m'a conduit à prendre la responsabilité de *Deputy Instrument Scientist* (scientifique responsable de l'instrument adjoint) depuis septembre 1999.

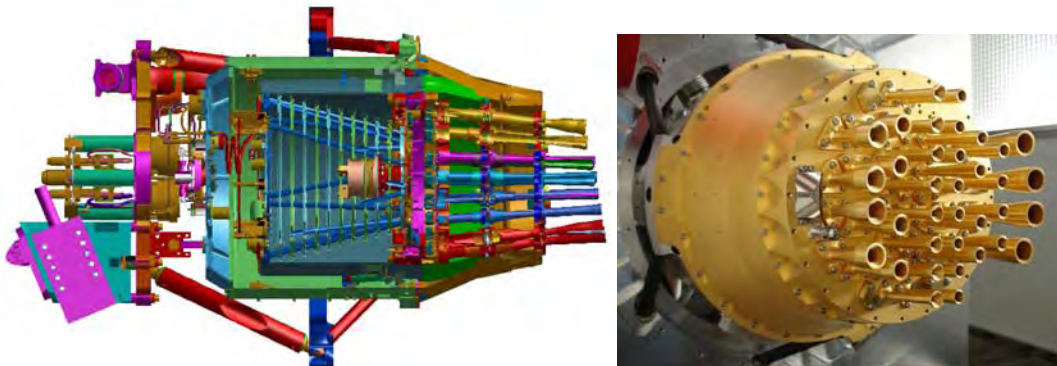


FIG. 2.6: Planck-HFI. Gauche : Vue en coupe de l'instrument, laissant apparaître l'étage 100mK au centre, entouré de l'étage 1.6K et de l'enveloppe extérieure qui constitue l'étage 4K. Droite : Photo du modèle de vol de HFI.

2.2.2 Prédiction des performances de l'instrument en vol

Les derniers tests des HFI intégrés au satellite ont été réalisés au Centre Spatial de Liège (CSL) durant l'été 2008. Les principales caractéristiques et les performances de HFI ont ainsi pu être vérifiées dans des conditions proches de celle du vol. La stabilité et les niveaux de bruit de l'instrument sont au niveau attendu, proche des objectifs. Les tests de compatibilité avec LFI n'ont pas montré de perturbations mesurables. L'effet du système de refroidissement à 4K a pu être vérifié : la synchronisation des compresseurs du 4K avec l'acquisition des données produit quelques raies fines dans le spectre des bolomètres mais la procédure de soustraction est validée. La figure 2.7 illustre ces excellents résultats de HFI. L'estimation de la sensibilité sur le ciel à partir des données de CSL fournit des valeurs proches des objectifs (*goals*) ce qui démontre la grande qualité de l'instrument HFI.

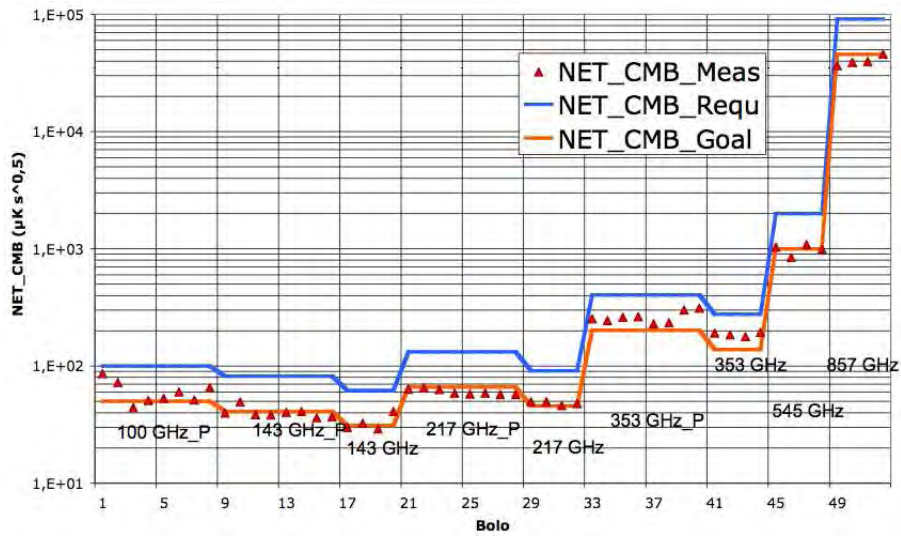


FIG. 2.7: Estimation des NET en vol suite aux mesures effectuées à CSL. Les courbes bleue et rouge correspondent respectivement aux spécifications et aux objectifs de sensibilité (d'après [24]).

Un autre résultat très important des tests CSL concerne la durée de vie du système à dilution. Cette dernière est limitée par les débits en ^3He et en ^4He requis pour le fonctionnement de la dilution et par les quantités de ces gaz embarquées à bord du satellite. Le débit en ^4He de la dilution est réglable sur quelques valeurs pré-définies et celui en ^3He est fixé à une valeur environ 4 fois plus faible. La figure 2.8 représente la température de la dilution en fonction de la puissance dissipée et pour trois valeurs du débits en ^4He : nominale ($19\mu\text{mol/s}$), minimum 1 ($17\mu\text{mol/s}$) et minimum 2 ($16\mu\text{mol/s}$). La puissance dissipée au niveau de l'étage 100mK est environ 30nW, dominée par le système PID1. Il apparait ainsi envisageable de fonctionner en vol avec un débit réglé à la valeur minimum 2, ce qui conduira à une température d'environ 106mK. Les tests au CSL ont permis de mesurer des performances encore meilleures. La température de fonctionnement est aujourd'hui estimée à 102mK pour un débit réglé à la valeur minimum 2. Dans ce cas, la perte de sensibilité au niveau des bolomètres est d'environ 1% (variation de la sensibilité en \sqrt{T}) par rapport à une température de 100mK. Le gain en temps d'intégration est 13% passant de 27 mois à 31 mois ce qui conduit à une sensibilité meilleure d'environ 5%. Un tel réglage permet de plus la réalisation d'une cartographie complète supplémentaire ce qui est important pour la compréhension des effets systématiques. Les bolomètres présenteront également une impédance plus faible ce qui réduit d'éventuelles perturbations électromagnétiques. Ces chiffres sont à confirmer mais illustrent le type d'optimisation qu'il conviendra de faire lors de la phase de réglage de l'instrument (*CPV phase*).

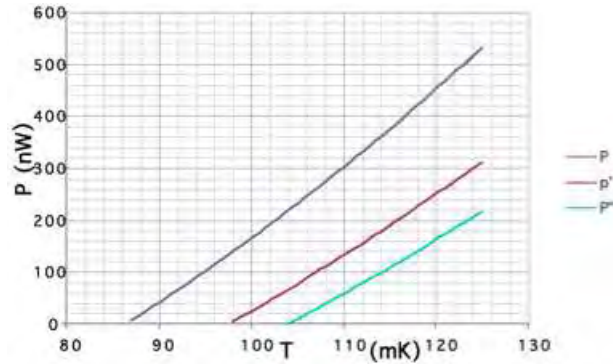


FIG. 2.8: **Température de la dilution en fonction de la puissance dissipée, pour trois débits différents.** De haut en bas, les valeurs des débits sont respectivement nominale, minimum 1 et minimum 2. Ces résultats sont issus de l'étalonnage de HFI à l'IAS.

2.3 Les effets thermiques

L'importance des effets thermiques dans HFI mérite de s'y attarder un peu.

Les fluctuations de température induites majoritairement par les systèmes cryogéniques sont susceptibles de masquer le signal astrophysique. Le niveau maximum des fluctuations thermiques acceptable sur chaque étage a été déterminé en spécifiant une dégradation maximale de la sensibilité de l'instrument de 5%, ceci dans la gamme de fréquences du signal utile soit entre 10mHz et environ 100Hz.

Pour atteindre ces niveaux, une architecture thermique combinant filtrage passif et régulation active basée sur un algorithme du type PID a été mise au point pour l'étage 100mK. Les étages 4K et 1.6K possèdent un filtrage passif peu efficace. Les tests à CSL ont permis de valider les réglages des systèmes actifs.

2.3.1 Etage 4K

La sensibilité des thermomètres de l'étage 4K est apparue limitée par rapport à la stabilité requise. Il a ainsi été nécessaire de mettre au point une procédure longue de réglage des paramètres PID. Cette procédure a été testée sur des simulations de l'étage 4K durant le stage CESI de Simon Guibert et Christophe Camier [25]. La figure 2.9 illustre le résultat obtenu à l'issue de la procédure CSL. La stabilité thermique est atteinte sur l'ensemble de la gamme de fréquence utile.

2.3.2 Etage 100mK

L'architecture de l'étage 100mK est la suivante : un premier étage de régulation (PID1) directement connecté à la dilution permet d'atténuer les fluctuations basses fréquences provenant de celle-ci. Un matériau à forte capacité thermique (alliage d'Holmium et d'Yttrium) relie la platine supportant les bolomètres au premier étage de régulation. Ce matériau réalise un filtrage passe-bas très efficace avec une constante de temps de l'ordre de 5 heures. Les tests de cette architecture thermique sont néanmoins rendus difficiles car il faut attendre plus de 12 heures sans modifier les paramètres de l'instrument pour atteindre le régime permanent comme le montre la figure 2.10. Un ensemble de simulations du comportement thermique de l'étage 100mK est en cours de développement afin de prévoir d'éventuelles modifications en vol.

Par ailleurs, le thermomètre nominal du système de régulation PID1 est apparu défectueux lors des tests au CSL. Bien que le thermomètre redondant fonctionne nominale, il convient d'envisager le cas où celui-ci soit défectueux à son tour. Dans ces conditions, il ne reste que le système de régulation PID2 (nominal ou redondant) disponible sur la platine supportant les bolomètres. Ce système est prévu pour atténuer d'éventuelles fluctuations de puissance dissipée directement au niveau des détecteurs. Malgré ces conditions dégradées, j'ai déterminé une configuration du système PID2 qui permette d'atteindre le niveau de stabilité thermique requis en régime stationnaire du filtre passif (figure 2.11).

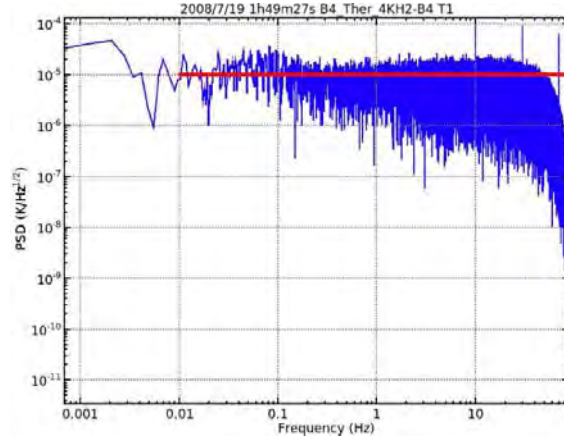


FIG. 2.9: Densité spectrale d'amplitude des fluctuations de température de la platine 4K mesurée à CSL. La stabilité requise sur l'étage 4K de HFI est représentée en rouge ($10\mu\text{K}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ de 10mHz à 100Hz).

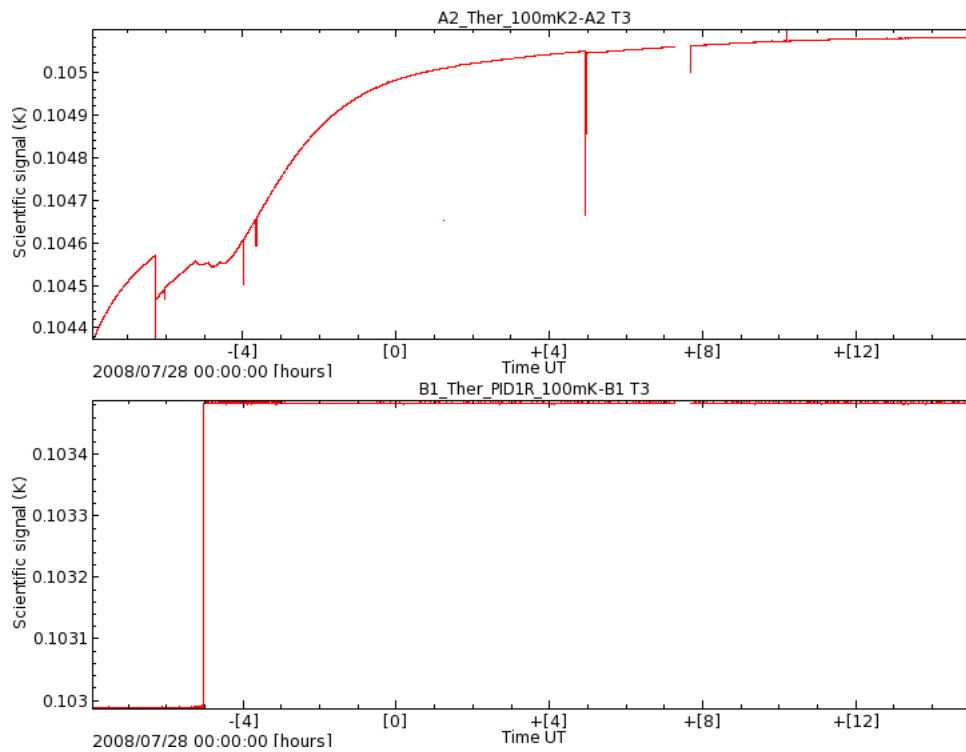


FIG. 2.10: Evolution sur 24h des températures de la platine bolomètre et du système de régulation PID1 après un changement de consigne de régulation. Les perturbations rapides sont dues aux autobalances du système d'acquisition.

2.3.3 Simulations

Afin de tester le pipeline de traitement des données, un ensemble de simulations complètes de l'instrument et des observations a été réalisé depuis mi-2007. Avec Christophe Leroy, nous avons mis au point la simulation des effets thermiques se fondant sur les résultats des différents tests, incluant également les fluctuations

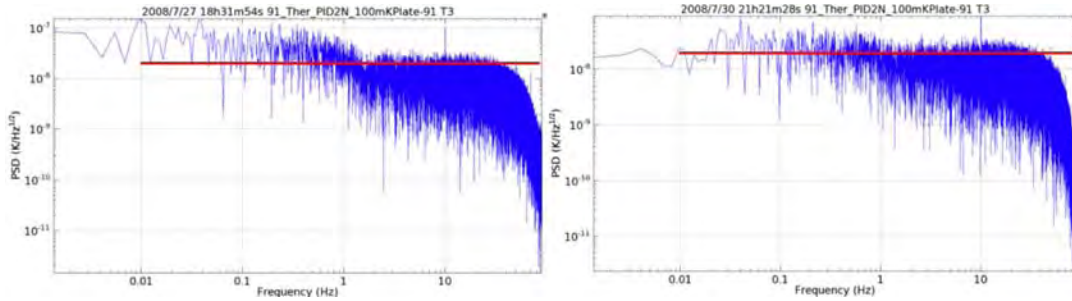


FIG. 2.11: **Densité spectrale d’amplitude des fluctuations de température de la platine supportant les bolomètres à 100mK mesurée à CSL dans la configuration dégradée où le système PID1 est hors d’usage.** *Le spectre de gauche (respectivement droite) a été obtenu en régime transitoire (respectivement en régime permanent) au niveau du filtre passif. La droite rouge représente le niveau de fluctuations requis pour ne pas dégrader les performances des bolomètres de plus de 5%.*

du télescope. Ces simulations sont actuellement en cours de validation par le groupe PRAC. Comme on s’y attendait, les premières analyses montrent une très forte corrélation des données simulées avec la température du télescope. La corrélation avec les fluctuations de température lentes de la platine à 100mK supportant les bolomètres est également détectée. L’effet des étages 4K et 1.6K n’est pas détectable dans l’état actuel des analyses.

2.4 Perspectives

Dès le lancement, j’assurerai le suivi quotidien de l’instrument en tant que *Deputy Instrument Scientist* et au sein de l’équipe IOT (*Instrument Operation Team*).

Après le lancement et une première phase de sécurité de 2 jours, Planck entrera dans une phase dite de *commissioning*. Celle-ci permettra de vérifier le fonctionnement des différents sous-systèmes, d’assurer la décontamination du satellite et de commencer le refroidissement des instruments sur le trajet pour le point de Lagrange L2. Après environ 20 jours, le satellite passera petit à petit dans la phase d’étalonnage et de vérification des performances (*CPV phase*) jusqu’à environ 90 jours après le lancement. Cette phase très importante permettra ainsi de tester et régler l’instrument ainsi que les systèmes cryogéniques pour préparer la phase suivante qui est la cartographie du ciel.

Durant ces phases, la visibilité du satellite est d’environ 3 heures par jour pendant lesquelles les données sont téléchargées la majeure partie du temps. Une fenêtre d’environ 30 minutes sera disponible pour interagir en temps quasi-réel avec l’instrument. Afin de prévoir le comportement de l’instrument, il est ainsi nécessaire d’utiliser un (ou plusieurs) modèle qui sera affiné lors de la phase CPV par rapport à notre connaissance actuelle de l’instrument. Je serai plus particulièrement concentré sur les effets thermiques où plusieurs modèles existent déjà, notamment au niveau de l’étage 4K et de la dilution. L’objectif de la phase CPV est d’obtenir une sensibilité optimale ainsi qu’une immunité maximale aux effets parasites instrumentaux. Afin de ne pas perturber les mesures, les modifications de réglage de l’instrument lors des phases de cartographie seront limitées au strict nécessaire (par exemple, autobalance ou optimisation des courants de polarisation des bolomètres si cela s’avère nécessaire). Une phase de réglage approfondi pourra avoir lieu entre les différentes phases de cartographie.

Planck sera certainement l’une des premières expériences à être capable de détecter les modes B sans qu’une caractérisation complète du spectre de puissance angulaire ne soit envisageable. Il bénéficie de plus de l’environnement spatial beaucoup plus favorable que les expériences au sol dont les premières mesures sont prévues pour 2010 typiquement. Cet objectif nécessitera d’une part une excellente optimisation de l’instrument afin de bénéficier des meilleures performances mais aussi d’autre part un effort particulier au niveau de l’analyse des données. Je compte m’investir dans cette analyse où une connaissance approfondie

de l'instrument est nécessaire afin de comprendre et soustraire au mieux les effets parasites instrumentaux. En novembre 2008 et sous ma direction, Silvia Galli débutera sa thèse dont le sujet sera en partie sur cette problématique. De même, Andrea Catalano commencera en janvier 2009 un contrat postdoctoral CNES sur ce sujet et le réglage de l'instrument durant la phase CPV.

Mon recrutement au laboratoire Astroparticule et Cosmologie (APC) en 2003 a permis de renforcer l'équipe Planck sur les aspects instrumentaux. Mon profil scientifique principalement tourné vers l'instrumentation a apporté à l'équipe, forte sur les aspects théoriques et traitement des données, un volet crucial qui lui manquait.

Chapitre 3

Matrice de bolomètres supraconducteurs

Le bolomètre est un détecteur thermique constitué d'un absorbeur qui s'échauffe sous l'effet de l'onde électro-magnétique incidente. Sa température est mesurée par un thermomètre résistif et une fuite thermique vers le bain à température fixe permet d'éviter un échauffement continu. Refroidi aux très basses températures ($T \lesssim 0.3K$) le bolomètre est aujourd'hui le meilleur détecteur large bande dans la gamme de longueurs d'onde allant d'environ $100\mu m$ à $1cm$. Une grande partie des développements instrumentaux actuels dans ce domaine concerne la réalisation de matrices de bolomètres de grandes dimensions, avec des problématiques liées à la physique du solide, à la thermique et à l'électronique cryogénique. Dès les années 2000, j'ai participé à la mise en place d'une collaboration nationale destinée à la réalisation de matrices de bolomètres de grandes dimensions. Sous l'impulsion de Jean-Pierre Torre, je me suis concentré sur les bolomètres supraconducteurs. La collaboration DCMB sous la direction d'Alain Benoît a débuté en 2001. Elle a en particulier permis d'initier la filière des bolomètres supraconducteurs, technologie aujourd'hui la plus adaptée pour la réalisation de grandes matrices nécessaires aux futurs instruments après Planck.

3.1 Motivations

Jusqu'à il y a quelques années, les bolomètres étaient installés de manière individuelle dans le plan focal des instruments d'observation. Planck-HFI est une illustration de ce type d'architecture embarquée sur un instrument spatial (voir chapitre 2). Les efforts instrumentaux sont aujourd'hui fortement orientés vers la réalisation de matrices de bolomètres de grandes dimensions pour 2 raisons : la sensibilité des instrument et la cartographie rapide.

3.1.1 Sensibilité

Les bolomètres de l'instrument spatial Planck-HFI présentent des niveaux de sensibilité inférieures à la limite ultime donnée par le bruit de photon du CMB dans les canaux basses fréquences. De manière générale, les instruments bolométriques actuels dédiés à l'observation du CMB présentent tous cette caractéristique. De plus, la technologie est aujourd'hui accessible pour le développement de détecteurs sub-millimétrique et millimétrique ayant des performances de 2 voir 3 ordres de grandeurs meilleures que les bolomètres de HFI. Il en résulte que l'ensemble de ce domaine spectral sera d'ici peu couvert par des détecteurs BLIP (*Background Limited Performances*, détecteurs dont la sensibilité est limitée par la source observée).

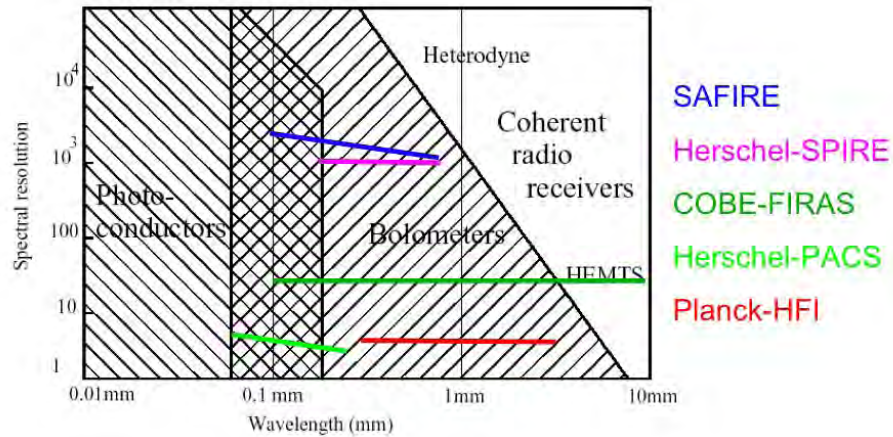


FIG. 3.1: **Domaine d'utilisation des bolomètres dans le plan fréquence / résolution spectrale.**

L'amélioration de la sensibilité des instruments bolométriques passe ainsi par l'augmentation du nombre de photons détectés. Ceci conduit à des temps d'intégration plus importants et, de manière plus efficace, à regrouper un grand nombre de détecteurs dans le plan focal. C'est tout particulièrement le cas pour les instruments dédiés à la recherche des modes B qui nécessitent des sensibilités environ 2 ou 3 ordres de grandeur meilleures que [26, 10].

3.1.2 Cartographie rapide

La cartographie de régions étendues avec des détecteurs individuels comme c'est le cas dans le domaine radio nécessite une stratégie de balayage du ciel quelquefois complexe pour couvrir l'ensemble de la zone intéressante. A l'opposé, l'utilisation de capteurs CCD dans le visible permet la prise de vue d'une scène sans dépointage de l'instrument. De ce simple constat est né l'idée de réaliser de véritables CCD bolométriques, permettant de cartographier de grandes surfaces rapidement dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique. Cependant, les caractéristiques de bruit basse fréquence d'un bolomètre sont encore loin de ceux des CCD et il apparaît en pratique qu'un balayage est toujours nécessaire pour s'affranchir de ces fluctuations basse fréquence.

3.2 Contraintes pour la réalisation de matrice de bolomètre

Les contraintes de réalisation de grandes matrices de bolomètres concernent la fabrication et la lecture.

3.2.1 Contraintes de fabrication

Afin de simplifier la réalisation et d'améliorer ainsi l'efficacité de production, les procédés de réalisation de grandes matrices de bolomètres se doivent d'être collectifs. Ainsi l'ensemble de la matrice est réalisé en un nombre réduit d'opérations de microfabrication sans intervention au niveau du bolomètre individuel. L'implication de grandes centrales de technologie comme MINERVE à l'IEF Orsay est ainsi nécessaire.

3.2.2 Multiplexage

Le multiplexage consiste en la lecture de plusieurs détecteurs (N) par une même chaîne d'acquisition. On parle alors d'un facteur de multiplexage de N. La nécessité du multiplexage pour les matrices de bolomètres provient de deux constats : d'une part la diminution de la puissance cryogénique disponible aux très basses

températures (quelques μW à 300mK voire $100nW$ à 100mK pour un système à dilution spatiale) et d'autre part la simplification de réalisation et d'intégration.

La méthode de multiplexage la plus intuitive s'effectue dans le domaine temporel (TDM, *Time Domain Multiplexing*) : chaque détecteur est lu l'un après l'autre par une même chaîne d'acquisition grâce à l'utilisation d'interrupteurs commandés. Afin de ne pas dégrader le rapport signal-sur-bruit, un intégrateur permet de moyenniser le signal de chaque détecteur entre deux lectures successives. Le multiplexage peut également s'effectuer de manière fréquentielle (FDM, *Frequency Domain Multiplexing*). Dans ce cas, chaque détecteur est polarisé par une source sinusoïdale de fréquence différente. L'ensemble des signaux qui en résulte est sommé puis traité par une seule chaîne d'acquisition large bande.

En terme de rapport signal-sur-bruit, ces deux méthodes sont équivalentes. Pour lire N voies, la méthode TDM nécessite une chaîne d'acquisition qui soit un facteur \sqrt{N} moins bruyante que pour un seul détecteur. Ceci provient du recouvrement du bruit d'amplification à l'échantillonnage. La méthode FDM ne présente pas cet effet mais nécessite un *slew-rate* plus important étant donné que l'ensemble des détecteurs est lu en même temps. Ceci implique finalement une contrainte de bruit équivalente à la méthode TDM [27].

3.3 Bolomètre supraconducteur

Le bolomètre réalisé avec un thermomètre supraconducteur semble aujourd'hui l'une des meilleures voies pour la réalisation de matrices de grande dimension, répondant aux contraintes précédemment citées.

3.3.1 Principes

Nous ne développerons pas ici le principe du bolomètre largement expliqué par ailleurs [27]. Le bolomètre supraconducteur utilise un matériau supraconducteur pour mesurer la température d'échauffement de l'absorbeur via la transition normale-supraconducteur. Ce matériau doit être judicieusement sélectionné afin d'avoir, d'une part une température critique dans la gamme recherchée et d'autre part un niveau de bruit proche du bruit Johnson pour ne pas dégrader les performances finales. Les matériaux utilisés sont déposés collectivement par évaporation avant d'être lithographiés.

3.3.2 Electronique de lecture

Dans la majorité des cas, le principe de lecture des bolomètres supraconducteur s'appuie sur l'utilisation d'un SQUID DC (*Superconducting QUantum Interference Device*). Ce composant lui-même supraconducteur est un magnétomètre très sensible. Lorsqu'il est polarisé en courant, il fournit une tension V dépendant du flux magnétique Φ qui le traverse. L'adjonction d'une inductance magnétiquement couplée au SQUID permet de convertir un courant en flux magnétique et d'en faire ainsi un transducteur courant-tension.

La caractéristique $V - \Phi$ d'un SQUID DC n'est cependant pas linéaire mais sinusoïdale comme le montre la figure 3.2. Le SQUID est constitué d'une boucle supraconductrice interrompue par 2 jonctions Josephson. Or, le flux magnétique total dans une boucle supra ne peut être qu'un multiple du quantum de flux $\Phi_0 = h/(2e) = 2.068 \cdot 10^{-15} \text{Wb}$. Celui-ci est la superposition du flux externe et du flux issu du courant dans la boucle. Pour remplir la condition de quantification, le courant dans la boucle supra est modulé par les jonctions et produit ainsi une caractéristique $V - \Phi$ périodique de période Φ_0 . Pour linéariser la réponse d'un SQUID, on ajoute classiquement une contre-réaction en flux derrière l'étage d'amplification via une inductance de contre-réaction. Dans ce cas, le SQUID fonctionne à flux constant et on ne mesure que le signal provenant du flux de contre-réaction.

La mise en oeuvre d'un SQUID est en pratique très délicate. Sa sensibilité jusqu'à très haute fréquence (plusieurs GHz) implique qu'il soit susceptible de détecter voire d'être saturé par des signaux parasites haute fréquence. Par ailleurs, les jonctions Josephson qui sont des oxydes natifs sont sensibles aux décharges électrostatiques. Des courants modérés ($50\mu A$) sont susceptibles de les détériorer. Enfin, la faible impédance du SQUID même à température ambiante (quelques Ohms) rend les tests du câblage difficile.

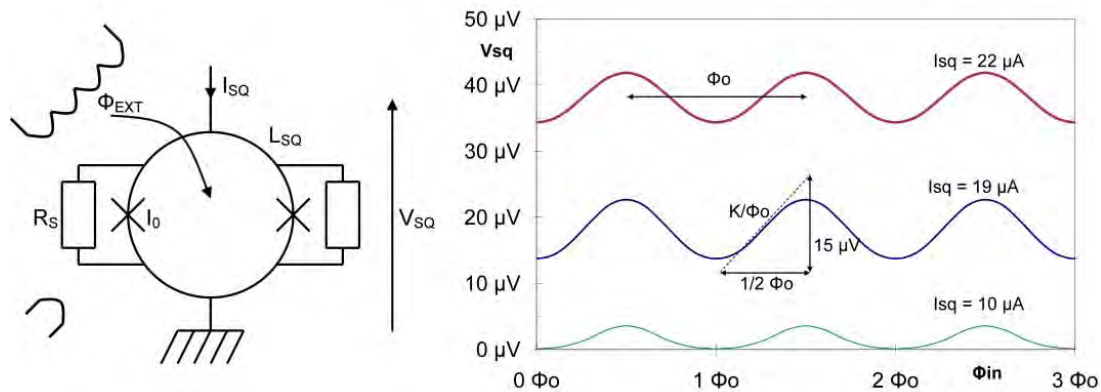


FIG. 3.2: **Constitution d'un SQUID DC et caractéristique $V-\Phi$.** La mesure provient d'un SQUID de la société Supracon du type CS Blue [28]. L'inductance mutuelle d'entrée vaut environ $10nH$.

3.3.3 Avantages, inconvénients

Une caractéristique essentielle des bolomètres supraconducteur est la forte contre-réaction électrothermique. Une fluctuation de température peut être compensée par une fluctuation de la puissance dissipée par effet Joule si le bolomètre est polarisé en tension. Cet effet est d'autant plus fort que la pente du thermomètre est importante. Les conséquences sont la stabilisation du point de fonctionnement dans la transition, l'accélération du détecteur en dynamique, la diminution de la contribution du bruit Johnson et une réponse donnée par la tension de polarisation (au premier ordre). Cet effet est ainsi très avantageux pour une matrice où les caractéristiques intrinsèques de chaque détecteur peuvent grandement varier d'un pixel à l'autre.

Par ailleurs, l'utilisation de SQUID est particulièrement intéressante pour le multiplexage. Ces composants peuvent être placés directement à côté des bolomètres, réduisant ainsi le nombre de câble issu de l'étage le plus froid. La fonction interrupteur se fait facilement avec un SQUID comme le montre la figure 3.3. De même, le multiplexage dans le domaine fréquentiel est réalisable avec des SQUIDS. Enfin, leur niveau de bruit intrinsèque est très faible (de l'ordre du $\mu\Phi_0 \cdot Hz^{-0.5}$) et permet en théorie la lecture de plusieurs dizaine voire des centaines de détecteurs avec un seul SQUID.

En terme de difficultés, il faut noter la complexité de mise en œuvre de ces détecteurs en grande partie due au SQUID. Ces chaînes de détection sont très sensible aux champs magnétiques. Enfin, la question de la microphonie n'est aujourd'hui pas claire. Etant donné les faibles impédances mises en œuvre, on s'attend à une susceptibilité moindre en terme de vibration mais c'est à confirmer.

3.3.4 Etat de l'art

Plusieurs groupes dans le monde se sont lancés dans la réalisation de matrices de bolomètres supraconducteurs pour l'infrarouge lointain. Parmi les plus actifs, on trouve les laboratoires suivants : Berkeley (Adrian Lee, Paul Richards), GSFC-NIST (Harvey Moseley, Kent Irwin), Caltech-JPL (James Bock, Andrew Lange), Cardiff (Phil Maukopf), MPIfR (Ernst Kreysa), SRON (Piet de Korte). La dynamique de ces développements provient aujourd'hui de deux missions spatiales :

- SPICA (*SPace Infrared telescope for Cosmology and Astrophysics*) est un projet satellite japonais d'observation dans l'infrarouge lointain avec un télescope de 3.5m refroidi à moins de 5K. La contribution européenne à SPICA [29, 30] est un spectromètre sub-mm qui a été accepté par l'ESA lors de l'appel d'offre Cosmic Vision en 2007.
- La future mission spatiale d'observation de la polarisation du CMB n'est aujourd'hui pas sélectionnée mais en bonne position pour les futurs appels d'offre ESA et/ou NASA (BPol en Europe [10], CMBPol aux USA [31]).

Une des meilleures illustrations de matrice de bolomètres supraconducteur est celle développée par le groupe de Berkeley pour des observations de l'effet Sunyaev Zel'dovich avec le SPT (*South Pole Teles-*

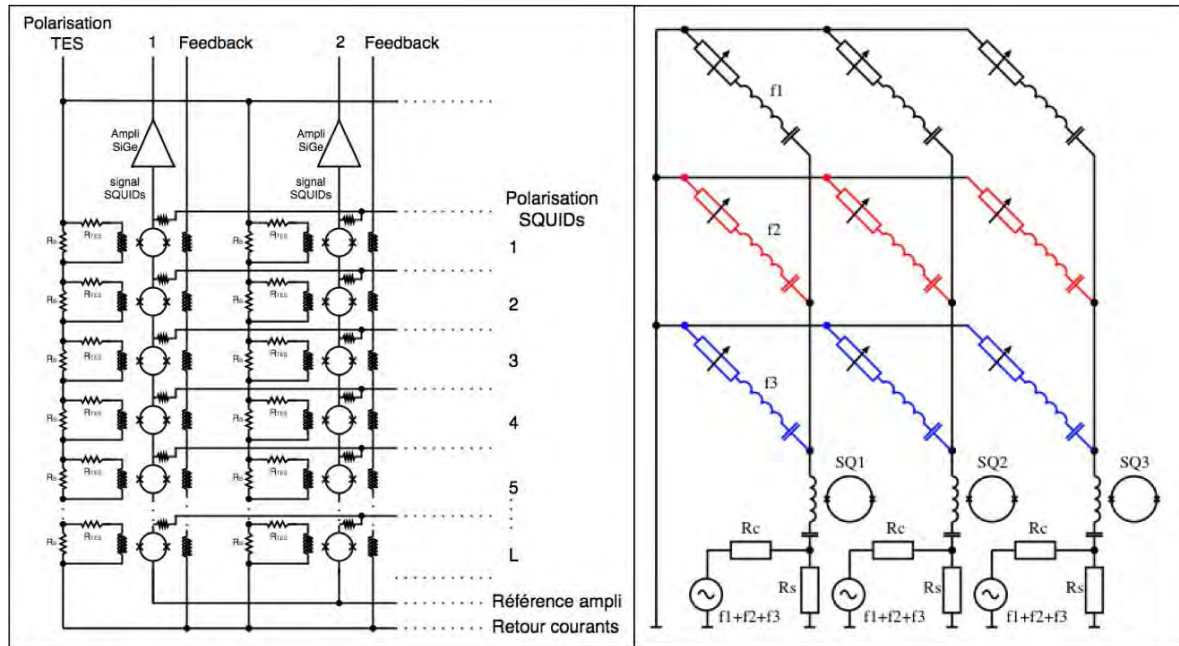


FIG. 3.3: Multiplexage TDM et FDM à SQUID.

cope [32]). Une matrice complète est constituée de 6 sous-ensembles de 160 bolomètres toile d'araignée basés sur des bi-couches Al/Ti (figure 3.4). La lecture se fait par FDM. Les observations sont en cours avec un plan focal qui sera complété en plusieurs fois.

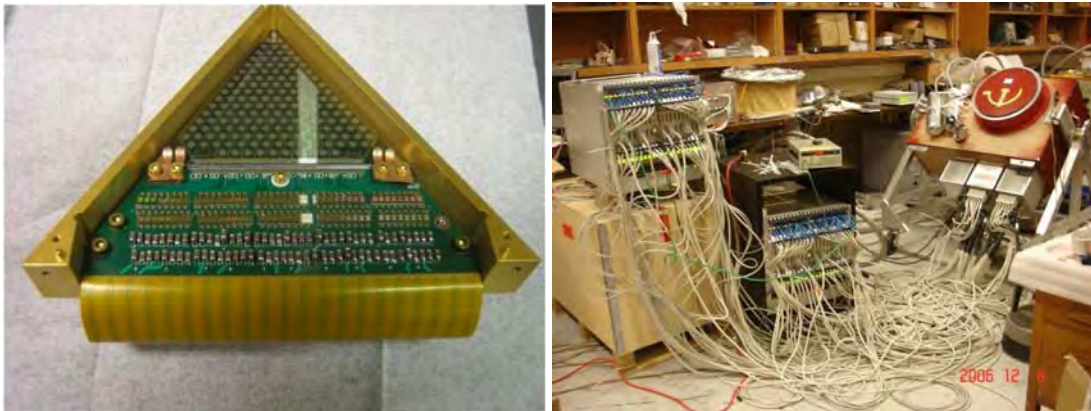


FIG. 3.4: Sous-ensemble de 160 bolomètres supraconducteur pour le SPT et câblage externe de l'instrument. On distingue sur la photographie de gauche, de haut en bas, la matrice de bolomètres en forme de triangle, les inductances et les capacités qui forment les différents filtres qui délimitent la bande passante de chaque détecteur.

En France, j'ai contribué dès 2001 à l'organisation d'une collaboration nationale appelée DCMB pour la réalisation de matrices de bolomètres de grandes dimensions destinées aux observations astrophysiques.

3.4 La collaboration DCMB

La collaboration pluridisciplinaire DCMB (Développement Concerté de Matrices de Bolomètres) regroupe plusieurs laboratoires français spécialistes en physique du solide, cryogénie, instrumentation et astrophysique [33]. Le PI est Alain Benoit de l'Institut Néel à Grenoble. L'objectif est d'obtenir un ensemble cohérent de compétences et d'équipements pour développer par microfabrication des matrices de bolomètres de grandes dimensions fonctionnant aux très basses températures. Cette collaboration a commencée en 2001 et s'est fortement développée au cours des années. Les financements sont principalement issus du CNRS via le programme Astroparticule, du CNES et des universités impliquées.

3.4.1 Description et fonctionnement

Dès le début de la collaboration, il a été décidé de poursuivre en parallèle une filière bolomètre semi-conducteur et une filière supraconducteur même si cette dernière est certainement plus adaptée pour la réalisation de matrices. Ce choix s'explique par le fait que les laboratoires impliqués possèdent à la base des compétences plutôt orientées vers les hautes impédances. De plus, l'utilisation de l'alliage Niobium-Silicium (NbSi) qui est une des originalités de DCMB, permet de réaliser aussi bien des senseurs semi-conducteurs que supraconducteurs.

La composition et la répartition des tâches de la collaboration DCMB sont décrites table 3.1. La centrale de technologie MINERVE à l'IEF ainsi que le CSNSM tiennent une place centrale pour la microfabrication. L'architecture bolométrique est commune aux deux filières ce qui permet de faciliter les tests. L'électronique de lecture est conçue à l'Institut Néel avec l'aide du LPN pour la partie haute impédance, et à l'APC avec l'aide du L2E et du CESR pour la filière supraconducteur. Les tests sont réalisés à l'Institut Néel, à l'IAS et à l'APC. La filière supraconducteur possède un barycentre en région parisienne alors que la partie haute impédance est principalement développée à Grenoble.

TAB. 3.1: *Laboratoires et principales responsabilités dans la collaboration DCMB (HI pour haute impédance).*

Laboratoire	Principales tâches	Filière
Institut Néel/LAOG	Multiplexage haute impédance, cryogénie, instrument IRAM 30m	HI
LPSC	Simulations EM	HI et supra
LPN	HEMTs	HI
CSNSM	Senseur thermique (NbSi)	HI et supra
IEF	Microfabrication	HI et supra
IAS	Tests TES	Supra
APC	Multiplexage supra, tests TES	Supra
L2E (ex-LISIF)	Multiplexage supra	Supra
CESR	Electronique de lecture	Supra

3.4.2 L'alliage Niobium-silicium

Développé par le CSNSM à l'origine pour la détection de matière noire (expérience Edelweiss), l'alliage NbSi en couche mince d'épaisseur environ 100nm est obtenu par co-évaporation simultanée sur un échantillon en rotation afin d'assurer l'homogénéité [34]. La concentration en Niobium est contrôlée à l'aide de résonateur à quartz sous chaque cibles. Suivant la concentration de Niobium, le NbSi peut être soit semi-conducteur soit supraconducteur (figure 3.5). Pour des concentrations supérieures à environ 13%, l'alliage NbSi devient supraconducteur et sa température critique peut être ajustée en modifiant cette concentration.

3.4.3 Réalisations

Cette section présente les principales réalisations de DCMB au niveau de la filière semiconducteur. Ces réalisations pourront être utilisées par la suite avec des senseurs supraconducteurs dès que l'avancé des

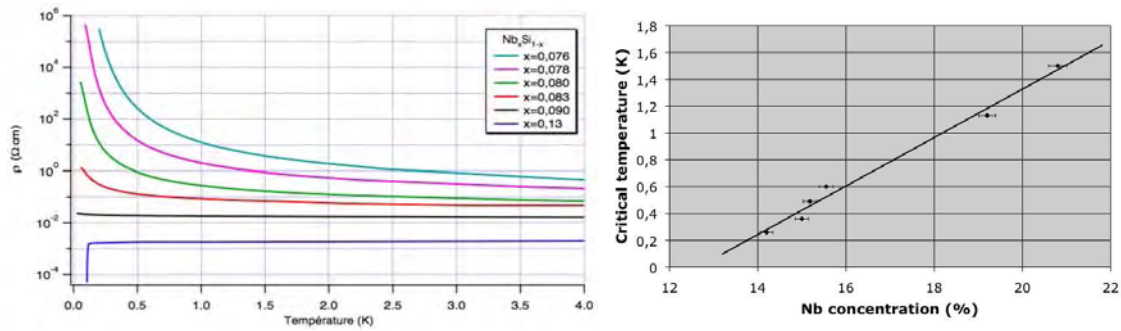


FIG. 3.5: Résistivité du NbSi et évolution de sa température critique (dans sa forme supraconductrice) en fonction de la concentration en Niobium.

travaux le permettra.

Les difficultés de microfabrication ont dans un premier temps conduit la collaboration à réaliser des détecteurs avec membranes pleines. De plus, les premiers détecteurs sont basés sur le NbSi semiconducteur mieux connu que la version supraconducteur. Une matrice 23 pixels a ainsi été réalisée pour le canal à 540GHz de l'expérience ballon Olimpo [35]. Avec des membranes de $3\text{mm} \times 3\text{mm}$, la NEP atteint $2.10^{-16}\text{W} \cdot \text{Hz}^{-0.5}$ à 300mK ce qui est suffisant à haute fréquence.

L'acquisition imminente d'un système de gravure XeF_2 permettra la réalisation de membranes suspendues et d'absorbeurs en forme de grille (ou de toile d'araignée) comme le montre la figure 3.6. Ceci permettra de gagner en sensibilité en réduisant le bruit de phonon.

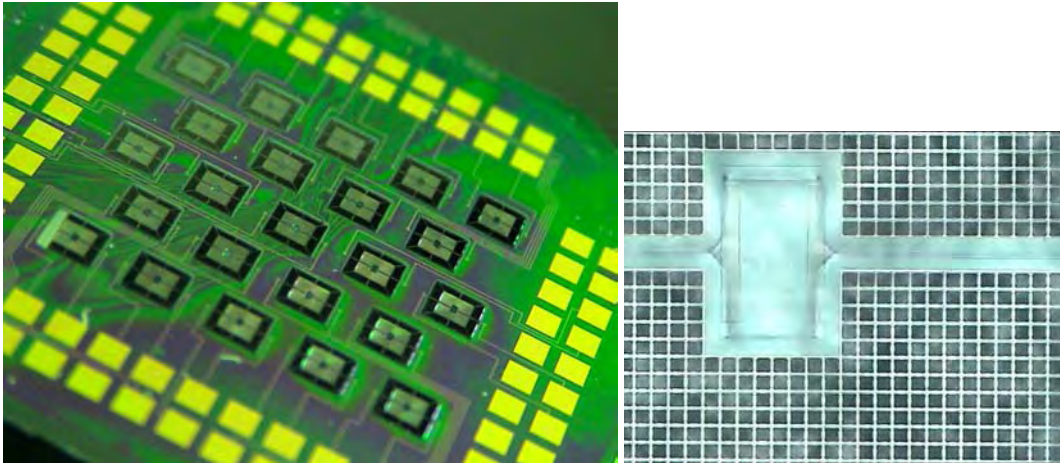


FIG. 3.6: Photographie de la matrice de 23 bolomètres NbSi réalisé par gravure XeF_2 et zoom sur un absorbeur. La gravure a été réalisée chez un sous-traitant avant l'acquisition du système à l'IEF (photos : Benoit Belier).

Pour l'observation de l'effet Sunyaev-Zel'dovich depuis le télescope de 30m de l'IRAM, l'équipe de l'Institut Néel réalise actuellement une caméra bolométrique à 1.2mm et 2.1mm de longueur d'onde. Les premières observations sont prévues pour fin 2009. Cet instrument utilisera une matrice de 204 pixels en membrane pleine et avec des antennes papillons dont une version de test est représentée figure 3.7. Celle-ci sera lue avec des senseurs NbSi haute impédance à 100mK. Le multiplexage est basé sur l'utilisation de transistors HEMT (*High Electron Mobility Transistor*) réalisés au LPN. Ils sont placés à 100mK et travaillent en commutation pour un multiplexage du type TDM. L'équipe de Grenoble a démontré le fonctionnement de ce système avec une chaîne d'acquisition et un facteur de multiplexage égale à 8. La matrice est actuellement en cours de caractérisation optique.

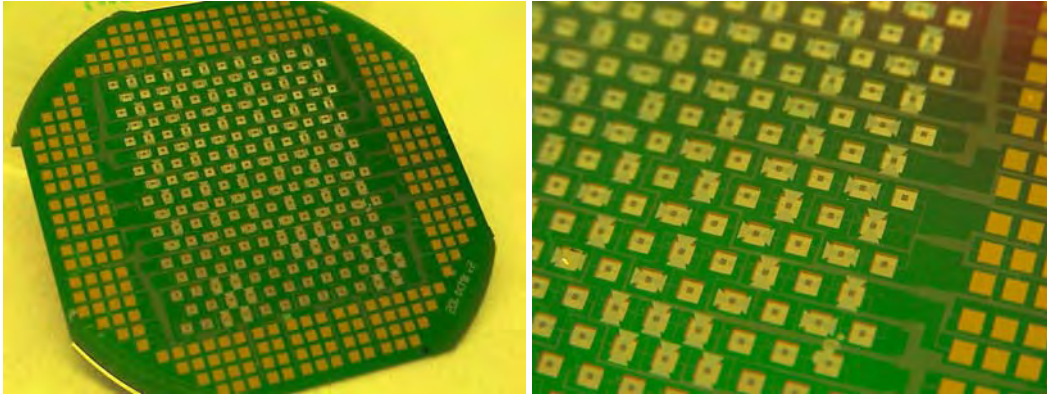


FIG. 3.7: Photographies de la matrice de 204 pixels NbSi haute impédance avec antennes papillon. La matrice a été réalisée par Benoit Bélier de l'IEF.

3.5 La filière supraconducteur de DCMB

Les avantages des bolomètres supraconducteur pour la réalisation de matrices m'a conduit à concentrer mes efforts principalement sur cette filière dès le début du projet. C'est là l'une des priorités de mon équipe de recherche à l'APC avec pour perspective un futur instrument spatial dédié à l'observation de la polarisation du CMB. Avant cela, les détecteurs réalisés seront caractérisés sur des expériences sol. Le laboratoire millimétrique de l'APC est ainsi particulièrement impliqué dans les tests des senseurs supraconducteurs et dans le développement de l'électronique de lecture associée.

3.5.1 Senseur supraconducteur

Le senseur supraconducteur est basé sur l'alliage $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ avec une concentration en Niobium $x > 13\%$ déposé en couches minces de 100nm d'épaisseur. La résistivité de ce matériau est de l'ordre de $10^{-4}\Omega\cdot\text{cm}$ ce qui conduit à des résistances carré d'environ $100\Omega\Box$. Il est ainsi nécessaire d'utiliser une géométrie avec des électrodes en forme de peignes interdigités pour réduire l'impédance à des valeurs de l'ordre de 1Ω adaptées à la lecture par SQUID.

Réalisations

Un premier thermomètre de $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ a été réalisé et caractérisé en 2004-05 [36, 37]. Plus récemment, des senseurs de taille plus réduite ($0.5\text{mm} \times 0.5\text{mm}$) ont été réalisés par Youssef Atik de l'IAS [38] sous forme d'un ensemble de 23 thermomètres sur une plaquette de Silicium (*wafers*) de 2" (voir figure 3.8). Cet ensemble de masques est compatible avec l'architecture de la matrice 23 pixels précédemment réalisée pour Olimpo (voir section 3.4.3). Deux matrices de 23 thermomètres ont été réalisées avec une concentration en Niobium de 15.55% et 15.18% caractérisées respectivement à l'IAS et à l'APC.

Comme le montre la figure 3.9, cette matrice de 23 thermomètres supraconducteurs est montée dans un support mécanique lui-même installé dans un cryostat, au sein d'une architecture thermique pour les tests à 300mK.

Mesures de la transition

Un sous ensemble des mesures de la transition normal-supraconducteur est représenté figure 3.10. On constate une excellente homogénéité de la température critique avec une dispersion d'environ $\pm 1\text{mK}$ bien meilleure par rapport à ce qui est obtenu avec des bi-couches (environ 10mK). La pente sans dimension de ces thermomètres $\alpha = T/R \times dR/dT$ atteint environ 400 ce qui permettra aux futurs bolomètres de fonctionner en régime de forte contre-réaction électro-thermique. La matrice mesurée à l'IAS présente une

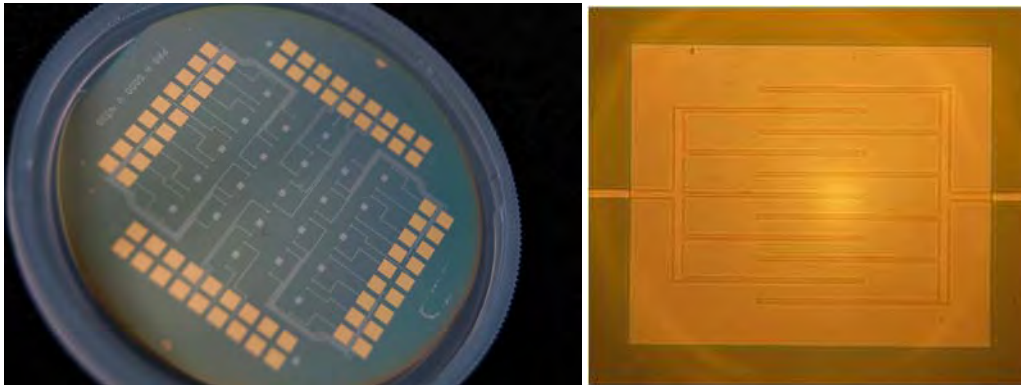


FIG. 3.8: Photographie de la matrice de 23 thermomètres supraconducteurs en NbSi et zoom sur un élément. La matrice a été réalisée par Youssef Atik de l'IAS.

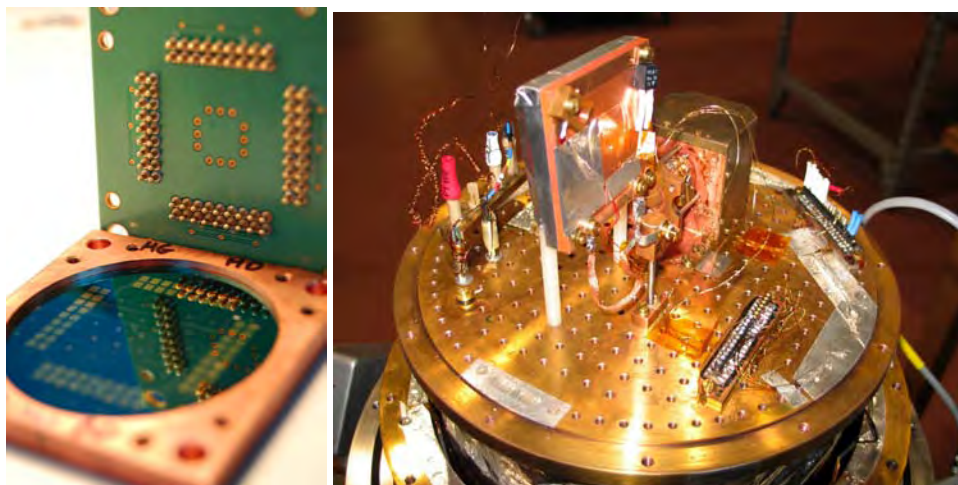


FIG. 3.9: Photographie du support pour matrice de 23 pixels et implantation dans le cryostat. Sur la photo de gauche, on distingue les contacts à ressort qui assurent les reprises électriques. Le système à adsorption ^3He est visible en arrière plan sur la photo de droite.

transition plus douce à environ 595mK. Les impédances sont plus élevées avec des valeurs de résistance à l'état normal d'environ 6-9 Ω juste après la transition.

Mesures de bruits

Les premières mesures de bruits d'un senseur NbSi supraconducteur de 0.5 mm \times 0.5 mm ont été réalisées récemment par mon équipe à l'APC. Le senseur a été polarisé en tension via une résistance de polarisation de 60m Ω en parallèle. Le courant qui traverse le thermomètre supraconducteur est lu avec un SQUID Supracon du type CSBlue [39] connecté à l'amplificateur SiGe présent dans la première version de l'ASIC (voir section 3.5.2).

En l'absence de correction d'*offset* nécessaire pour augmenter le gain, il n'a pas été possible de faire des mesures avec une boucle à verrouillage de flux. Nous avons donc travaillé en boucle ouverte, en s'assurant à chaque fois que le SQUID est polarisé en flux au maximum de sa sensibilité. De plus, le bruit en 1/f de l'amplificateur ne permet pas des mesures directes aux basses fréquences. Nous avons donc dans un premier

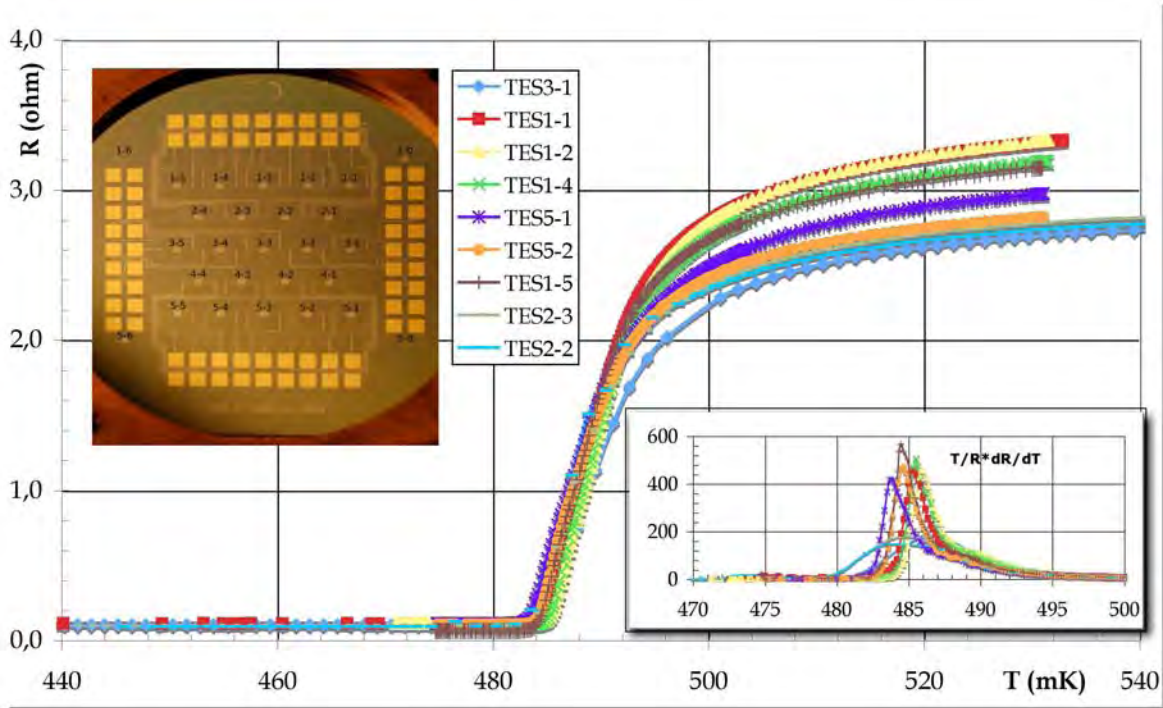


FIG. 3.10: $R(T)$ et $\alpha(T)$ de 9 des 23 thermomètres supraconducteurs de la matrice APC. La dispersion de la température critique est d'environ $\pm 1mK$.

temps étudié le bruit à 50kHz. Comme le montre le premier graphe de la figure 3.11, les mesures obtenues permettent de reproduire la transition. Elles sont de plus proches du calcul théorique prenant en compte l'effet du pont de mesure, le bruit Johnson et le bruit de la chaîne d'amplification. Cette première indication permet de vérifier que le bruit du senseur NbSi est proche du bruit Johnson sans présenter un bruit en excès dominant.

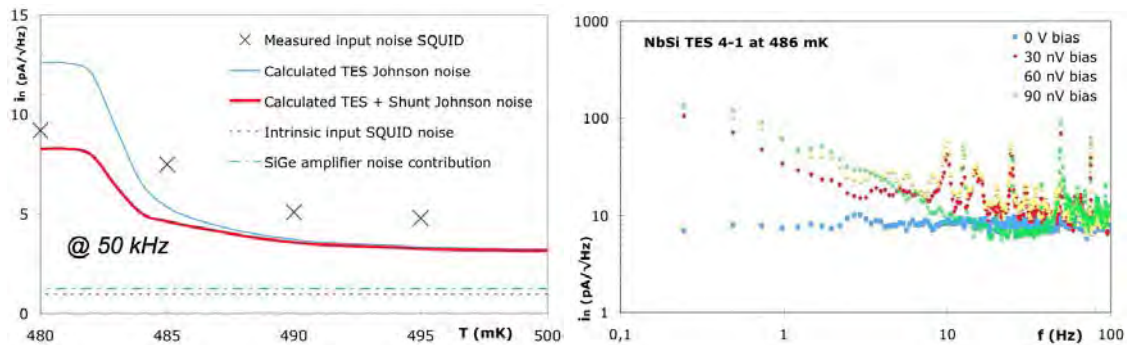


FIG. 3.11: Bruit mesuré sur un des pixels (le 4-1) de la matrice 23 pixels. Le premier graphe correspond à une mesure à 50kHz. La courbe rouge représente le calcul théorique prenant en compte le pont de mesure, le bruit Johnson et le bruit de la chaîne d'acquisition. Le second graphe a été obtenu par une méthode de modulation/détection synchrone à 50kHz.

La seconde série de mesures a été réalisée en polarisant le thermomètre avec une tension carrée et en mesurant le signal à l'aide d'une détection synchrone. Ceci permet de s'affranchir du bruit en $1/f$ de l'am-

plificateur et d'observer la densité spectrale d'amplitude du bruit du senseur aux basses fréquences comme le montre le second graphe de la figure 3.11. On observe d'une part une remontée de bruit aux basses fréquences uniquement pour des tensions de polarisation non nulles ce qui indique l'origine thermique de ces fluctuations. D'autre part, des raies apparaissent aux hautes fréquences dont l'origine reste à déterminer. Le bruit blanc reste néanmoins à une valeur proche du bruit Johnson. On distingue de plus une diminution du bruit blanc lorsque le senseur est polarisé. Cet effet n'est pas identifié mais il ne semble pas être un artefact de mesure car il est visible sur d'autres spectres obtenus à différentes températures. Il ressemble fortement à une contre-réaction électrothermique où la contribution du bruit Johnson diminue lorsque le senseur est polarisé.

L'ensemble de ces mesures indique que les caractéristiques de bruit du NbSi supraconducteur sont proches du bruit Johnson et sans excès de bruit notable aux basses fréquences. La réalisation d'une matrice de 23 bolomètres basée sur ces senseurs est ainsi en cours pour une caractérisation complète courant 2009.

3.5.2 Electronique de lecture

Fin 2004 et sous l'impulsion de Eric Bréelle, nous avons commencé à travailler avec l'équipe de micro-électronique du LISIF (Laboratoire Instrument et Système d'Ile de France, laboratoire de Paris 6) et plus particulièrement Damien Prêle alors en première année de thèse. Cette équipe travaillait alors en particulier à la réalisation d'amplificateur à 77K bas-bruit et large bande en technologie SiGe. L'intérêt de cette collaboration pour le LISIF était de pouvoir étendre les caractérisations de composants SiGe jusqu'à 4K. De notre côté, nous envisageons l'utilisation de ces composants pour l'amplification de signaux issus des SQUIDS. L'intérêt de placer l'étage d'amplification à proximité des SQUIDS présente en effet plusieurs avantages : niveau de bruit d'amplification plus faible, immunité accrue aux perturbations externes, augmentation de la bande passante et simplification du câblage. De plus, la réalisation d'ASIC en technologie SiGe permet de réaliser également des montages évolués utilisant des composants CMOS ; il est ainsi possible d'intégrer dans une même puce à la fois les fonctions analogiques d'amplification mais aussi des fonctions numériques de contrôle du multiplexage.

La technologie SiGe

Les amplificateurs à transistors bipolaires montés en émetteur commun sont les plus adaptés pour la mesure de faibles impédances. Ils présentent en effet une résistance de bruit typique d'environ 100Ω , un faible bruit en $1/f$ et un fort gain en tension qui augmente lorsque la température diminue. A basse température, typiquement en dessous de 50K, le gel des porteurs (*freeze out*) empêche théoriquement tout fonctionnement du composant. A l'opposée, la technologie CMOS fonctionne à basse température avec une forte impédance d'entrée mais présente un bruit basse fréquence important dès 10kHz. La technologie bipolaire à hétérojonction Si/SiGe permet de retrouver les caractéristiques des transistors bipolaires classiques jusqu'aux basses températures ($T < 4K$). Suivant la technologie utilisée, il est même apparu une augmentation du gain en courant aux basses températures [28]. De plus, cette technologie est standard et donc facilement accessible via des fondeurs industriels.

Dimensionnement

L'étude de phase 0 SAMPAN dans laquelle j'étais impliqué en 2005-2006 a servi de point de départ pour le dimensionnement de la technologie SiGe. Nous avons ainsi défini une architecture de multiplexage dans le domaine temporel représentée figure 3.12 et capable de lire jusqu'à 20000 bolomètres. Chaque ASIC est associé via 100 fils à une matrice de 1024 détecteurs et 14 fils vers l'électronique chaude. Ce schéma suppose un facteur de multiplexage égal à 1000 ce qui est ambitieux. Si l'on requiert 100Hz de bande passante par détecteur comme c'est le cas sur Planck-HFI, on obtient un multiplexage qui fonctionne à 100kHz. La puissance consommée par chaque ASIC est de l'ordre de 10mW soit un total de 200mW pour 20000 détecteurs. Les ASICs SiGe seront ainsi placés à une température entre 4K et 50K suivant la puissance cryogénique disponible et les niveaux de bruit requis.

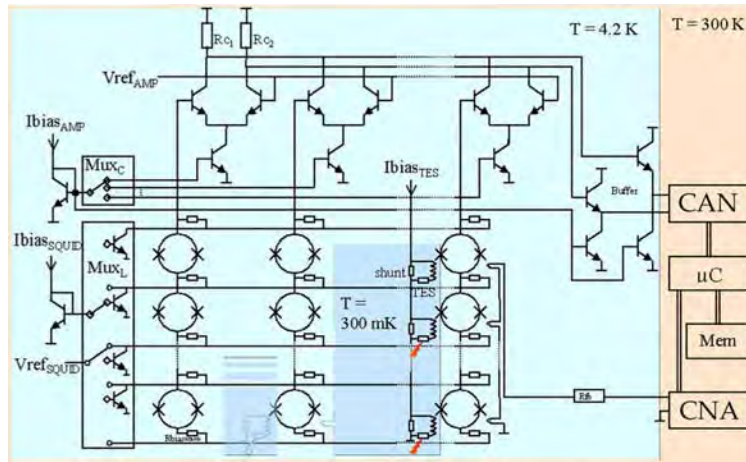


FIG. 3.12: Schéma de multiplexage dans le domaine temporel développé dans le cadre de DCMB pour la lecture de bolomètres supraconducteurs. Le contrôle du multiplexage, l'alimentation des SQUIDS et l'amplification sont réalisés dans un ASIC à 4K.

Première version : l'ASIC Big Bang

Suite à l'étude SAMPAN, nous avons réalisé un premier ASIC de test appelé Big-Bang dont une photographie est représentée figure 3.13. Ce composant contient un amplificateur SiGe à 2 entrées multiplexées, des sources de courant pour la polarisation des SQUIDS et une logique de contrôle. Il a permis de tester l'architecture SAMPAN avec un nombre réduit de détecteurs : 2 colonnes de 4 bolomètres.

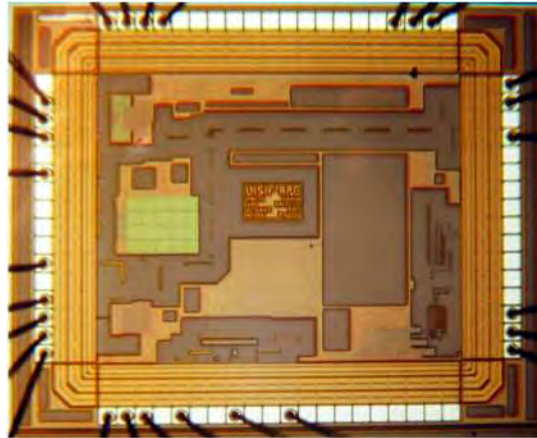


FIG. 3.13: Premier ASIC SiGe (Big Bang). Ce composant, d'une taille d'environ $1\text{mm} \times 3\text{mm}$, a été réalisé pour la lecture d'une matrice de 2 lignes de 4 détecteurs.

L'amplificateur a démontré un gain en tension égal à 20 à 300K et 126 à 4.2K. Comme le montre la figure 3.14, le bruit de l'amplificateur à 4K ramené à l'entrée présente une forte composante en $1/f$ dont l'origine a été attribuée aux résistances de charge en polysilicium hautement résistif. Le bruit blanc atteint néanmoins $0.2\text{nV} \cdot \text{Hz}^{-0.5}$ à 4.2K. Si l'on suppose un bolomètre supraconducteur de 0.1Ω à 500mK, son bruit Johnson vaut $16.6\text{pA} \cdot \text{Hz}^{-0.5}$ ce qui conduit à un bruit en tension d'environ $2.4\text{nV} \cdot \text{Hz}^{-0.5}$ à la sortie du SQUID (en prenant les caractéristique du SQUID Supracon CS Blue). Suite au critère de bruit d'amplification dans un schéma de multiplexage temporel (section 3.2.2), l'amplificateur SiGe permet de lire au maximum un

nombre de détecteurs donné par $N = (2.4/0.2)^2 = 144$. Dans la version actuelle des thermomètres NbSi supraconducteur, le facteur de multiplexage maximum vaut environ 25.

Malgré un bruit en $1/f$ important, l'amplificateur SiGe de l'ASIC Big Bang a permis la première mesure de bruit d'un senseur NbSi supraconducteur de $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ (section 3.5.1).

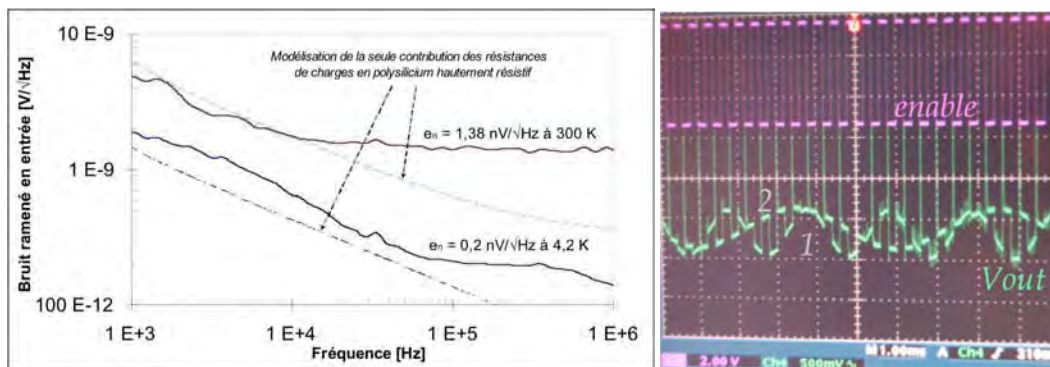


FIG. 3.14: Bruit ramené à l'entrée de l'amplificateur SiGe de l'ASIC Big Bang et multiplexage à 20kHz de 2 sinusoïdes avec les entrées multipléées de cet amplificateur à 4K.

Les performances atteintes par l'ASIC Big Bang ont permis de démontrer la faisabilité de cette technologie. Un défaut dans le système d'adressage des SQUIDS et un excès de bruit aux basses fréquences ont rendu impossible l'intégration avec une matrice de 8 pixels. La nouvelle version d'ASIC est prévue pour supprimer ces défauts.

Seconde version : l'ASIC B2B (Big Bang 2)

La seconde version d'ASIC SiGe a été conçue pour pallier aux défauts de la première version. Il présente en effet les caractéristiques suivantes :

- Amélioration des performances en bruit basse fréquence de l'amplificateur par l'emploi de résistances de charge moins dopées et de plus grande surface.
- Développement d'une structure totalement différentielle et intégration des sources de polarisations (sources de courant et références de tension) pour une plus grande immunité aux bruits et minimiser le nombre de composants extérieurs.
- Intégration d'un second amplificateur différentiel pour disposer d'un gain suffisant afin de réaliser une boucle à verrouillage de flux à froid.
- Mise en oeuvre des circuits nécessaires pour le multiplexage et la lecture d'une matrice de 3x8 SQUIDS. Cet ASIC est ainsi adapté à la lecture de la matrice 23 pixels.

Le premier étage d'amplification SiGe est actuellement en cours de tests. Comme le montre la figure 3.16, ses performances à 300K sont déjà bien meilleures que la version précédente, particulièrement au niveau du bruit en $1/f$. Les mesures à 4K sont imminentes.

Cet ASIC contient de plus un circuit de multiplexage (dénommé *thermux*) pour la mesure 4 points de senseurs résistifs. Ce circuit permet la lecture de 8 senseurs avec 4 connections analogiques, 3 bits de sélection et une alimentation. On arrive ainsi à 9 fils au lieu des 32 nécessaires (ou 25 avec une connection commune à l'ensemble) si l'on mesure chacun des senseurs indépendamment. Ce système a été testé avec succès jusqu'à 1.8K. Il ouvre une voie de simplification du câblage pour les systèmes commerciaux de thermométrie aux basses températures.

3.6 Perspectives

La collaboration DCMB a permis de mettre en place les compétences et les outils nécessaires pour réaliser des matrices de bolomètres. Ses principales originalités sont l'utilisation de l'alliage NbSi, le multiplexage

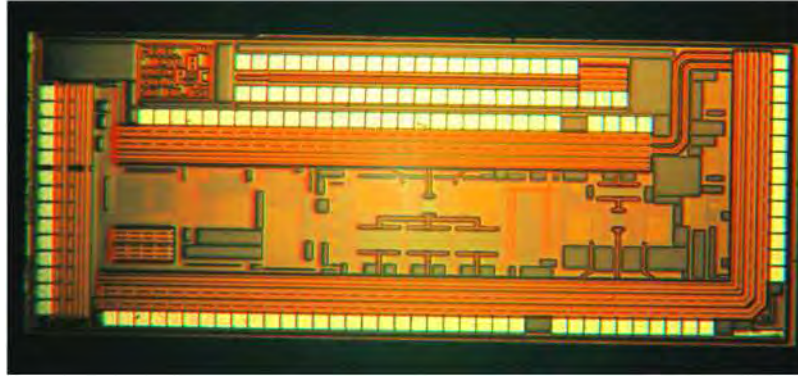


FIG. 3.15: **Second ASIC SiGe (B2B)**. Cet ASIC d'une taille d'environ $2\text{mm} \times 3\text{mm}$ a été conçu pour la lecture d'une matrice de 3 lignes de 8 détecteurs.

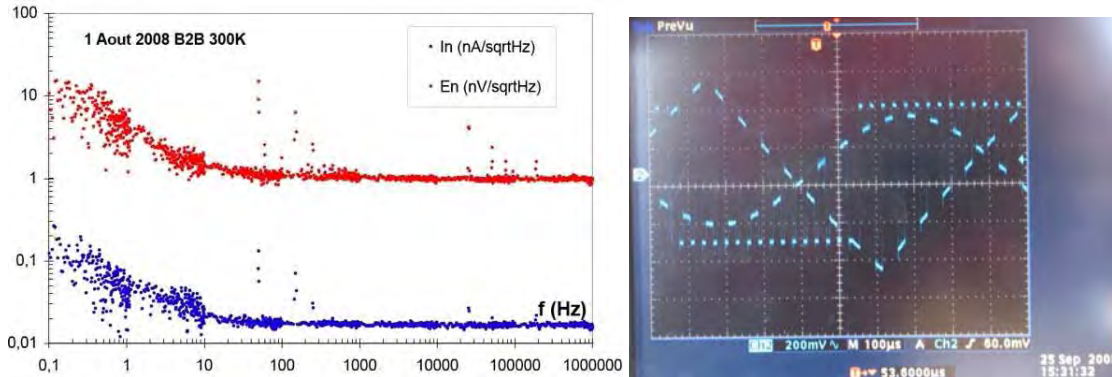


FIG. 3.16: **Bruit d'entrée et multiplexage à 100kHz de 3 signaux avec l'amplificateur du second ASIC (B2B) à température ambiante.** Les tests à froid sont en cours de réalisation.

à HEMT pour la filière haute impédance et l'utilisation de la technologie SiGe à 4K intégrée en ASIC pour la lecture et le multiplexage de bolomètres supraconducteurs. Il faut maintenant concrétiser ces développements et utiliser ces chaînes de détection pour des observations astrophysiques. Nous prévoyons ainsi d'utiliser les développements de DCMB pour réaliser les détecteurs et l'électronique de lecture de l'instrument BRAIN-MBI qui sera décrit au chapitre 5.

La réalisation de matrices de bolomètres de grandes dimensions nécessitera l'intégration de l'électronique d'acquisition avec les détecteurs et un interfaçage quasi-industriel pour assurer les performances (de manière similaire à ce qui se fait au CEA-LETI [40]). Il convient ainsi de modifier les méthodes de travail utilisées jusqu'ici en laboratoire pour s'orienter vers une démarche où la qualité est prépondérante. Ainsi, nous dessinons actuellement une architecture thermique qui contiendra à la fois la matrice 23 pixels supraconducteur et l'ASIC B2B dans un ensemble mécaniquement cohérent.

Par ailleurs, la complexité de mise en oeuvre des SQUIDS associée à la facilité d'utilisation et aux performances des ASICs en technologie SiGe nous amène à considérer la viabilité d'une matrice de bolomètres supraconducteurs à 100Ω . Dans ce cas, les détecteurs pourraient être directement lu par un amplificateur SiGe sans SQUID. Les premiers calculs de sensibilité et de bruits ne montrent pas d'impossibilités majeurs. Nous allons proposer de réaliser un premier prototype afin d'évaluer la faisabilité réelle. Ces développements pourraient faire l'objet d'un futur travail de thèse.

Chapitre 4

Vers de nouvelles architectures de détection

De par leur faible niveau, les modes B de polarisation du CMB requièrent une instrumentation à la fois très sensible mais aussi extrêmement immune aux effets instrumentaux susceptibles de masquer le signal cosmologique. L'augmentation du nombre de détecteurs dans le plan focal vers de véritables matrices de bolomètres permet de pallier la contrainte de sensibilité (chapite 3). Les effets parasites instrumentaux dépendent de la méthode de mesure. Une architecture de détection évoluée permet la mesure directe des paramètres de Stokes sans nécessiter de différencier 2 détecteurs. Elle apparaît ainsi mieux à même de s'affranchir des effets parasites instrumentaux. Pour réaliser ce type d'architecture aux fréquences où le CMB domine, il convient d'utiliser des structures supraconductrices pour limiter les pertes. La collaboration BSD (B-mode Superconducting Detectors) que j'ai initiée fin 2007 a pour objectif la réalisation des composants hyperfréquences supraconducteurs nécessaires pour réaliser des architectures de détection évoluées.

4.1 Motivations

4.1.1 Effets parasites instrumentaux

La méthode classique pour déterminer l'état de polarisation d'une onde électromagnétique polarisée linéairement consiste à mesurer la puissance dans 2 polarisations perpendiculaires puis d'effectuer la même opération après une rotation de 45° [41]. On obtient alors les paramètres de Stokes caractérisant la polarisation linéaire (Q et U) en différenciant les mesures dans 2 polarisations perpendiculaires. Cette procédure est utilisée par la majorité des photo-polarimètres bolométriques et en particulier dans Planck-HFI avec les bolomètres PSB (voir section 2.2.1).

Cette méthode présente néanmoins un inconvénient majeur : chaque chaîne de détection possède des caractéristiques légèrement différentes (constante de temps, gain, efficacité quantique, largeur de bande...) ce qui induit un signal parasite susceptible de masquer l'information astrophysique.

Cyrille Rosset a effectué des simulations de quelques uns de ces effets et a analysé ses résultats en terme de perturbations sur la détermination des modes B dans le cadre de Planck-HFI[42]. La figure 4.1 présente ses résultats lorsqu'une erreur systématique est appliquée sur la constante de temps ou l'étalonnage des détecteurs.

Les contraintes apparaissent difficiles à atteindre : dans l'exemple de la figure 4.1, il faut déterminer la constante de temps et l'étalonnage relatif de chaque détecteur avec une précision respectivement meilleure que 2% et 0.1% pour ne pas occulter le signal des modes B.

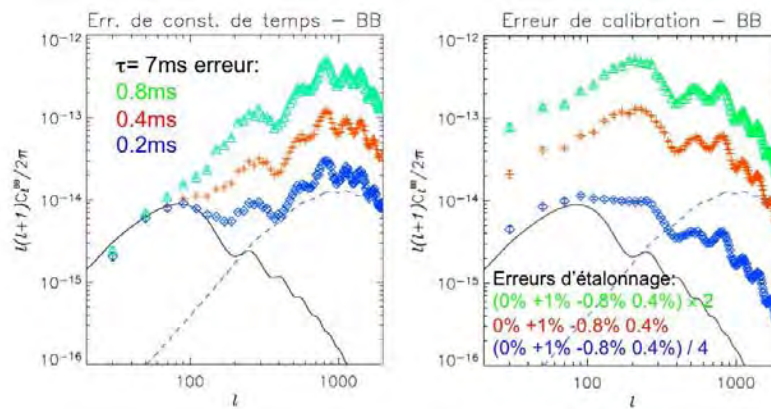


FIG. 4.1: **Exemple d'effets systématiques instrumentaux sur l'estimation des modes B.** Ces deux graphes représentent l'effet d'une erreur systématique respectivement sur la constante de temps et sur l'étalonnage des détecteurs [42].

4.1.2 Mesure directe des paramètres de Stokes

Les effets parasites instrumentaux provenant des différences entre chaînes de détection peuvent être atténués si l'on parvient à déterminer les paramètres de Stokes avec un seul détecteur.

Ceci peut être obtenu d'une part avec une stratégie d'observation rapide qui induit un grand nombre de croisements dans des orientations différentes. C'est ce que nous avons proposé lors de l'étude de phase 0 du concept SAMPAN (*Satellite pour la Mesure de la Polarisation des Anisotropies*) réalisé avec le CNES en 2005 [26]. Les contraintes se reportent alors sur le système de contrôle d'attitude du satellite qui doit permettre un balayage complexe tout en restant dans une gamme de poids et de coût raisonnable. L'adéquation n'est pas apparue viable à l'échelle d'un petit satellite comme SAMPAN (environ 500kg de charge utile).

Une autre méthode pour déterminer les paramètres de Stokes avec un seul détecteur consiste d'autre part à utiliser un système de rotation de la polarisation comme par exemple une lame quart d'onde rotative. La complexité est alors reportée sur l'instrument. Cette méthode a été utilisée par l'expérience ballon MAXIPOL en 2003 [43]. C'est également la solution de base pour l'expérience au sol CLOVER [44] et pour le concept BPol d'instrument spatial que nous avons soumis à l'ESA en réponse à l'appel d'offre *Comic Vision*. Une lame quart d'onde large bande est réalisable par empilement de plusieurs lames [45, 46]. Il y a cependant quelques inconvénients à l'utilisation d'un système rotatif pour moduler la polarisation :

- Un système mobile est généralement considéré comme risqué pour un instrument spatial.
- La proximité des détecteurs pourrait dégrader les performances à cause de la microphonie et des perturbations électro-magnétiques.
- La qualité optique du système peut être dégradée, en particulier au niveau de la fuite de polarisation croisée (*cross polarisation*).
- Cette méthode ne permet pas d'atténuer certains effets systématiques comme les erreurs sur le pointage ou sur l'orientation des détecteurs [47].

Ces deux solutions ne sont donc pas intrinsèquement adaptées à un instrument spatial. Une troisième solution développée dans la section suivante consiste en la réalisation d'une architecture de détection avec un système de modulation de la polarisation sans système mobile ou rotatif.

4.1.3 Vers une architecture de détection évoluée

Une architecture de détection évoluée doit permettre une mesure directe des paramètres de Stokes avec un détecteur sans système mobile ou rotatif. Deux exemples de telles architectures sont représentés figure 4.2. L'influence des méthodes de détection radio est évident avec l'utilisation de composants hyperfréquences bien connus aux plus basses fréquences.

Le schéma de pseudo-corrélation est équivalent à mesurer l'intensité dans une direction de polarisation qui

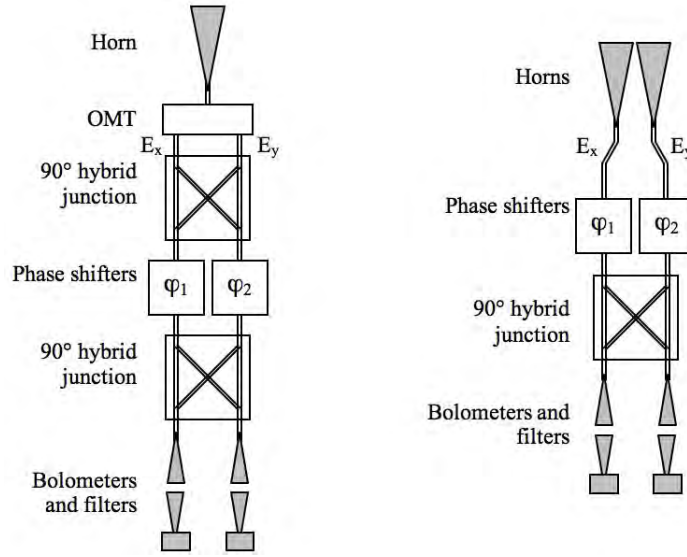


FIG. 4.2: Deux exemples d'architectures évoluées : le schéma de pseudo-correlation et l'interférométrie bolométrique.

est fonction du déphasage entre les deux branches ($|\varphi_1 - \varphi_2|/2$ ou $|\varphi_1 - \varphi_2|/2 + \pi/2$ suivant la sortie considérée) [48]. L'interférométrie bolométrique est développée plus en détails dans le chapitre 5. Cette architecture produit un signal au niveau de chaque bolomètre qui est une combinaison linéaire des visibilités (transformées de Fourier sur le ciel) des paramètres de Stokes (U et V dans l'exemple de la figure 4.2). Les coefficients sont fonctions des valeurs de déphasage dans chaque branche. Pour ces deux architectures, la modulation de phase des différents déphaseurs permet d'extraire le signal directement relié aux paramètres de Stokes.

La difficulté technique est la réalisation de déphaseurs large bande, contrôlable électriquement de manière rapide et avec de faibles pertes. L'utilisation des microtechnologies par lithographie du Niobium doit permettre de contourner cette difficulté.

4.2 La technologie Niobium

La contrainte de sensibilité pour atteindre les modes B implique de multiplier les chaînes de détection dans le plan focal jusqu'à plusieurs centaines de détecteurs voir des milliers. La miniaturisation est donc fondamentale et on utilise pour cela les procédés de fabrication issus de la microélectronique. Mais il est également nécessaire d'avoir des composants ayant une excellente transmission dans la bande passante. Une ligne de transmission lithographiée en matériau supraconducteur peut transmettre des signaux électromagnétiques avec de très faibles pertes jusqu'à une fréquence donnée par l'énergie de gap du supraconducteur. Comme le montre la figure 4.3, le Niobium permet un fonctionnement jusqu'à environ 700GHz ($2\Delta \simeq 7/2 \times kT_c \simeq 3\text{eV}$ où $T_c \simeq 9\text{K}$ est la température critique) ce qui est suffisant pour nos applications. La lithographie du Niobium ouvre ainsi la voie à la réalisation d'architectures de détection miniatures jusqu'à 700GHz où l'on peut dissocier le prélèvement de l'onde électromagnétique de sa détection dans un bolomètre. La figure 4.4 représente un radiomètre complet à 200GHz sur un *wafers* de silicium réalisé à Berkely par l'équipe d'Adrian Lee et Paul Richards [50, 51]. Une paire d'antennes à fente prélève l'onde électromagnétique qui est guidée dans une ligne microruban vers des filtres puis vers un petit bolomètre. Sur ce dernier est placé une charge adaptée à l'extrémité de la ligne de transmission qui va provoquer l'échauffement du bolomètre.

Un autre exemple de technologie Niobium réalisé à Caltech-JPL par l'équipe de James Bock [52] est représenté figure 4.5. Dans cet exemple, deux réseaux phasés d'antennes sont imbriqués, un pour chaque polarisation. Ceci permet d'obtenir un faisceau assez directif pour envisager de supprimer les cornets dont

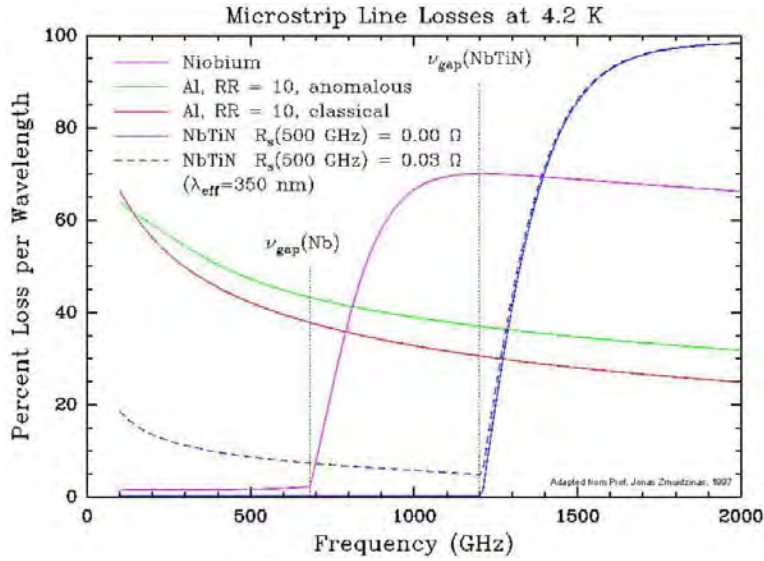


FIG. 4.3: Atténuation de ligne de transmission microruban en différents matériaux (d’après [49]).

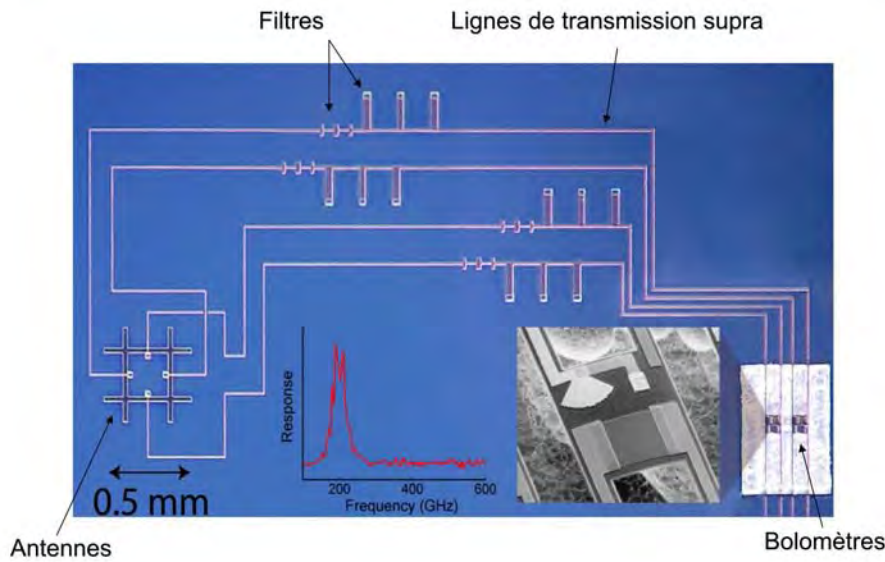


FIG. 4.4: Radiomètre supraconducteur complet à 200GHz réalisé par l’équipe d’Adrian Lee à Berkeley.

la masse est importante. Les signaux issus des antennes sont acheminés vers les filtres et les bolomètres au nombre de 4. Une jonction hybride à 180° est ajoutée pour réaliser un analyseur du type QU [9]. L’avantage de cette architecture est qu’elle ne nécessite pas une rotation de 45° de l’instrument pour mesurer Q et U.

Ces deux architectures présentent néanmoins l’inconvénient de ne pas intégrer une méthode de modulation de la polarisation. C’est là l’objectif de la collaboration BSD que j’ai initiée en 2007.

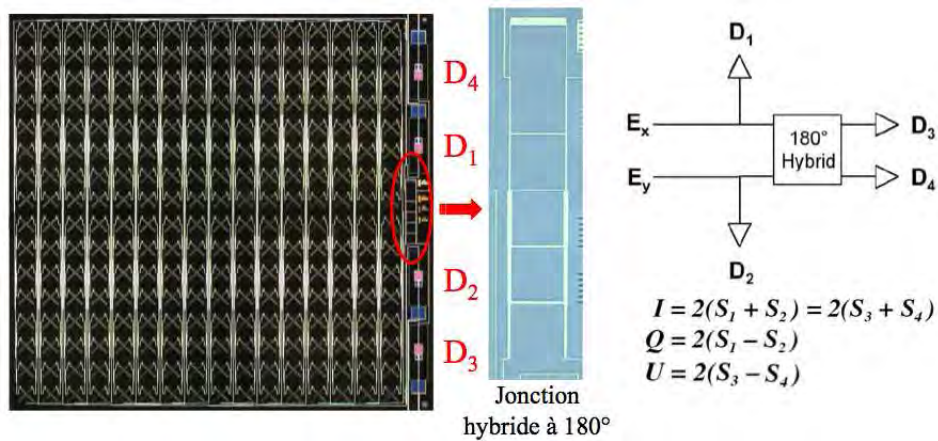


FIG. 4.5: Exemple de réalisation d'un radiomètre supraconducteur à Caltech-JPL par l'équipe de James Bock. L'architecture de détection réalise un analyseur du type QU.

4.3 La collaboration BSD (B-mode Superconducting Detectors)

La perspective d'architectures de détection évoluées m'a conduit à lancer la collaboration BSD mi-2007 afin de réaliser les composants hyperfréquences supraconducteurs nécessaires ainsi qu'un premier démonstrateur. Cette collaboration pluridisciplinaire est composée de radio-astronomes, physiciens du solide, instrumentalistes ainsi que de spécialistes du domaine hyperfréquence et des méthodes de micro-fabrication.

4.3.1 Description et fonctionnement

La collaboration BSD est actuellement concentrée dans la région parisienne comme le montre la table 4.1. Elle pourra s'étendre à d'autres laboratoires par la suite suivant l'évolution du projet.

TAB. 4.1: Laboratoires et principales responsabilités dans la collaboration BSD.

Laboratoire	Responsable	Principales tâches
APC	Michel Piat	Coordination du projet, OMT et déphaseurs, tests Bolomètres Couplage circuit-bolomètre Réalisation des composants Filtres, support conception Support conception, combinateur et diviseur de puissance
CSNSM	Louis Dumoulin	
IAS	François Pajot	
IEF	Daniel Bouchier	
L2E (ex-LISIF)	Georges Alquié	
LERMA	Yan Delorme	

BSD a bénéficié d'un premier financement par le Groupement d'Intérêt Scientifique (GIS) *Physique des 2 Infinis* (P2I) et par une ANR jeune chercheur que j'ai obtenue fin 2007 (COS², *Superconducting Components for Cosmic Microwave background Observation*). Nous avons soumis une proposition de R&D CNES pour 2009 afin de compléter le financement. Le budget total est aujourd'hui de 660k€ sur 2 ans (à partir de 2008) qui se répartit en 300k€ pour des CDD et postdocs, 195k€ de gros équipements pour la réalisation des échantillons et 165k€ de fonctionnement et petits équipements.

Nous avons dans un premier temps identifié les différents composants à réaliser et leur spécifications grossières : lignes de transmission supraconductrices, antennes, filtres sur ligne de transmission, déphaseurs, combinateur et diviseur de puissance, circuit de couplage avec le détecteur, bolomètre. Après un travail bibliographique permettant de définir un premier dimensionnement, chaque composant est simulé et optimisé

CHAPITRE 44.3. LA COLLABORATION BSD (B-MODE SUPERCONDUCTING DETECTORS)

sous CST-Microwave Studio [53], un logiciel 3D qui résoud numériquement les équations de Maxwell. Si la conception est concluante, on passe à la phase de réalisation à l'IEF ainsi qu'au LERMA. L'objectif ultime de BSD est la réalisation d'un démonstrateur réduit à quelques détecteurs. Le premier composant issu de la collaboration BSD est un OMT (*Ortho-Mode Transducer*) actuellement en cours de réalisation.

4.3.2 Première réalisation : OMT (*Ortho-Mode Transducer*)

Un OMT (*Ortho-Mode Transducer*) est un composant qui permet de décomposer l'onde électromagnétique incidente suivant deux polarisations perpendiculaires. Il peut être réalisé avec des polariseurs comme c'était le cas sur l'expérience Archeops [54] ou encore en guide d'onde [55]. Dans cette dernière version, l'OMT peut atteindre d'excellentes performances, avec des isolations mesurées d'environ -45dB entre 75GHz et 110GHz [55].

Nous avons choisi de réaliser un OMT à 90GHz avec 30% de largeur de bande, compatible avec l'architecture proposée pour l'instrument spatial BPol [10] : placé dans un guide d'onde derrière un cornet mono-mode, l'OMT en technologie planaire est constitué de quatre antennes qui convertissent l'onde électromagnétique guidée en 4 autres transmises dans 4 lignes microruban supraconductrices. Ce travail fait l'objet des travaux de mon thésard, Adnan Ghribi. La figure 4.6 représente un résultat des simulations où l'on observe le couplage de l'onde électromagnétique en guide d'onde carré avec les antennes de l'OMT. Une des difficultés a été la taille de la membrane de nitrure de silicium supportant les antennes qui risque de ne pas tenir aux contraintes mécaniques. La solution consiste à placer des poutres de renfort en silicium sans dégrader les performances de l'OMT.

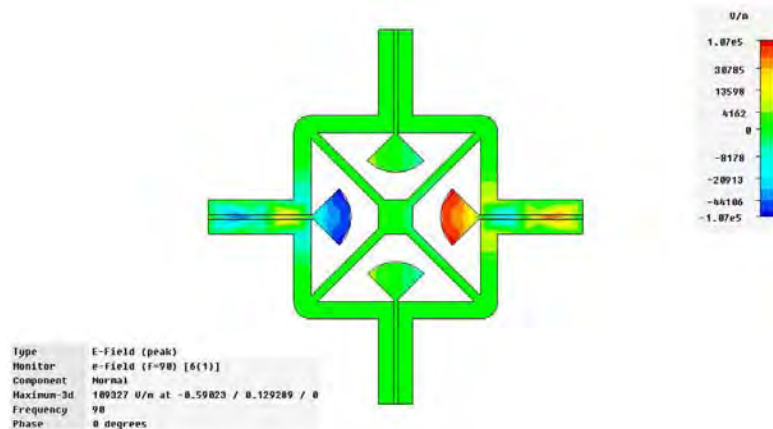


FIG. 4.6: Simulation sous CST-Microwave Studio de la propagation d'une onde à 90GHz dans le circuit hyperfréquence constituant l'OMT. On voit clairement qu'il n'y a que 2 antennes qui transmettent le signal car l'onde électromagnétique incidente est totalement polarisée.

Afin de déterminer les performances de ce composant à 4K tout en gardant une architecture simple, une structure en réception-émission a été définie : chaque antenne de l'OMT débouche, via ligne de transmission supraconductrice, sur une autre antenne qui émettra le signal dans un guide standard (WR10). L'OMT sera monté dans une structure mécanique représentée figure 4.7 dans laquelle on trouvera également les différents guides d'onde. Cette architecture permet d'interfacer directement un analyseur vectoriel millimétrique et donc de caractériser entièrement le composant. Un cryostat dédié aux tests à 4K est actuellement en cours de réalisation.

Les performances simulées de cet OMT sont représentées figure 4.8. La transmission est supérieure à 99.7% dans la bande passante de 30% autour de 90GHz soit une perte d'insertion de -25dB. Le niveau de fuite de polarisation croisée en simulation est d'environ -80dB mais les contraintes de réalisation ne permettront certainement pas d'atteindre ce chiffre. Ce composant ainsi que des modules d'étalonnage sont en cours de réalisation. Les premiers tests sont prévus pour début 2009.

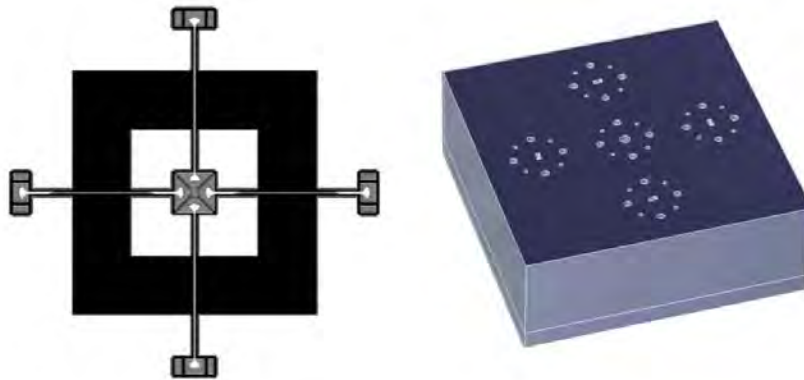


FIG. 4.7: Schéma du *wafer* en silicium supportant l'OMT et de l'ensemble mécanique. Sur ce dernier, on distingue le guide d'onde carré central et les 4 guides d'onde standards.

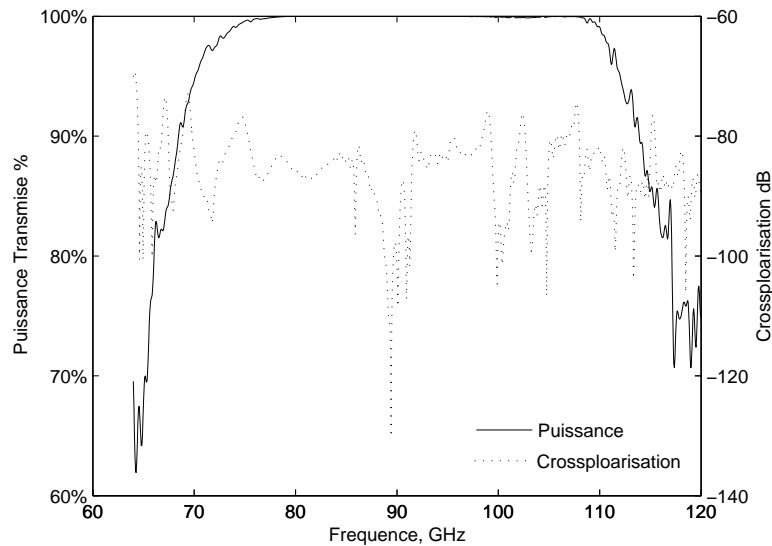


FIG. 4.8: Performances simulées de l'OMT.

4.3.3 Déphaseur

Parmi les composants supraconducteurs faisant l'objet de BSD, le déphaseur contrôlable est certainement le composant le plus complexe à réaliser. Avec mon thésard Adnan Ghribi, nous étudions actuellement les technologies possibles pour réaliser un déphaseur. Une collaboration est également envisagée avec l'équipe de Leonid Kuzmin de l'Université de Chalmers en Suède.

Dans sa version numérique où un ensemble fini de valeurs de déphasage est accessible, le déphaseur nécessite une ligne à retard et un commutateur permettant de transmettre ou d'interrompre une onde électromagnétique hyperfréquence en fonction d'un signal électrique basse fréquence. Le commutateur peut être réalisé avec des diodes Schottky [56]. Une version avec un micro-pont supraconducteur qui court-circuite la

CHAPITRE 44.3. LA COLLABORATION BSD (B-MODE SUPERCONDUCTING DETECTORS)

ligne de transmission a été proposée récemment [48]. Ce micro-pont est à l'état normal ou supra suivant la valeur du courant basse fréquence qui le traverse comme le montre la figure 4.9. Nous étudions également la possibilité de réaliser un commutateur supraconducteur de manière thermique.

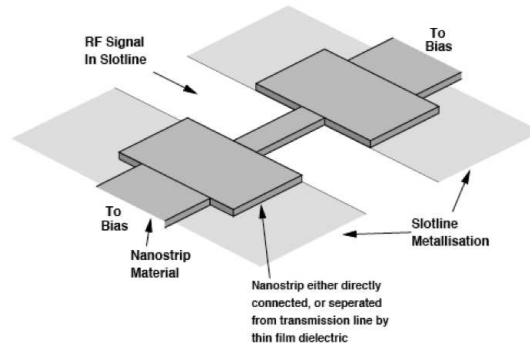


FIG. 4.9: Commutateur à nano-pont supraconducteur. D'après [48].

Par ailleurs, si le déphasage doit être indépendant de la fréquence, on peut subdiviser la bande passante en sous-bandes. Il est également possible de remplacer la ligne à retard par un système plus large bande comme par exemple une jonction hybride à 90° ou à 180° (voir figure 4.10).

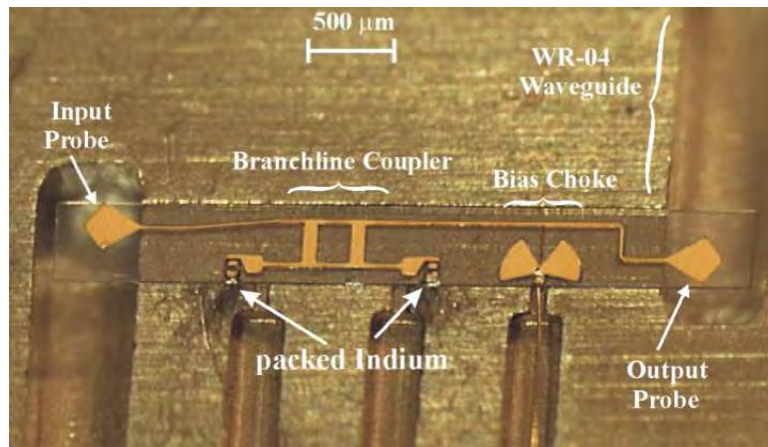


FIG. 4.10: Exemple de circuit déphaseur à $180^\circ \pm 15^\circ$ dans une bande de 55GHz de large autour de 220GHz . Ce système est basé sur un coupleur à 180° et des diodes Schottky comme commutateur [56].

4.3.4 Perspectives

Afin de simplifier la conception d'un instrument spatial dédié à la caractérisation des modes B de polarisation du CMB, il apparaît judicieux de développer une architecture de détection évoluée basée sur la microtechnologie du Niobium. Ce type de développement a d'ailleurs été identifié dans la partie BPol du *Technology Development Plan* (plan de développement technologique) de l'ESA diffusé en juillet 2008 suite aux résultats de l'appel d'offre *Cosmic Vision (Novel focal plane architecture development, ref. N207-041EE)*. J'ai entrepris de mettre en place la collaboration pluridisciplinaire BSD dès septembre 2007 pour développer les composants hyperfréquences supraconducteurs nécessaires et réaliser un premier démonstrateur d'ici fin 2010. Ce dernier pourra être du type interféromètre bolométrique de dimension réduite à un

4.3. LA COLLABORATION BSD (B-MODE SUPERCONDUCTING DETECTORS)CHAPITRE 4

petit nombre de pixels mais extensibles à de grandes matrices. Ces réalisations seront également testées sur des instruments au sol comme BRAIN-MBI.

Après la conception d'un OMT, nous commençons l'étude du déphaseur qui est certainement le composant le plus complexe à réaliser. Une étudiante en thèse a par ailleurs commencé à étudier les filtres sur ligne de transmission au L2E avec George Alquié. De mon côté, Silvia Galli va arriver en thèse début novembre 2008. Elle va en particulier poursuivre le développement du déphaseur et préparer la réalisation du démonstrateur en collaboration avec Adnan Ghribi qui doit soutenir sa thèse d'ici un an. Je dispose également de 2 ans de postdoc ANR qui permettront de lancer la collaboration avec Leonid Kuzmin.

CHAPITRE 44.3. LA COLLABORATION BSD (B-MODE SUPERCONDUCTING DETECTORS)

Chapitre 5

L'interférométrie bolométrique

L'interférométrie bolométrique est une des architectures de détection évoluées où un détecteur mesure directement les paramètres de Stokes. L'idée originale a été développée par Lucio Piccirillo aujourd'hui à l'Université de Manchester au début des années 2000. L'interférométrie hétérodyne est une technique qui présente de nombreux avantages pour la mesure du CMB, en particulier au niveau des effets systématiques. Cette technique a d'ailleurs permis la première détection des modes E de polarisation. Elle est néanmoins intrinsèquement limitée par la sensibilité des détecteurs. L'idée est donc de combiner les avantages de la méthode interférométrique avec la sensibilité des bolomètres aux basses températures.

5.1 Principe de détection

L'interférométrie bolométrique est une nouvelle méthode de détection qui combine les avantages de l'interférométrie avec la sensibilité des bolomètres.

5.1.1 L'interférométrie

L'interférométrie est une méthode d'observation développée par l'astronomie radio pour augmenter la résolution angulaire. Le ciel est observé avec une matrice de N télescopes et la combinaison des signaux deux par deux dans un corrélateur fait apparaître un mode de Fourier du signal astrophysique. La fréquence spatiale de ce mode correspond à \vec{D}/λ où \vec{D} est le vecteur de séparation des antennes (ou encore *ligne de base*) et λ la longueur d'onde. En sortie des corrélateurs, on obtient un ensemble de $N \times (N - 1)/2$ mesures appelées *visibilités*. Une carte du ciel peut être reconstruite à partir des visibilités en faisant la transformée de Fourier inverse. Néanmoins, pour l'analyse des anisotropies du CMB, la mesure d'une ligne de base produit directement un point dans le spectre de puissance sans passer par une carte.

Bien qu'originellement conçue pour la haute résolution angulaire, la méthode d'interférométrie offre plusieurs avantages pour les mesures des anisotropies du CMB par rapport aux mesures des images :

- Une mesure intrinsèquement différentielle, puisque l'instrument observe directement les modes Fourier du signal sur le ciel. Ceci est particulièrement important pour réduire certains effets parasites comme ceux générés par l'atmosphère par exemple.
- Une meilleure capacité à isoler le signal astrophysique des effets systématiques.
- Une mesure directe de la polarisation ne nécessitant pas de différences entre deux détecteurs.

5.1.2 Détection cohérente/directe

La détection cohérente consiste en la mesure simultanée de l'amplitude et de la phase de l'onde électromagnétique. La méthode hétérodyne couramment utilisée en astronomie radio en est un exemple. Cette méthode consiste à amplifier le signal puis à transposer ses fréquences dans une bande où l'électronique «classique» peut fonctionner. Cette méthode de mesure possède néanmoins une sensibilité limitée à cause du principe de Heisenberg. On peut s'approcher de cette limite qui augmente avec la fréquence en refroidissant le premier étage d'amplification jusqu'à 4K. À l'inverse, les bolomètres ne sont sensibles qu'à l'énergie moyenne du rayonnement incident (détection directe) et ne sont donc pas intrinsèquement limités en sensibilité mais nécessitent une cryogénie lourde. En pratique, pour l'observation du CMB il apparaît que la détection hétérodyne est plus intéressante aux fréquences inférieures à typiquement 90GHz depuis le sol [57]. Cette limite pourrait descendre jusqu'à environ 40GHz dans l'espace si la réalisation de bolomètres aux basses fréquences ne pose pas de problèmes technologiques.

Les deux technologies, hétérodyne et bolométrique, ont joué un rôle important pour la mesure des anisotropies du CMB. La phase étant nécessaire pour l'interférence à la base du corrélateur, la méthode d'interférométrie restait néanmoins dans le domaine de l'astronomie radio classique, tandis que les bolomètres faisaient parti des instruments qui imagent le ciel directement en mesurant le puissance total du signal.

5.1.3 L'interférométrie bolométrique

Les avantages de l'interférométrie et la sensibilité des détecteurs bolométriques sont les principales motivations pour le développement d'un système combiné. Pour cela, il faut mélanger les signaux des paires d'antennes avant la détection et la perte de phase comme le montre la figure 5.1.

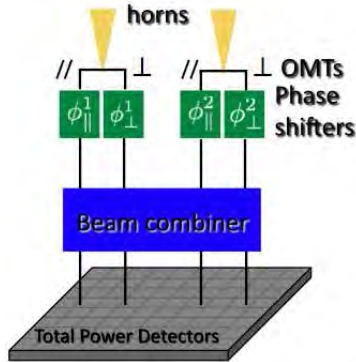


FIG. 5.1: **Principe de l'interférométrie bolométrique.** L'OMT (Ortho Mode Transducer) permet de séparer l'onde électromagnétique incidente en deux polarisations perpendiculaires. Par soucis de simplification, on n'a représenté qu'une ligne de base mais on peut aisément généraliser à un ensemble plus large de cornes.

Un combineur réalise une somme complexe des ondes électromagnétiques incidentes. De manière générale, on démontre qu'un tel système sans perte doit posséder autant d'entrées que de sorties. Le combineur le plus simple réalise la somme de l'ensemble des signaux électromagnétiques en entrée (à un facteur de proportionnalité près pour conserver la puissance). Dans cette hypothèse, nous avons montré que le signal mesuré par les bolomètres est donné par l'expression suivante [58, 59, 60] :

$$\begin{aligned}
 s(t) = & \text{termes d'autocorrélation} \\
 & + \mathcal{R}[V_I] \times (\cos \Delta\phi_{\parallel\parallel} + \cos \Delta\phi_{\perp\perp}) - \mathcal{I}[V_I] \times (\sin \Delta\phi_{\parallel\parallel} + \sin \Delta\phi_{\perp\perp}) \\
 & + \mathcal{R}[V_Q] \times (\cos \Delta\phi_{\parallel\parallel} - \cos \Delta\phi_{\perp\perp}) - \mathcal{I}[V_Q] \times (\sin \Delta\phi_{\parallel\parallel} - \sin \Delta\phi_{\perp\perp}) \\
 & + \mathcal{R}[V_U] \times (\cos \Delta\phi_{\parallel\perp} + \cos \Delta\phi_{\perp\parallel}) - \mathcal{I}[V_U] \times (\sin \Delta\phi_{\parallel\perp} + \sin \Delta\phi_{\perp\parallel}) \\
 & - \mathcal{R}[V_V] \times (\sin \Delta\phi_{\parallel\perp} - \sin \Delta\phi_{\perp\parallel}) - \mathcal{I}[V_V] \times (\cos \Delta\phi_{\parallel\perp} - \cos \Delta\phi_{\perp\parallel}) \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

Où V_X est la visibilité du paramètre de Stokes X , $\mathcal{R}[X]$ et $\mathcal{I}[X]$ représentent les parties réelles et imaginaires de X et $\Delta\phi_{i,j} = \phi_i^1 - \phi_j^2$ avec $\{i,j\} \in \{||; \perp\}$ est la différence de phase entre les deux canaux. L'information recherchée est contenue dans les visibilités des paramètres de Stokes qui sont modulées par des termes dépendant du déphasage entre les différents canaux. Les termes d'autocorrélation proviennent d'un même cornet et n'ont dans un premier temps pas d'intérêt. Effectuer des modulations de phase avec des déphaseurs permet ainsi d'extraire le signal astrophysique du signal continu. Cette conclusion peut s'étendre à une matrice de N cornets avec $2N$ déphaseurs [61].

La couverture en ℓ s'obtient par la relation $\ell = 2\pi\|\vec{D}\|/\lambda$. Le maximum des modes-B primordiaux se situe à $\ell \approx 90$ soit à des échelles angulaires plus grandes que 1° sur le ciel. Il apparait alors qu'un regroupement compact de cornets en carré permet une couverture des modes depuis $\ell = 20$ jusqu'à environ 200 pour une taille de faisceau de 15° - 20° de largeur à mi-hauteur et une largeur de bande de 30% [58, 62].

5.1.4 Reconstruction des visibilités

De manière similaire au cas du multiplexage pour les matrices de bolomètres, deux méthodes sont envisagées pour la reconstruction des visibilités : la méthode fréquentielle et temporelle.

La méthode fréquentielle consiste à faire varier la phase linéairement avec le temps. Chaque déphaseur produit ainsi une rampe de pente différente. Le signal mesuré au niveau des bolomètres est alors une superposition de sinusoides dont la pulsation est la différence de pente des déphaseurs correspondants. La difficulté consiste alors à trouver un ensemble de pentes dont toutes les différences possibles sont différentes afin de ne pas superposer les signaux. On imagine que le problème de bande passante des détecteurs soit prépondérant dans cette solution.

La méthode temporelle est celle qui est aujourd'hui la plus aboutie. Elle consiste en la production d'une séquence de déphasages suffisamment longue pour inverser le système et extraire les différentes visibilités. La contrainte majeure au niveau de l'instrument est sa stabilité durant l'ensemble de la séquence. Pour une matrice carré de $N = 12 \times 12 = 144$ cornets, il y a au total $N \times (N - 1)/2 = 10296$ lignes de bases avec chacune 8 inconnues (les 4 visibilités complexes des paramètres de Stokes) soit un total de 82368 inconnus (avec 3 de plus si l'on considère les termes d'autocorrélation). Si l'on suppose que l'instrument est stable sur 10s, la contrainte se reporte sur la constante de temps des détecteurs qui doit être inférieure à $10/82368 = 120\mu\text{s}$ ce qui devient très court pour des bolomètres. Il est néanmoins possible de réduire la taille de la séquence en remarquant que pour une géométrie simple de plan focal (une matrice carré de cornets par exemple), plusieurs lignes de base sont identiques ou *équivalentes*. Pour une matrice carré de N cornets, on dénombre $N_{\neq} = 2(N - \sqrt{N})$ lignes de bases différentes, soit 264 pour $N = 144$. Il y a ainsi 2112 inconnues. La contrainte sur la constante de temps des bolomètres est alors relâchée à 4.7ms ce qui est beaucoup plus raisonnable. Nous avons montré par calcul puis par des simulations Monte Carlo qu'il est possible de définir une telle séquence de phase qui permette de sommer de manière cohérente les visibilités identiques provenant de lignes de bases équivalentes [61] (cette sommation cohérente pourrait d'ailleurs être appliquée également à la méthode fréquentielle). Hyland et al. ont par la suite déterminé une méthode systématique pour produire une séquence qui soit la plus courte possible [63]. Cette sommation cohérente permet de plus de gagner en sensibilité un facteur important sans lequel cette méthode de détection n'est plus compétitive.

5.1.5 Sensibilité

On suppose que pour une ligne de base \vec{D} donnée il y a au total $N_{eq}(\vec{D})$ lignes de base équivalentes. L'analyse de la méthode temporelle que nous avons menée en terme de bruit montre que la sommation cohérente permet de gagner un facteur $1/N_{eq}(\vec{D})$ dans l'expression de la variance du bruit par rapport à une méthode brutale où l'on mesure indépendamment les $N \times (N - 1)/2$ lignes de base [61]. Ce gain en sensibilité est fondamental pour atteindre les modes B.

Ces résultats nous ont permis de déterminer une expression approchée de la sensibilité d'un interféromètre bolométrique [64] équivalente à l'expression de Tegmark [65] ou Knox [66] pour les imageurs :

$$\Delta C_\ell = \sqrt{\frac{2}{2\ell f_{sky} \Delta\ell}} \left(C_\ell + \frac{2\sigma_V^2}{\Omega} \right) \quad (5.2)$$

où $\ell = 2\pi u$, u étant le module du mode de Fourier considéré, f_{sky} est la fraction de ciel observée, $\Delta\ell$ est la largeur de la bande de multipôles que l'on moyenne, Ω est l'angle solide couvert par chaque cornet et σ_V le bruit sur les visibilité donné par :

$$\sigma_V = \sqrt{\frac{N}{N_{eq}}} \times \frac{2 NET \Omega}{\sqrt{N_{eq} N_t T_{ech}}} \quad (5.3)$$

où N est le nombre total de cornets, N_{eq} est le nombre de lignes de base équivalentes mesurant les modes $\ell \pm \Delta\ell/2$, NET est le bruit du détecteur en $\mu\text{K}\cdot\text{s}^{0.5}$, N_t le nombre total de mesures dans une séquence et T_{ech} la période d'échantillonnage de la séquence.

L'application de cette formule est représentée figure 5.2 où l'on compare la sensibilité d'un imageur avec celle d'un interféromètre bolométrique et hétérodyne.

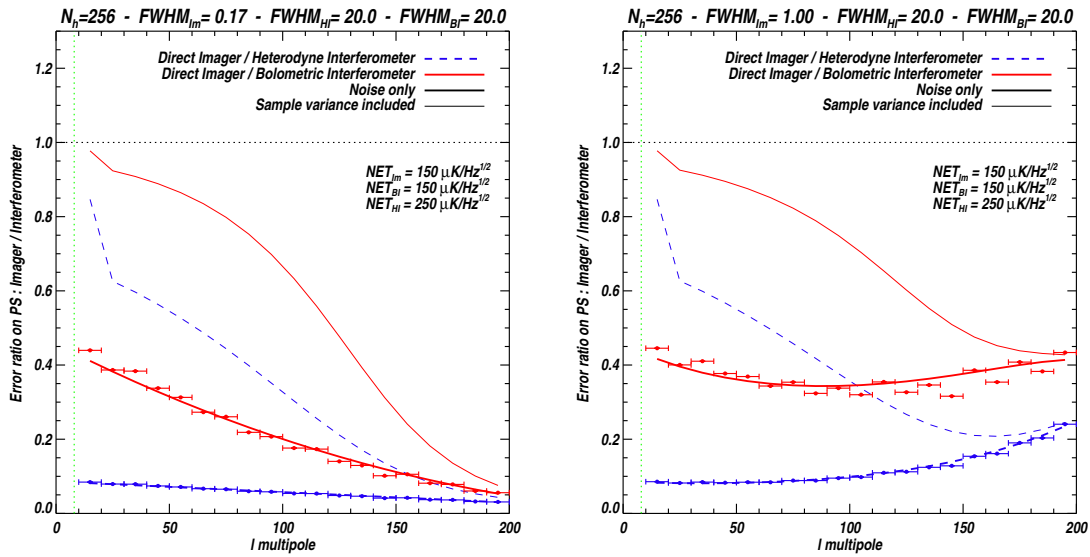


FIG. 5.2: Comparaison imageur/ interféromètre en terme de barre d'erreur sur la détermination du spectre de puissance angulaire [64]. Les hypothèses sont les suivantes : 256 cornets, une fraction de ciel donnée par la largeur à mi-hauteur de 20° du faisceau des cornets pour les interféromètres, une résolution angulaire pour l'imageur de $10'$ et 1° respectivement, une sensibilité de $250\mu\text{K}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ pour l'interférométrie hétérodyne et $150\mu\text{K}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ pour l'interférométrie bolométrique.

On constate que pour un nombre de cornets équivalent, la sensibilité de l'interférométrie bolométrique est entre l'imageur qui est meilleur et l'interférométrie hétérodyne. Si l'on prend en compte la variance cosmique, les barres d'erreurs sont entre 25% et 50% plus importante pour l'interférométrie bolométrique que pour l'imageur à $\ell = 90$ où l'on attend le pic des modes B primordiaux. Cette étude ne prend cependant pas en compte le gain en terme d'effets systématiques.

5.1.6 Effets systématiques

La majorité des effets systématiques instrumentaux induit une conversion de E vers B ou des anisotropies en intensité vers E et B, voire de l'intensité totale vers E et B dans les cas les plus défavorables.

La table 5.1 extraite de Timbie et al. [67] indique quelques effets systématiques dominants et les solutions mises en œuvre au niveau des expériences d'imagerie et d'interférométrie. Un des avantages de l'interférométrie est l'absence de contamination de l'intensité vers E et B ce qui se produit par exemple lorsque l'on a une différence de faisceau entre deux détecteurs dans le cas d'un imageur. Cela se traduit ainsi par une immunité accrue de l'interférométrie par rapport aux défauts des faisceaux optiques comme par exemple

l'ellipticité. En revanche, le problème de fuite de polarisation croisée (*cross-polarisation*) est prépondérant de manière identique pour un interféromètre et pour un imageur. Il apparaît ainsi nécessaire d'avoir une pureté de polarisation d'au moins 40dB pour que l'effet parasite induit soit inférieur à 10% du signal des modes B de polarisation [59, 68]. Cette contrainte est cependant moins complexe à obtenir dans le cas d'un interféromètre car l'optique est réduite uniquement aux cornets.

Un autre effet parasite est le signal provenant de l'environnement dans les lobes secondaires de l'instrument (*ground pickup*). Malgré les précautions mise en œuvre pour éviter cette contamination, les données de l'expérience QUAD (un imageur bolométrique situé sur la base Amundsen-Scott au Pôle Sud) ont été polluées par un signal parasite de ce type [69]. La solution a été d'utiliser une stratégie d'observation qui permette de différencier deux champs avec exactement le même balayage du télescope par rapport au sol. Ceci a été au prix d'une perte de sensibilité notable. De par le fait qu'un interféromètre réalise une mesure intrinsèquement différentielle, ce type de contamination est énormément réduit [70]. De plus, la simplicité de l'optique permet d'obtenir des lobes secondaires très bas.

Nous réalisons actuellement une étude plus complète des effets systématiques incluant des simulations (figure 5.3), en particulier dans le cadre de la nouvelle collaboration BRAIN-MBI que je vais présenter par la suite.

TAB. 5.1: *Effets systématiques dominants et solutions mises en œuvre au niveau imageur et interféromètre (d'après [67]).*

Systematic effect	Imaging system solution	Interferometer solution
Cross-polar beam response	Instrument rotation and correction in analysis	Instrument rotation and non-reflective optics
Beam ellipticity	Instrument rotation and small beamwidth	No <i>T</i> to <i>E</i> and <i>B</i> leakage from beams; inst. rot'n
Polarized sidelobes	Correction in analysis	Correction in analysis
Instrumental polarization	Rotation of instrument and correction in analysis	Clean, non-reflective optics
Polarization angle	Construction and characterization	No <i>T</i> to <i>E</i> and <i>B</i> leakage from beams; construction and characterization
Relative pointing	Rotation of instrument and dual polarization pixels	No <i>T</i> to <i>E</i> and <i>B</i> leakage from beams; inst. rot'n
Relative calibration	Measure calibration using temperature anisotropies	Detector comparison not req'd for mapping or measuring <i>Q</i> and <i>U</i>
Relative calibration drift	Control scan-synchronous drift to 10^{-9} level	All signals on all detectors
Optics temperature drifts	Cool optics to ~ 3 K stabilize to $< \mu$ K	No reflective optics
$1/f$ noise in detectors	Scanning strategy and phase modulation/lock-in	Instant. measurement of power spectrum without scanning
Astrophysical foregrounds	Multiple frequency bands	Multiple frequency bands

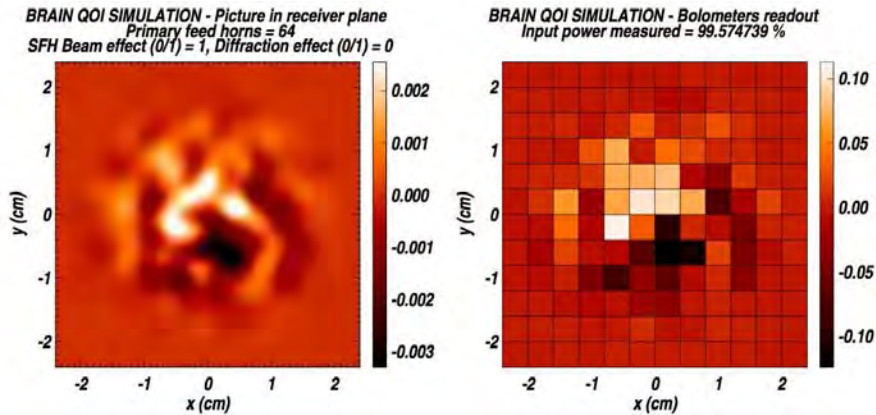


FIG. 5.3: *Exemple de simulation du signal issu d'un interféromètre bolométrique constitué d'une matrice de 8×8 cornets, d'un combinateur quasi-optique (voir section 5.3) et d'une matrice de 144 bolomètres. Il s'agit ici d'un échantillon d'une séquence de phases complète.*

5.2 DIBO

DIBO (Démonstrateur d'Interférométrie BOLométrique) est un instrument de laboratoire destiné à démontrer la faisabilité de l'interférométrie bolométrique et à étudier certains effets systématiques. Il est constitué de composants micro-onde commerciaux connectés par des guides d'onde. Les caractéristiques de ces composants à 90GHz ont imposé de réduire la bande passante à environ 5%. La figure 5.4 représente la constitution de DIBO.

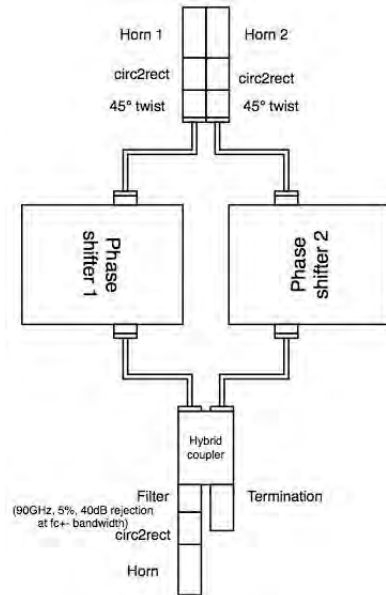


FIG. 5.4: Schéma du démonstrateur DIBO.

L'entrée de DIBO est constituée de deux cornets corrugués ayant un faisceau gaussien de 20° de largeur à mi-hauteur à 90GHz. Chaque cornet n'est sensible qu'à une polarisation perpendiculaire l'une par rapport à l'autre. Le signal dans chaque branche est par la suite déphasé par un déphaseur contrôlable puis mélangé dans une jonction hybride à 90° . Un filtre en guide d'onde (WR10, bande 75GHz-110GHz) et un cornet peuvent être connectés à la sortie afin de ne sélectionner qu'une bande d'environ 5% de largeur autour de 90GHz et effectuer un couplage optique avec un bolomètre dans un cryostat. La figure 5.5 représente DIBO lors des tests avec un analyseur vectoriel millimétrique.

La caractérisation du filtre jusqu'à 175GHz a montré qu'il présente des fuites importantes dès 125GHz. Ceci a rendu impossible toute mesure large bande avec un bolomètre sans filtre additionnel coupant les fréquences au-dessus d'environ 120GHz. Les principales mesures ont ainsi été réalisées avec un analyseur vectoriel millimétrique à l'APC puis à l'université de Milan "Bicocca". Ces mesures ont été réalisées en intensité et sont donc représentatives de ce que verrait un bolomètre.

La figure 5.6 représente les premiers résultats où l'on voit la variation de l'intensité sous forme d'une sinusoïde en fonction du déphasage comme le prévoit le fonctionnement de l'instrument (voir équation 5.1). Une étude plus détaillée [59] fait apparaître les défauts de chaque composants dans l'ensemble de la bande de fréquence. Ainsi, il apparaît par exemple que les déphaseurs présentent une atténuation qui varie légèrement avec la valeur de phase ce qui induit des variations de l'amplitude des sinusoïdes du premier graphe de la figure 5.1.

Les mesures de Milan laissent clairement apparaître que DIBO fonctionne dans une bande étendue par rapport à ce qui avait été spécifié. On retrouve cette conclusion sur le graphe de la figure 5.7 qui représente la réponse de l'instrument pour une source mobile quasi-ponctuelle à différentes fréquences. Les franges d'interférences apparaissent relativement cohérentes d'une fréquence à l'autre et l'on retrouve l'enveloppe formée par le faisceau des deux cornets d'entrée.

DIBO a donc rempli la première partie de ses objectifs : démontrer que l'interférométrie bolométrique

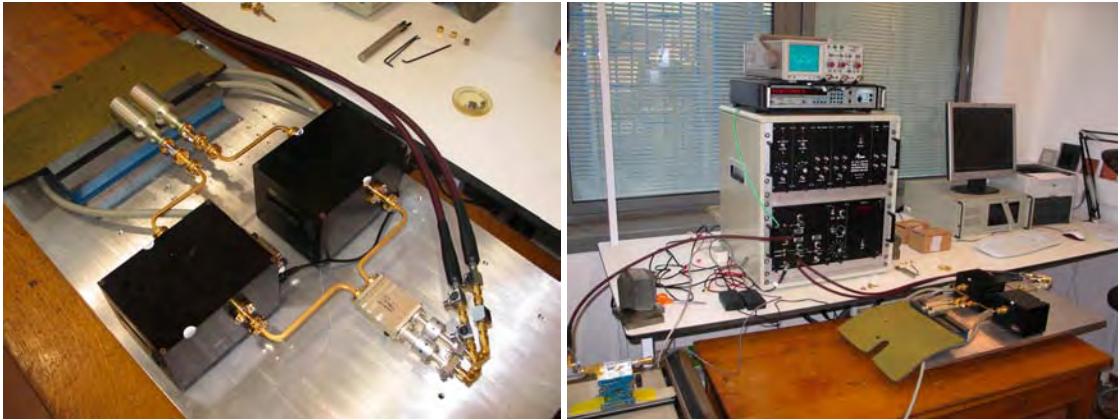


FIG. 5.5: **Le démonstrateur DIBO et mesure avec l'analyseur vectoriel millimétrique.** Sur la photographie de gauche, on distingue les deux cornets d'entrée, les déphaseurs (boîtes noires) et la jonction hybride à 90° avec 4 connexions.

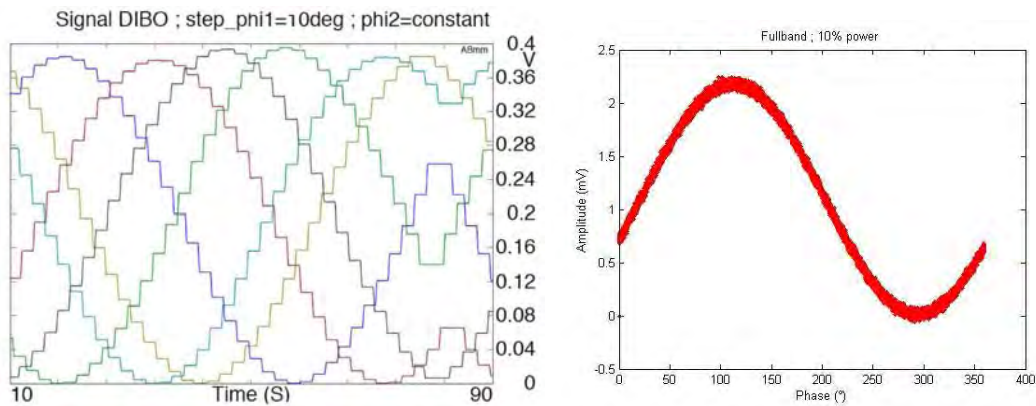


FIG. 5.6: **Mesure du signal DIBO en fonction de la phase pour une source quasi-punctuelle totalement polarisée placé dans l'axe de l'instrument.** La première figure a été obtenue en bande étroite à 90GHz. La phase d'une des deux branches a été réglée à une valeur fixe et l'autre effectuée un balayage par pas de 10°. La seconde figure a été obtenue à Milan en bande large, de 75GHz à 110GHz.

fonctionne et qu'elle n'est pas qu'une idée intéressante conceptuellement. Nous envisageons en ce moment même d'autres méthodes de mesures qui nous permettront d'utiliser un bolomètre pour caractériser le signal issu de DIBO. Un travail plus complet d'analyse a été initié par mon étudiant en thèse Adnan Ghribi afin de comprendre les effets parasites observés dans DIBO. Une publication est en cours de rédaction et sera soumise d'ici peu.

5.3 Le projet BRAIN-MBI

En 2003, nous nous sommes associé avec Lucio Piccirillo pour entreprendre le développement et la réalisation d'une expérience basée sur l'interférométrie bolométrique pour la recherche et la caractérisation des modes B depuis le site de Dôme-C en Antarctique. La collaboration BRAIN (*B-mode RADIation INterferometer*) est fondée autour des universités de Rome "La Sapienza", de Cardiff et de l'APC. Par la suite

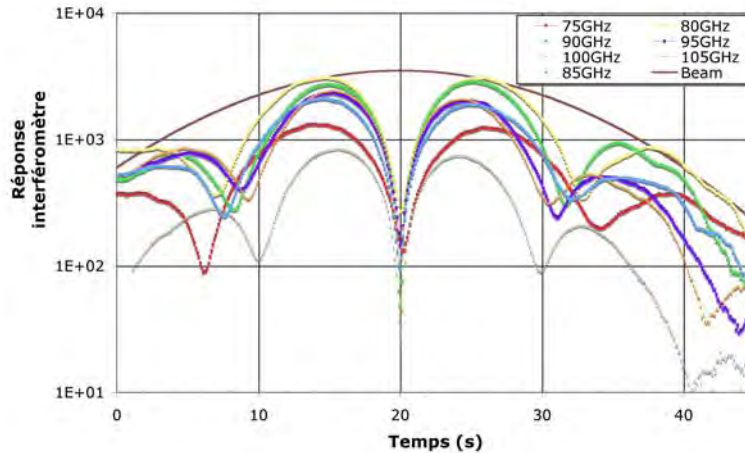


FIG. 5.7: **Interférogrammes mesurés par DIBO pour différentes fréquences avec une source mobile quasi-punctuelle.** La mesure a été réalisée à l'APC et est en unité arbitraire.

Milan "Biccoca", l'IAS, le CESR et le CSNSM se sont associés à cette collaboration. Nous avons dans un premier temps proposé l'installation au Dôme-C du BRAIN-Pathfinder, une expérience bolométrique relativement simple dont l'objectif est la caractérisation du site à 150GHz à la fois en intensité et polarisation. Cet instrument nous a de plus permis de nous familiariser avec les contraintes de logistique du Dôme-C. Plus récemment, la collaboration s'est agrandie avec l'adjonction de l'équipe scientifique de l'instrument MBI (*Millimeter-wave Bolometric Interferometer*) pour former le projet BRAIN-MBI (un nom plus simple est en cours de définition).

5.3.1 Test du site de Dôme-C : l'instrument BRAIN-Pathfinder

L'instrument BRAIN-Pathfinder a été en parti financé par l'ANR CASDOA (*Caractérisation Astronomique du Site de DÔme-C en Antarctique*) à laquelle j'ai participé. Il est constitué d'un cryostat dont le premier étage est refroidi à 4K par un cryo-générateur du type tube pulsé fonctionnant en continu. Ce système, relativement récent, évite l'utilisation d'Hélium liquide difficile à acheminer sur le site de la station Concordia. Deux bolomètres se trouvent sur la platine froide à 300mK et observent le ciel via un ensemble de cornets et filtres à 150GHz dans 2 directions horizontales et opposées. Face aux fenêtres du cryostat (figure 5.8), 2 miroirs hors axe orientables d'environ 30cm de diamètres renvoient le faisceau optique vers le ciel et produisent un faisceau d'environ 1° . Sur l'un des trajets optiques, une lame quart d'onde rotative et un polariseur fixe sont insérés afin de déterminer l'état de polarisation du signal reçu. L'ensemble du système (cryostat, lame quart d'onde rotative, miroirs orientables) est installé sur une table rotative permettant le pointage en azimuth. L'expérience a été installée sur le toit d'un container qui renferme le système de contrôle et d'acquisition ainsi que le compresseur pour le tube pulsé (figure 5.8).

Au cours du mois de janvier 2006, l'instrument a été installé pour la première fois sur le site de la station Concordia par une équipe constituée d'un français (Cyril Dufour de l'APC) et de trois italiens. L'ensemble de la chaîne cryogénique a parfaitement fonctionné pour obtenir une température de fonctionnement des bolomètres de 370mK. Les premières mesures ont été prises sur le ciel à 150GHz pendant quelques heures avant la fin de la campagne. Suite à cette première campagne d'observation, l'instrument a été démonté et rapatrié en Europe.

Lors de la campagne d'observations de l'été austral 2006-07, l'instrument BRAIN pathfinder a été réinstallé dans son intégralité au Dôme C par une équipe composée de trois italiens et un français (Eric Bréelle de l'APC). Un total d'environ trois semaines d'observations a été obtenu. Des observations de la Lune, d'une couronne sur le ciel et en élévation ont été réalisées en intensité et en polarisation. À la fin de cette seconde campagne, l'instrument a été démantelé pour être mis à jour pour les futures campagnes d'observations.



FIG. 5.8: Photographies de l'instrument BRAIN-Pathfinder au Dôme-C durant la campagne 2006-2007.

L'analyse des données à laquelle j'ai participé a montré que la sensibilité du Pathfinder est environ un ordre de grandeur moins bonne que ce qu'elle devrait être. L'origine de l'excès de bruit provient de la microphonie et du fait que les bolomètres utilisés ne sont pas optimisés pour les conditions du Pathfinder. De nouveaux détecteurs ont récemment été réalisés par le CSNSM et sont en cours de test. De plus, des problèmes de synchronisation et de perte de paquets de données rendent l'exploitation des données complexes. L'analyse des observations en élévation a permis d'estimer la profondeur optique de l'atmosphère $\tau < 0.05$ à 95% de confiance. Par ailleurs, un signal qui pourrait correspondre à la polarisation circulaire de l'atmosphère a été observé. En utilisant un étalonnage en laboratoire, les niveaux mesurés semblent être de l'ordre de grandeur attendu. Mais un véritable étalonnage des bolomètres en puissance sur site est indispensable pour obtenir des mesures fiables.

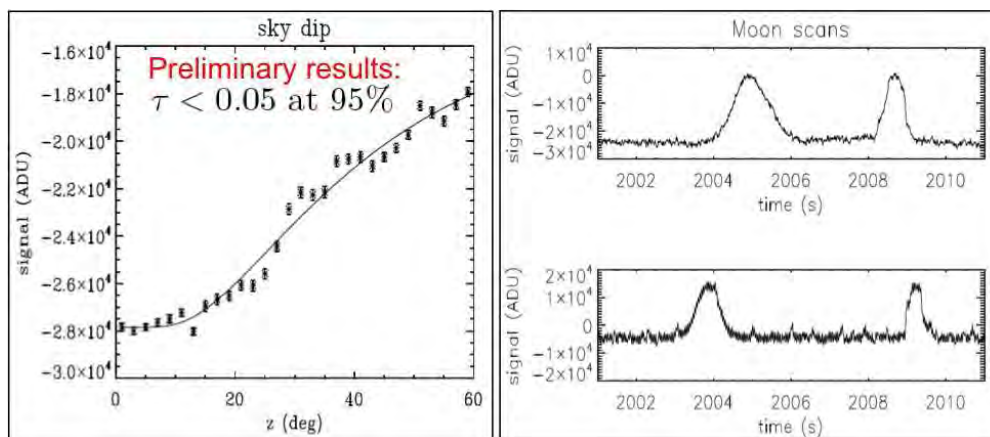


FIG. 5.9: Exemple de signaux observés par l'instrument BRAIN-Pathfinder. Le premier graphe représente les mesures en fonction de l'élévation et le second correspond à l'observation de la Lune.

L'instrument BRAIN-Pathfinder est actuellement en cours d'optimisation afin d'obtenir de meilleures performances pour la prochaine campagne d'observation fin 2009. L'objectif est de laisser l'instrument sur le site en fonctionnement quasi automatique pour l'hiver austral 2009-2010.

5.3.2 Brain-MBI

L'instrument MBI-4 (*Millimeter-wave Bolometric Interferometer*) a été conçu par la collaboration MBI pour démontrer l'interférométrie bolométrique par des observations astrophysiques (figure 5.10). Il est issu d'une collaboration majoritairement américaine et est associé à l'une des études de la NASA d'*Einstein Inflation Probes* [67].



FIG. 5.10: L'instrument MBI-4 en cours d'acquisition à l'observatoire de Pine Bluff dans le Wisconsin.

L'instrument MBI-4 possède 4 cornets d'entrée, des déphaseurs à ferrites fonctionnant en mode saturation et un plan focal constitué de 19 bolomètres individuels à 300mK. Le combinateur est du type Fizeau, réalisé de manière quasi-optique à l'aide de 2 miroirs comme le montre la figure 5.11. Les bolomètres sont imagés à l'infini ce qui implique que chaque détecteur voit l'ensemble des cornets. On peut démontrer que le système se comporte comme un combinateur de Butler [71]. MBI-4 a été testé à l'observatoire de Pine Bluff près de Madison dans le Wisconsin et a observé ses premiers interférogrammes récemment.

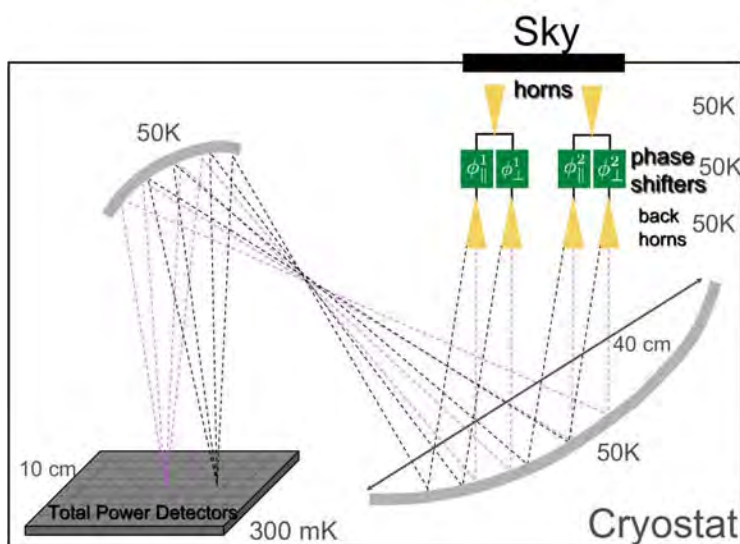


FIG. 5.11: Principe du combinateur quasi-optique. Les chiffres indiqués ici sont pour le projet BRAIN-MBI.

Les difficultés technologique pour la réalisation d'un interféromètre bolométrique capable de caractériser

les modes B nous ont naturellement conduit à fusionner les deux projets BRAIN et MBI ce qui a été officiellement fait en juin 2008. L'instrument BRAIN-MBI sera basé sur un combinateur quasi-optique. Les détecteurs seront des matrices de bolomètres supraconducteurs issus des développements de DCMB (chapitre 3). Les figures 5.11 et 5.12 représentent un premier concept de l'instrument qui conduit à la réalisation de 9 sous-ensembles de 12×12 cornets associés à une matrice d'environ 200 bolomètres. Le point difficile de cet instrument réside principalement dans le déphaseur contrôlable qui nécessite au moins 24 valeurs de phases différentes et qui n'est aujourd'hui pas réalisé. Je travaille actuellement avec mon étudiant en thèse pour définir un premier design de déphaseur dans le cadre de la collaboration BSD (voir section 4.3.3).

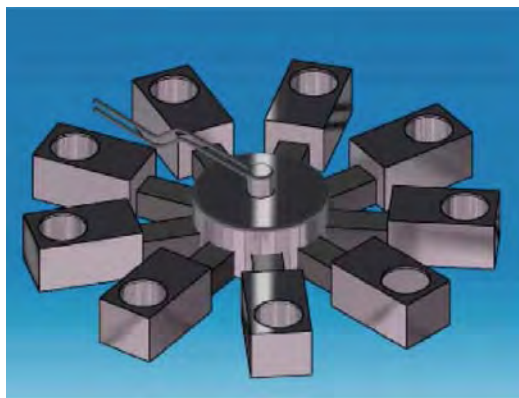


FIG. 5.12: **Vue d'artiste de l'instrument final BRAIN-MBI (Julien Barbay et Nathan Bleurvacq, APC).** Il pourra être constitué de 9 sous-ensembles contenant chacun un interféromètre de 12×12 cornets. Le refroidissement à 4K serait assuré par un tube pulsé au centre de l'instrument. L'avantage d'une telle architecture est sa modularité, caractéristique essentielle pour l'installation sur un site d'accès réduit comme le Dôme-C.

Le calendrier prévisionnel prévoit l'installation d'un premier module d'ici fin 2010 avec un déploiement de l'instrument final dans les saisons qui suivent. La sensibilité théorique de l'instrument final est représentée figure 5.13. En une année d'observation, l'instrument BRAIN-MBI sera capable de détecter à 4σ un rapport tenseur sur scalaire égal à 1%. Ces performances sont similaires à d'autres expériences du type imageur, avec une immunité accrue aux effets systématiques.

La collaboration BRAIN-MBI rédige actuellement une proposition commune (*white paper*) qui nous permettra d'asseoir la nouvelle collaboration, de lancer les demandes de financement et de commencer la réalisation du premier module de l'instrument.

5.4 Perspectives

Le renforcement de la collaboration BRAIN avec celle de MBI permet d'ors et déjà de dynamiser les échanges scientifiques en particulier avec les équipes américaines qui dispose d'un prototype, MBI-4, qui fonctionne. Une illustration de cette dynamique est l'offre qui nous est faite de participer aux caractérisations de MBI-4. De plus, l'élargissement de la collaboration permet également de mieux répartir les responsabilités, d'élargir les sources de financement et de donner plus de crédit au projet.

Le point critique reste la réalisation des déphaseurs qui a débuté dans le cadre du programme de R&D BSD. Andrea Tartari actuellement à l'Université de Milan Bicocca va venir passer une première année de postdoc à l'APC financée par la mairie de Paris. Il va plus particulièrement poursuivre les travaux de dimensionnement du premier module de BRAIN-MBI afin de lancer au plus vite la réalisation du cryostat.

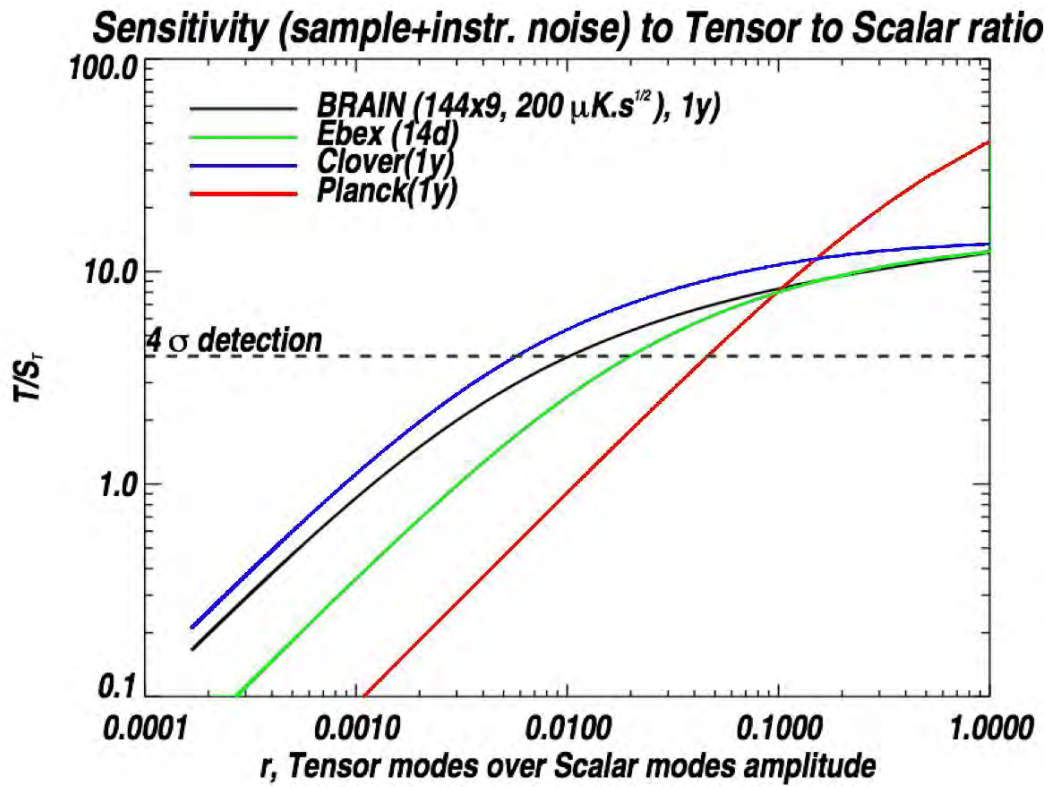


FIG. 5.13: Sensibilité de l'instrument BRAIN-MBI final en terme de détection des modes B primordiaux. La sensibilité de BRAIN-MBI est similaire à d'autres instruments du type imageur.

Chapitre 6

L'expérience Penzias et Wilson @ APC

La cosmologie est l'un des domaines de l'astrophysique (et de la physique des particules) qui passionne particulièrement le grand public. La difficulté reste néanmoins dans l'observation d'objets cosmologiques : à part quelques galaxies proches, les astronomes amateurs ne peuvent accéder qu'à notre environnement galactique. L'apport d'une expérience de détection du CMB à peu de frais est donc fondamental afin de rendre concret ce pilier de la théorie du Big-Bang. J'ai entendu parlé d'une telle idée émise par Jean-Michel Lamarre et Martin Giard fin 2005 - début 2006 et le concept m'a tout de suite passionné. Le montage décrit dans cette section permet de faire la détection du CMB avec des moyens simples. Il est fondé sur les acquis de l'expérience RAMEAU conduite par Hervé Dole de l'université Paris 11 à Orsay.

6.1 La détection par Penzias et Wilson

La détection du CMB a été obtenue pour la première fois en 1965 par Arno A. Penzias et Robert W. Wilson [3] de la compagnie Bell Laboratories, ce qui leur a valu le prix Nobel en 1978. Ils utilisèrent une parabole de 20 pieds (environ 6m, figure 6.1) supportée par un cornet et installée à Crawford Hill dans le New Jersey (USA). Le détecteur hétérodyne à 4GHz utilisait un maser comme amplificateur. Un commutateur de Dicke manuel basé sur un système de rotation de la polarisation permettait de comparer l'émission du ciel avec une source à 4K reliée au radiomètre par un atténuateur variable.

La méthode consistait en la mesure de l'émission absolue du ciel en fonction de l'élévation afin de distinguer l'émission provenant de l'atmosphère. Ceci nécessita de déterminer avec précision les contributions de chaque composant de l'instrument. Après analyse, il apparut un excès d'environ $3.5K \pm 1K$ (figure 6.2) qu'ils ne purent expliquer que par un rayonnement provenant du ciel. Ce dernier apparut non polarisé et uniforme sur le ciel suite à des mesures réalisées durant plusieurs saisons et dans différentes configurations. Penzias et Wilson ont découvert le CMB sans le savoir car il n'avait pas connaissance des travaux des cosmologistes de l'époque qui avait prédit ce rayonnement (Gamow, Alpher, Peebles). Ils finirent par prendre contact avec Dicke qui était en train de construire avec son équipe une expérience dédiée à la recherche du CMB. La publication de Penzias et Wilson fut associée à un article de Dicke et al. sur les conséquences cosmologiques de cette découverte [72].

6.2 L'expérience Penzias et Wilson @ APC

Afin de rendre concret le CMB pour le grand public et pour contribuer à l'enseignement de l'Astrophysique avec une expérience originale, j'ai commencé à rechercher en 2006 quel instrument simple serait capable aujourd'hui de refaire la détection du CMB de la même manière que Penzias et Wilson en 1965. Les principales contraintes sont les suivantes :

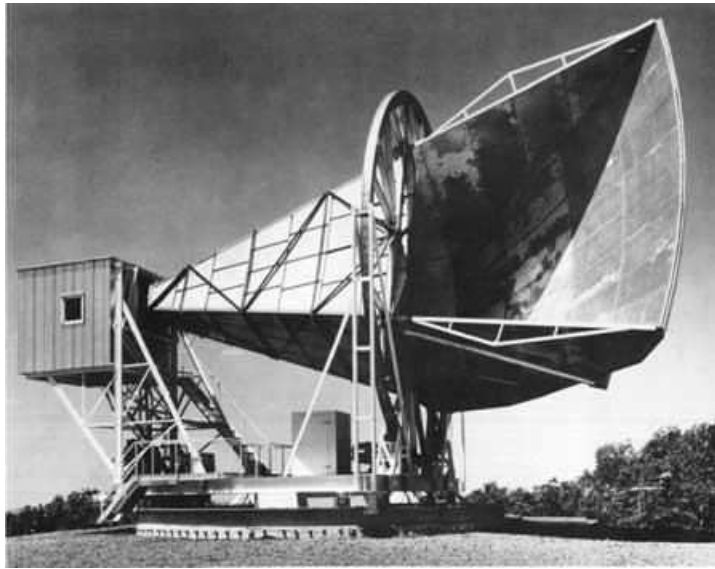


FIG. 6.1: **Antenne-cornet des laboratoires Bell.** Antenne-cornet avec laquelle Penzias et Wilson réalisèrent la première détection du CMB

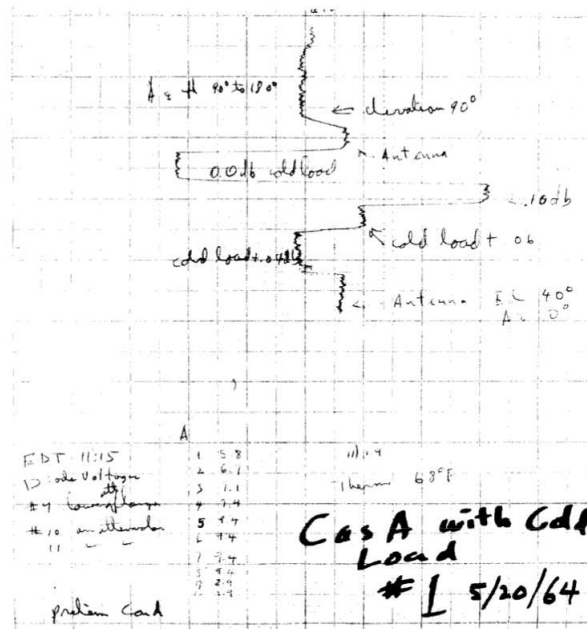


FIG. 6.2: **Première détection par Penzias et Wilson.** La température d'antenne augmente vers la gauche. La mesure du haut correspond à un pointage au zénith. Par la suite, la mesure de la référence à 4.2K laisse apparaître un signal équivalent avec une atténuation de 0.04dB (ici indiqué 0.4dB) correspondant à une température d'antenne d'environ 7.5K, l'atmosphère et l'instrument ne contribuant que pour environ 3.3K.

- Pas de cryogénie
- Facilement transportable
- Accessible par tous à un budget abordable

Pour des questions évidentes de sensibilité, l'instrument doit être large bande, du type photomètre. Le rayonnement du CMB étant dominant dans une gamme de longueur d'onde allant d'environ $500\mu m$ à $20cm$, la chaîne de détection doit être basée sur des bolomètres ou des radiomètres. Cette dernière solution est préférable par soucis de simplicité et de coût, mais aussi par rapport à la transmission de l'atmosphère bien meilleure à basse fréquence.

La méthode d'observation consiste en la mesure de l'émission du ciel en fonction de l'élévation. On montre que dans l'hypothèse d'une atmosphère plan-parallèle, la dépendance de la température d'antenne T avec l'élévation θ est donnée par l'expression suivante :

$$T(\theta) = T_{CMB} \times \exp(-\tau.am) + T_{Atm} \times [1 - \exp(-\tau.am)] \quad (6.1)$$

où $am = 1/\sin\theta$ est la masse d'air, T_{CMB} est la température du CMB, τ est la profondeur optique de l'atmosphère et T_{Atm} sa température. Il est ainsi possible par cette mesure de distinguer l'émission de l'atmosphère de celle du CMB.

Une vision plus accessible pour le public est le cas $\tau.am \ll 1$. Cette condition est vérifiée pour des masses d'air relativement faibles ($\theta \gtrsim 15^\circ$) à basse fréquence ($\nu \lesssim 40GHz$) où l'atmosphère est très transparente ($\tau < 0.03$). L'équation 6.1 s'écrit alors sous forme linéaire :

$$T(\theta) = T_{CMB} \times (1 - \tau.am) + T_{Atm} \times \tau.am \quad (6.2)$$

La température d'antenne du CMB apparait ainsi comme l'extrapolation de cette loi linéaire pour une masse d'air nulle. L'estimation de l'ordonnée à l'origine de cette droite par la méthode des moindres carrés sur les N points de mesure est donnée par l'expression suivante :

$$\sigma_{T_{CMB}}^2 = \sigma^2 \frac{\langle am^2 \rangle}{N \times [\langle am^2 \rangle - \langle am \rangle^2]} \quad (6.3)$$

où σ est l'erreur statistique sur chaque mesure et $\langle x \rangle$ est la moyenne de x . Une séquence d'observation de l'émission du ciel en fonction de l'élévation se fait généralement de 30° à 90° d'élévation par pas de 5° . L'erreur que l'on commet sur la température du CMB vaut dans ces conditions $\sigma_{T_{CMB}} = 1.2 \times \sigma$. Pour une détection à 3σ d'un signal à 2.5K (température d'antenne du CMB à 10GHz), nous pouvons ainsi admettre une erreur aléatoire de mesure d'au plus 0.7K. Notons qu'il faut descendre jusqu'à 30° d'élévation voire moins si l'on veut un bras de levier important et donc un gain en terme de bruit.

6.3 Analyse approfondie des contraintes instrumentales

Nous allons passer en revue les principales contraintes instrumentales pour la détection du CMB avec un instrument hétérodyne.

6.3.1 Simulations

Dans un premier temps, un ensemble de simulations a été réalisé dans le cadre du stage de L3 Magistère de Physique de Philippe Bun en juillet 2006. Ces simulations ont portées sur la fréquence de détection, la bande passante, la largeur du faisceau, la température de la référence et la quantité d'eau précipitable dans l'atmosphère. Le modèle ATM (*Atmospheric Transmission at Microwaves*) de J. Pardo a été utilisé afin d'obtenir la transmission de l'atmosphère en fonction de la fréquence et de la quantité d'eau précipitable [73]. La température de bruit du détecteur a été supposée égale à 800K (valeur surestimée par sécurité) et nous avons supposé des fluctuations de gain de 0.1%. L'observation du ciel a été simulée puis analysée en fonction de la fréquence (entre 10GHz et 40GHz) et de la quantité d'eau précipitable dans l'atmosphère (entre 3mm et 35mm).

Les conclusions ont été les suivantes :

- La largeur de faisceau maximale est d'environ 10° . Au delà, il est nécessaire de prendre en compte la taille du faisceau dans l'analyse des données si l'on ne veut pas dégrader significativement la précision.
- La bande passante entre 1GHz et 4GHz n'influence que peu les résultats lorsque la référence est chaude, le terme de bruit dominant étant les fluctuations de gain.

- Une température de référence égale à 300K est envisageable si l'on se place à des fréquences inférieures 15-20GHz. Le rapport signal-sur-bruit est alors 3 au mieux.
- L'influence de la quantité d'eau précipitable est faible dès que l'on se place à des fréquences inférieures à environ 20GHz.

Ces premières simulations permirent de se convaincre de la faisabilité de cette détection. Les contraintes de sensibilité, de stabilité de gain mais aussi de lobes parasites méritent que l'on entre dans les détails.

6.3.2 Sensibilité et stabilité de gain

Les développements de Dicke après la seconde guerre mondiale permirent de mettre au point des radiomètres de plus en plus sensible [74, 75]. Dicke a déterminé en particulier une formule qui porte son nom et qui permet de déterminer le signal Δ_T le plus faible détectable par un radiomètre :

$$\Delta_T^2 = 2 \frac{(T_a + T_b)^2}{\tau_{bf} \Delta\nu} + 2 \frac{(T_r + T_b)^2}{\tau_{bf} \Delta\nu} + \left[\frac{\Delta G}{G} (T_r - T_a) \right]^2 \quad (6.4)$$

où T_a et T_r sont respectivement les températures d'antenne et de la référence, T_b est la température de bruit du détecteur, $\Delta G/G$ est le niveau relatif typique de fluctuation de gain de l'amplificateur, $\Delta\nu$ la largeur de bande et τ_{bf} la constante de temps du filtre passe-bas d'intégration.

Les deux premiers termes correspondent au bruit de photon et au bruit de la chaîne de détection. Le dernier terme provient des fluctuations de gain de l'amplificateur. A température ambiante et pour un radiomètre de performance moyenne, $T_b = 300K \gg T_a$. Si l'on suppose de plus une référence à température ambiante et une largeur de bande de 1GHz, le niveau de fluctuation de gain doit vérifié $\Delta G/G < 10^{-4}$ pour être inférieur aux deux premiers termes sur 1s de constante de temps. Ce type de stabilité est en pratique très difficile à obtenir. Le dernier terme est ainsi dominant dans la majorité des cas.

Pour réduire l'effet des fluctuations de gain, il est nécessaire d'utiliser une référence dont la température est proche de celle de l'objet à observer ($T_r \approx T_a$) ce que firent Penzias et Wilson. Dans notre cas, nous ne prévoyons pas de refroidir la référence et la sensibilité sera limitée par les fluctuations de gain. Si l'on parvient à obtenir une stabilité de gain de 0.1%, la sensibilité de l'instrument sera d'environ 0.3K ce qui est suffisant pour l'objectif scientifique que l'on s'est fixé.

6.3.3 Lobes parasites

Le problème des lobes parasites est probablement le plus subtile et le plus complexe à résoudre. Les systèmes radio disponibles dans le commerce possèdent généralement un nombre d'ouverture trop grand ce qui implique un niveau important de lumière parasite : le cornet sur-éclaire la parabole.

Prenons l'exemple d'une antenne parabolique de réception de télévision par satellite fonctionnant à 10GHz et de diamètre égal à 40cm. La figure 6.3 représente les lobes de l'instrument calculés par le logiciel d'optique physique GRASP8 [76]. On retrouve le lobe principal mais également les lobes parasites provenant de la diffraction autour de la parabole. En effet, comme le montre la figure 6.4, le cornet au niveau du détecteur éclaire la parabole avec un faisceau gaussien d'environ 40° de largeur à mi-hauteur. Le niveau d'éclairement sur les bords de la parabole (à 40° du centre) est 12dB plus faible qu'au centre (*edge taper* en anglais). Il y a ainsi environ 7% de la puissance émise par le cornet qui tombe à l'extérieur de la parabole (aussi appelé *spillover*) ce qui produit des lobes parasites importants. La puissance totale reçue par l'instrument est obtenue par la convolution de son environnement radiatif de brillance $B_\nu(\theta, \phi)$ et du lobe normalisé $P_n(\theta, \phi)$ dans la direction θ, ϕ :

$$P = \frac{A_e \Delta\nu}{2} \iint_{4\pi} B_\nu(\theta, \phi) \times P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (6.5)$$

où A_e est la surface effective du télescope. A ce niveau, il est intéressant d'estimer l'ordre de grandeur du signal reçu provenant d'une part du lobe principal et d'autre part des lobes parasites. On suppose que le lobe principal observe uniquement le CMB et que les lobes parasites sont vers le sol à 300K. Le signal provenant des lobes parasites apparaît alors plus d'un ordre de grandeur supérieur à celui du CMB. Ceci provient du fait que les lobes secondaires occupent un grand angle solide ce qui compense le faible niveau de réponse de l'instrument dans cette région. Comme ces lobes parasites ont un niveau d'environ -40dB par rapport au

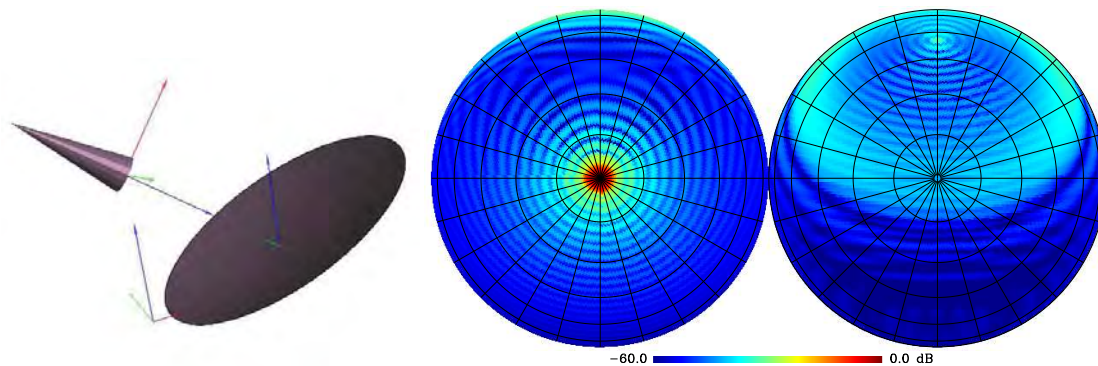


FIG. 6.3: **Lobes parasites.** Projection gnomonique des lobes parasite à 11.2GHz d'une antenne parabolique de 40cm de diamètre (représentée sur la gauche) pour la réception de TV par satellite.

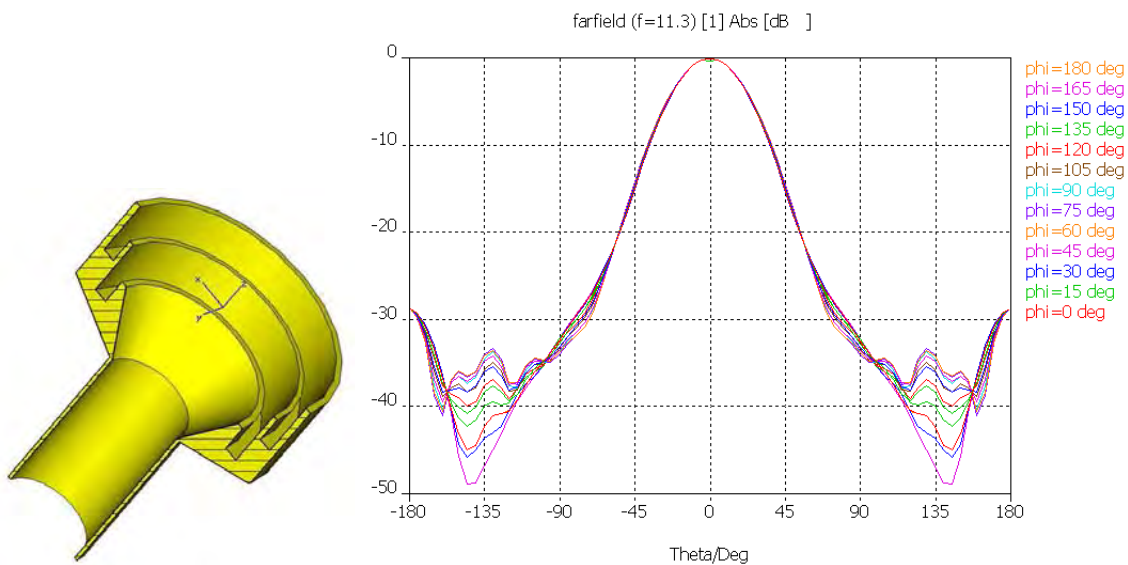


FIG. 6.4: **Vue en coupe et lobe d'un cornet typique de réception de télévision par satellite.** Simulation réalisée à 11.3GHz sous CST Microwave Studio. Le lobe est gaussien jusqu'à environ -20dB.

lobe principal, il conviendrait de les réduire d'au moins 20dB (2 ordres de grandeurs) pour atteindre -60dB afin que le signal induit soit négligeable par rapport au CMB.

Une autre vision est celle décrite par Wilson [77]. Comme précédemment, on modélise l'environnement radiatif de l'antenne comme deux demi-sphères : le ciel à 3K et le sol à 300K. Une antenne fictive isotrope fournirait un signal à 150K (moyenne de la température sur l'ensemble de la sphère). Or, le gain G_{dB} d'une antenne représente le rapport entre la puissance rayonnée dans le lobe principal et la puissance rayonnée par l'antenne isotrope. Si l'on requiert un niveau de signal parasite provenant du sol inférieur à 0.3K, il faut réduire le niveau des lobes parasites d'un facteur $150/0.3 = 500$ soit environ 25dB par rapport à l'antenne isotrope. Comme le diagramme de rayonnement de l'antenne isotrope est un facteur G_{dB} inférieur à celui de l'antenne considérée, le niveau des sidelobes doit être inférieur à $G_{dB} - 25dB$. Sur l'exemple de la figure 6.3, le gain de l'antenne est environ 35dB soit une spécification des lobes parasites d'être inférieurs

à -60dB. Le diagramme de rayonnement de l'antenne utilisée par Penzias et Wilson est représenté figure 6.5. Son gain est 40dB et on retrouve un niveau des lobes secondaire d'au plus -70dB dans la demi-sphère inférieure.

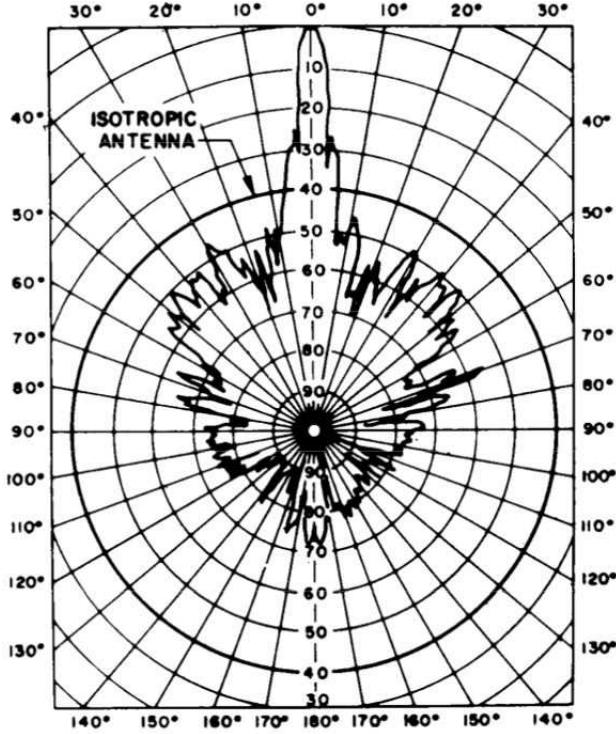


FIG. 6.5: Diagrammes de rayonnement de l'antenne-cornet utilisée par Penzias et Wilson. Les lobes parasites sont au moins 50dB inférieurs au lobe principal.

La solution instrumentale pour diminuer les lobes parasites peut alors être de deux ordres : soit on accepte ce niveau de signal parasite et on s'arrange pour qu'il soit constant (écran absorbant), soit on diminue l'émission de l'environnement qui se situe dans les lobes parasites pour que le signal résiduel soit inférieur au niveau du CMB (écran réfléchissant vers le ciel). Cette seconde option est en générale préférable car elle permet de réduire la température système (ou la puissance de rayonnement de fond) et donc d'améliorer la sensibilité de l'instrument. La température de bruit de l'instrument que l'on envisage ici est toutefois supérieure à la contribution des lobes parasites dans le bilan de la température système. La variation de cette dernière entre les deux options est donc relativement faible.

6.3.4 Précision de pointage

La pente de la loi d'émission de l'atmosphère en fonction de la masse d'air est typiquement $p = 5-10\text{K/am}$ pour des fréquences inférieures à 20GHz, correspondant à une épaisseur optique $\tau = 1.6 - 3.3\%$. Une erreur de pointage σ_θ à l'élévation θ est alors équivalent à une incertitude sur la température d'antenne mesurée via l'expression suivante :

$$\sigma_T = p \times \text{dam} = \sigma_\theta \times p \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta} \quad (6.6)$$

La figure 6.6 représente cette erreur en fonction de la masse d'air. L'erreur induite est au plus d'une fraction de K. Il convient ici de différencier les erreurs de pointage aléatoires de celles qui sont systématiques. Une erreur aléatoire de pointage est équivalente à une erreur aléatoire sur chaque mesure ce qui induit une incertitude sur la température du CMB estimée ici au plus à 0.1K ce qui est négligeable. En revanche,

une erreur systématique sur le pointage va induire un biais sur la détermination de la profondeur optique. Comme le montre la figure 6.6, le biais sur l'estimation de la température du CMB est environ égal à celui sur la mesure pour une masse d'air égale à 2, soit $\pm 0.3 - 0.6K$ suivant la profondeur optique de l'atmosphère et pour 1° d'écart en élévation. Il convient ainsi de s'assurer une mise en station de l'instrument meilleure que le degrés avant toute observation.

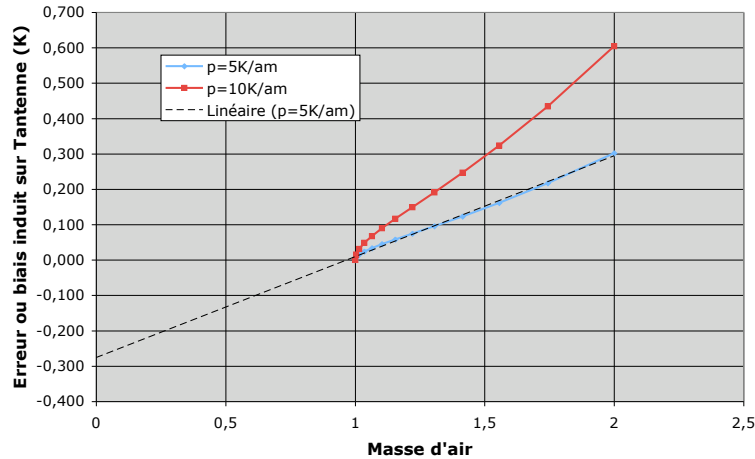


FIG. 6.6: **Erreur ou biais sur la mesure de la température d'antenne pour 1° d'erreur ou d'écart au niveau de l'élévation.** La droite en pointillée est la régression linéaire du biais en fonction de la masse d'air. Celle-ci induit un biais sur l'estimation de la profondeur optique de l'atmosphère d'environ $\pm 10^{-4}$ et de la température du CMB d'environ $\pm 0.3K$.

6.3.5 Etalonnage

L'étalonnage se fait par observation de deux (ou plusieurs) sources de température connue. Généralement, on utilise un corps noir du type mousse Eccosorb à température ambiante et un autre à $77.3K$ grâce à l'utilisation d'azote liquide. La réflectivité de cette mousse est meilleure que $-40dB$ au dessus de $10GHz$ ce qui en fait un corps noir d'émissivité $\epsilon = 1 \text{ à } 10^{-4}$ prêt. Les incertitudes sur l'étalonnage viennent ainsi principalement des erreurs sur les températures.

En terme d'erreur aléatoire, l'étalonnage induit une erreur d'environ $\pm 0.6K$ si l'incertitude sur les températures des corps noirs est $\pm 0.5K$. Une fois la mesure d'étalonnage réalisée, il reste les erreurs systématiques qui vont s'ajouter. On peut supposer que le biais sur la température du corps noir à $77K$ est faible puisqu'il provient des fluctuations de la température de l'azote liquide qui change d'au plus $\pm 0.3K$ en fonction de la pression atmosphérique. La température du corps noir à $300K$ est cependant plus difficile à contrôler et on peut s'attendre à une biais systématique d'environ $\pm 1K$. Ceci conduit à une erreur systématique d'au plus $\pm 0.7K$ sur l'estimation de la température du CMB.

La difficulté de l'étalonnage est qu'il ne peut être fait de manière simple à une température proche de celle de la source qui nous intéresse. De plus, les erreurs induites par l'étalonnage dépendent fortement de la température du corps noir froid comme le montre la figure 6.7. Il apparaît ainsi difficile d'envisager l'étalonnage avec une température de corps noir froid proche de $300K$.

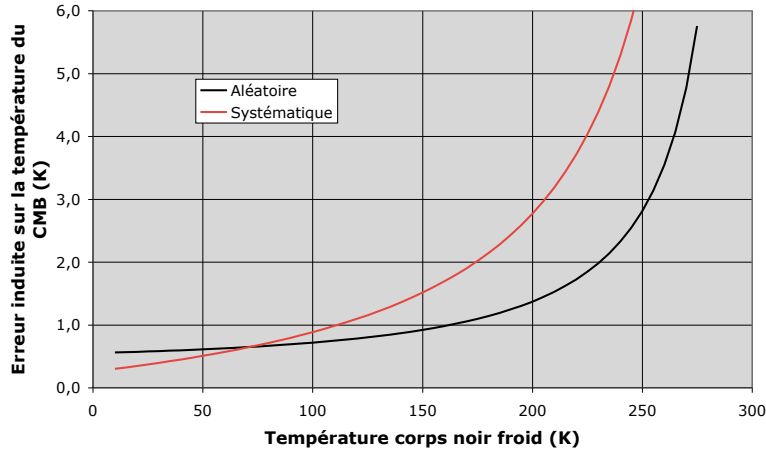


FIG. 6.7: Erreur induite sur la température du CMB par la procédure d'éta-lonnage réalisée avec un corps noir à 300K et un autre froid. On a supposé une erreur de $\pm 0.5K$ sur la température des corps noirs pour la détermination de l'erreur aléatoire. Au niveau des biais systématiques, on a supposé $\pm 0.3K$ et $\pm 1K$.

6.4 Réalisation

La réalisation de l'expérience a fait l'objet de deux stages, en juillet 2007 par Josquin Erard (première année du Magistère de Physique de l'ENS) et de avril à juin 2008 par Florian Houel (deuxième année d'IUT Mesures Physiques d'Orsay).

Deux solutions étaient envisageables pour la réalisation de l'instrument :

1. Acheter des composants hyperfréquences commerciaux et dans ce cas bénéficier d'excellentes performances
2. Utiliser des composants hyperfréquences accessibles facilement mais de performances moindres : les systèmes de réception de télévision par satellite.

Le coût de composants commerciaux (environ 20k€) et le déficit de réaliser la détection avec du matériel accessible par tous m'a conduit à choisir la seconde solution. On trouve de plus aujourd'hui quelques sites web de radio-astronomes amateurs qui utilisent ce type de matériel principalement pour l'observation du Soleil à 10GHz. Hervé Dole de l'IAS réalise de telles expériences depuis quelques années dans le cadre de travaux pratiques à l'université d'Orsay.

6.4.1 Système de réception de TV par satellite

Les systèmes de réception de TV par satellite que l'on trouve dans les grandes surfaces fonctionnent de manière analogique autour de 10GHz. Pour les observations astrophysique, on utilise les trois sous-systèmes suivants :

1. La parabole hors-axe dont la taille peut variée de 40cm à 120cm possède en nombre d'ouverture constant d'un modèle à l'autre (environ 0.7) afin de pouvoir l'interchanger avec d'autres chaînes de réception similaires. Elle est généralement réalisée par emboutissage d'une tôle d'acier. La parabole est mat et la qualité de surface de l'ordre de 1mm (d'après le critère $\lambda/20$). Ceci permet de minimiser la réflexion dans le visible et l'infrarouge, particulièrement dangereuse lorsque l'on pointe le Soleil.

2. Le système d'amplification et de conversion à basse fréquence encore appelé LNB (Low Noise Block-converter) est un détecteur hétérodyne. Le signal est prélevé derrière un cornet corrugué par une antenne en guide d'onde du type "plongeur". Deux antennes sont présentes afin de mesurer les 2 polarisations et le premier étage d'amplification est indépendant sur chaque voie. Afin de sélectionner l'une ou l'autre des polarisations, un seul amplificateur est alimenté. Le choix de la polarisation dépend de la tension d'alimentation (13V ou 18V). Le signal est par la suite encore amplifié, filtré puis mélangé à un oscillateur local (OL) dont la fréquence est soit 9.75GHz soit 10.6GHz. La fréquence de l'OL est choisie par la présence ou non d'un signal à 22kHz sur l'alimentation du LNB. Le système fonctionne en régime USB (Upper Side Band ou bande latérale supérieure) puisque les deux gammes de fréquence de détection sont supérieures aux fréquences de l'oscillateur local. La fréquence du signal électrique en sortie du mélangeur est entre environ 1GHz et 2GHz. Il peut ainsi être transporté dans un câble blindé sur plusieurs mètres sans trop de pertes (2-4dB/10m).
3. Le système de détection s'appuie sur un *satfinder*, petit boîtier se connectant au LNB et permettant de vérifier le pointage de la parabole vers un satellite. La détection est réalisée avec une diode montée en détecteur quadratique. Le signal quasi-continu est alors amplifié puis extrait via une sortie type BNC pour numérisation.

Le boîtier décodeur qui permet de connecter un téléviseur n'est généralement pas utilisé bien que le signal analogique issu du LNB puisse certainement être récupéré.

Il a néanmoins été nécessaire d'améliorer ce type de systèmes existants qui ne possèdent pas de commutateur ni de référence et dont les lobes parasites ne sont pas contrôlés.

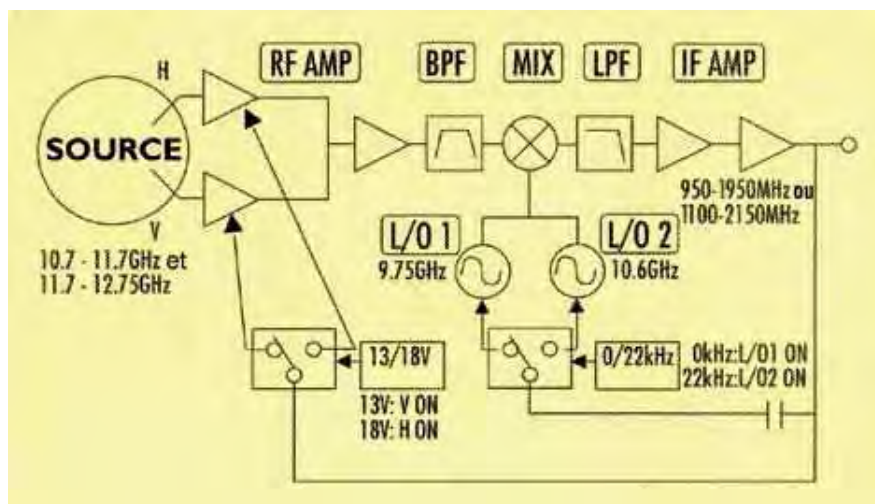


FIG. 6.8: Principe du LNB. Schéma de principe du LNB.

6.4.2 Modifications et montages réalisés

LNB

Afin de faire apparaître une référence à 300K, une des deux antennes a été déconnectée de l'amplificateur et court-circuitée afin de réfléchir la polarisation correspondante. L'entrée de l'amplificateur est connectée à une capacité en série avec une résistance de 50Ω vers la masse (voir figure 6.9). Ceci permet de ne pas modifier la polarisation du transistor d'amplification. Ces deux composants ont été prélevés sur d'autres LNB afin qu'ils soient compatibles avec un fonctionnement à 10GHz.

Le principe de commutation s'obtient alors simplement en basculant régulièrement la tension d'alimentation entre 13V et 18V. Le signal correspondant à la différence entre le ciel et la référence s'obtient par une méthode classique de détection synchrone.

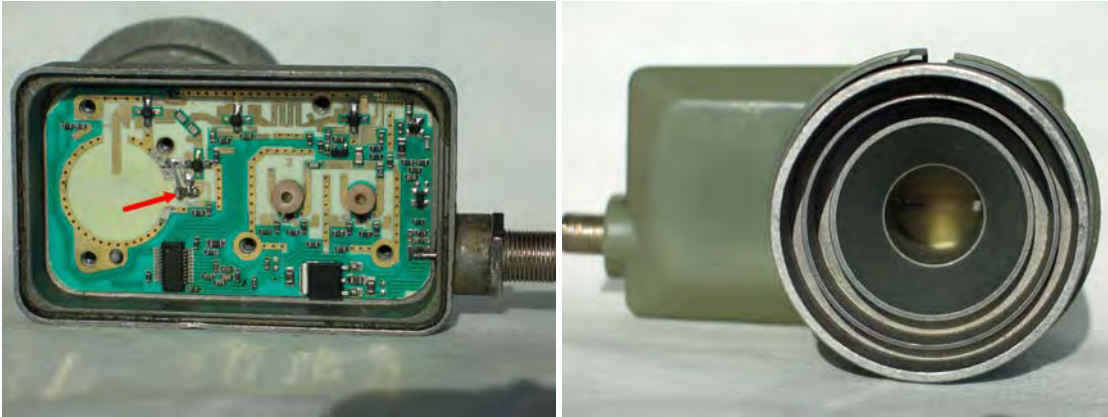


FIG. 6.9: Photographies du LNB modifié. On distingue la modification réalisée sur l'antenne horizontale au niveau de la flèche rouge.

Lobes parasites

Afin de réduire la taille de l'expérience, nous avons privilégié l'utilisation d'une parabole de 40cm de diamètre. La figure 6.10 représente les lobes parasites de celle-ci. La diffraction autour de la parabole produit des lobes parasites supérieurs à la spécification de -60dB. L'écran a été obtenu grâce à une parabole de 90cm

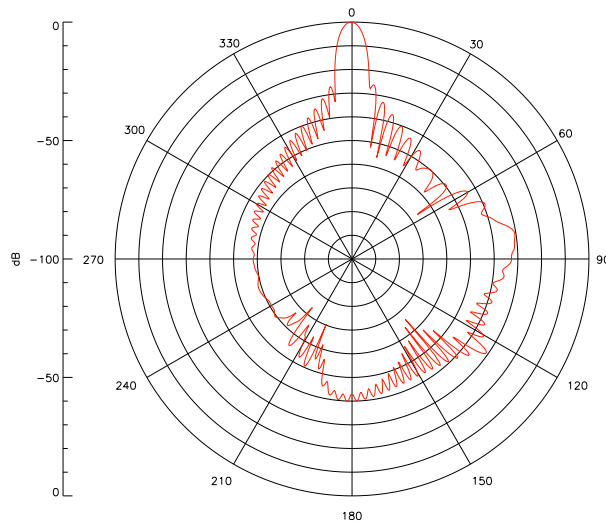


FIG. 6.10: Diagramme de rayonnement normalisé d'une parabole de 40cm de diamètre. L'échelle est similaire à la figure 6.5. Le gain de l'antenne est environ 32dB.

de diamètre placée juste derrière la petite parabole. Cet écran peut être recouvert de mousse absorbante du type eccosorb ou bien laissé réfléchissant. La figure 6.11 représente les lobes de ce système calculés avec GRASP9, l'écran étant réfléchissant. On constate clairement la disparition des lobes parasites dans la demi-sphère inférieure avec un niveau inférieur à -60dB. La diffraction autour de la petite parabole est reportée vers le ciel, sous forme d'un anneau entre 15° et 30° autour du lobe principal ce qui ne pose pas de problème tant que l'élévation est supérieure à 30°. La simulation n'a pu être faite avec l'écran absorbant car la version d'évaluation de GRASP9 ne le permet pas. On s'attendrait néanmoins à voir la disparition de l'anneau autour du lobe principal pour retrouver une demi-sphère supérieure proche du cas sans écran (figure 6.3).

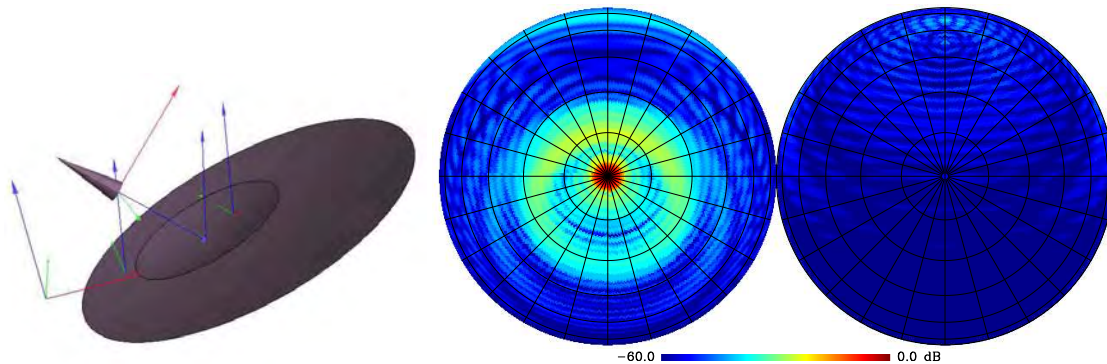


FIG. 6.11: Lobes parasites simulés de la parabole de 40cm avec une autre de 90cm placé juste derrière comme écran. Montage simulé sous GRASP9 et projection gnomonique des lobes parasite à 11.4GHz.

Système de pointage

Un système de pointage du type Yaesu G-5500 permet d'orienter l'antenne en azimuth et élévation avec une précision d'environ 1° . Afin d'éviter des perturbations électromagnétiques au niveau des informations de pointage, le câblage des deux senseurs de position qui fonctionnent en analogique a été modifié avec des câbles bifilaires blindés. Un boîtier d'interface permet de connecter un ordinateur et de contrôler le pointage via une interface Labview. La monture a été réalisée avec des tubes et raccords démontables qui permettent de les assembler. L'alignement des différents éléments a été fait à l'aide d'un niveau électronique précis à 0.1° .

Système d'acquisition

Le système d'acquisition utilise une carte d'acquisition en kit Velleman K8055 connectée en USB à un PC sous Labview. Celle-ci possède 2 convertisseurs analogique-numérique (CAN) 8 bits, ainsi que des entrées/sorties numériques. Un transistor de puissance permet de commuter l'alimentation du LNB entre 13V et 18V à une fréquence imposée par le PC (quelques Hz). Notons que cette méthode d'acquisition n'est en générale pas recommandée puisque la fréquence d'acquisition peut varier suivant l'activité du PC. Dans le cas présent, l'effet est assez faible pour être négligé.

Durant chaque demi-période, le programme fait l'acquisition de plusieurs mesures afin de les moyennner et d'obtenir une résolution supérieure au CAN. Cette méthode de *dithering* permet en effet de gagner k bits lorsque l'on moyenne 4^k mesures. Le signal scientifique est obtenu en faisant la différence des moyennes de chaque demi-périodes successives. Le logiciel sous Labview contrôle également le pointage pour permettre de faire des cartographie en élévation ou en azimuth. L'ensemble des données peut être sauvegardé dans un fichier compatible avec excel.

6.4.3 Performances en laboratoire

La température de bruit du système s'obtient par la méthode classique (dite "du Y") consistant à mesurer le signal provenant de deux sources de température d'antenne connue. Dans notre cas, on obtient environ 165K. Le constructeur du LNB annonce un facteur de bruit qui vaut $NF=0.5\text{dB}$ ce qui correspondrait à une température de bruit d'environ 35K. La différence avec la mesure ne provient certainement pas des sous-systèmes en aval du LNB (la diode de détection par exemple) car le gain du LNB est typiquement 60dB. Il est probable que le facteur de bruit donné par le constructeur soit la meilleure valeur en bande étroite dans la bande passante.

6.5 Observations et résultats

Les observations ont été réalisées sur la terrasse du bâtiment Condorcet à l'UFR de Physique de l'Université Paris 7.



FIG. 6.12: Photographies de l'expérience PW@APC sur la terrasse du bâtiment Condorcet.

6.5.1 Mise en station

La mise en station de l'instrument se fait dans un premier temps en ajustant l'horizontalité du pied à l'aide d'un niveau électronique précis à 0.1° . Le système étant hors axe, il reste alors à déterminer l'angle de pointage de l'antenne. Une première indication est obtenue via les caractéristiques géométriques du réflecteur qui permettent de remonter à l'équation de la parabole. L'antenne pointe à l'horizon lorsqu'elle est inclinée en avant d'un angle d'environ 23.5° . Pour affiner cette valeur, on pointe un objet sur le ciel dont la position est connue : le Soleil, la Lune ou les satellites de télécommunication géostationnaires. Ces derniers ont l'avantage d'être quasiment fixes, à une élévation d'environ 30° . Les figures 6.13 et 6.14 représentent respectivement une cartographie des satellites géostationnaires et une observation en défilement du Soleil.

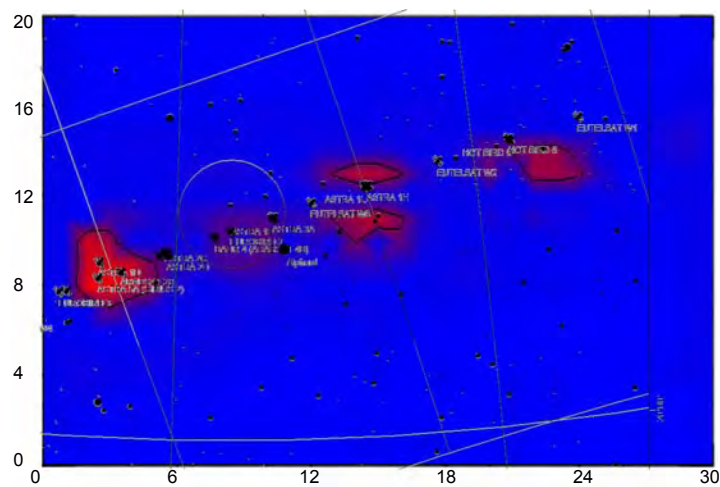


FIG. 6.13: **Observation des satellites géostationnaires.** La carte obtenue avec l'antenne satellite est en code de couleur, du bleu au rouge pour les signaux des plus faibles aux plus intenses. L'échelle est en degrés sur le ciel. La carte incluant les satellites géostationnaires obtenue avec le logiciel redshift [78] est superposée. La projection des deux cartes n'est pas strictement la même ce qui produit un décalage visible à l'extrémité droite.

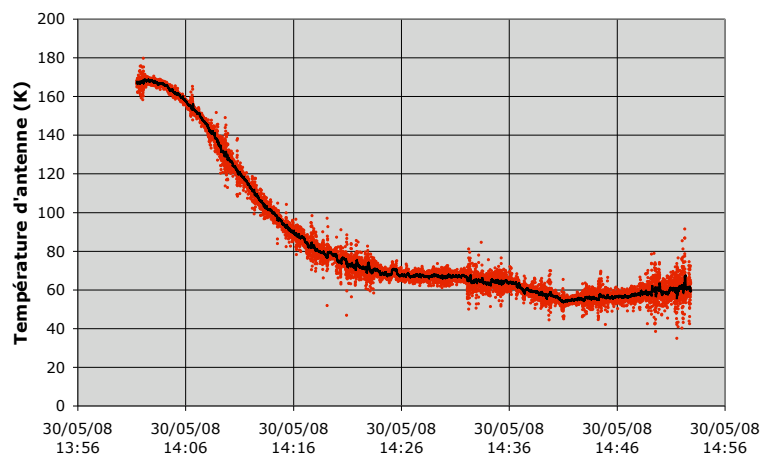


FIG. 6.14: **Observation du Soleil.** L'antenne a été pointée vers le Soleil puis laissée fixe afin d'observer un demi-lobe en défilement. On distingue un lobe secondaire autour de 14h36. L'étalonnage est approximatif.

L'étalonnage de l'instrument s'effectue généralement uniquement au niveau du LNB, en considérant l'antenne comme un réflecteur parfait. On observe un corps noir à température ambiante et un autre plongé dans l'azote liquide à 77.3K.

6.5.2 Sensibilité et variance de Allan

La figure 6.15 représente le signal mesuré sur le ciel lors d'un balayage lent en azimuth et à élévation constante ainsi que la variance de Allan associée. Cette dernière représente la variance du signal après moyennage et re-échantillonnage, en fonction du temps d'intégration. La déviation standard est d'environ 1K pour 1s de temps d'intégration et décroît jusqu'à $\sqrt{0.15} \approx 0.4\text{K}$ pour 10s. D'après la formule 6.4, cela correspond à une fluctuation de gain d'environ $1.3 \cdot 10^{-3}$ sur 10s ce qui est proche de la valeur spécifiée. Un temps d'intégration plus important ne permet pas de réduire la variance. Il convient donc de moyenner les données sur environ 10s pour optimiser le rapport signal sur bruit.

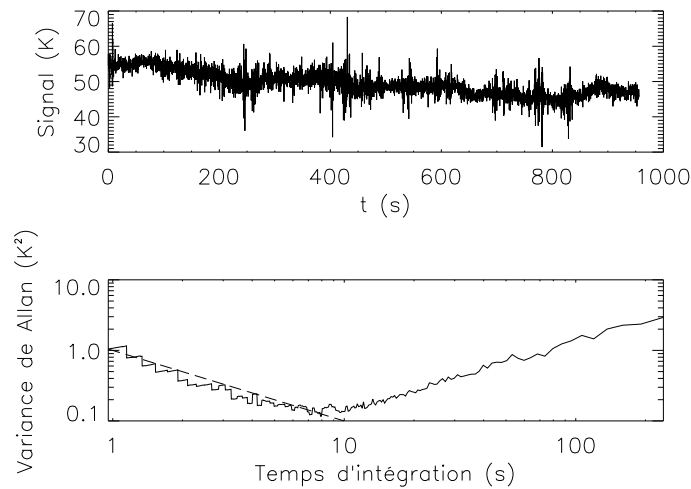


FIG. 6.15: **Signal sur le ciel et variance de Allan associée.** *Le signal dont la fréquence d'acquisition est environ 5Hz provient d'un balayage lent en azimuth et à élévation constante. L'étalonnage est correct en relatif mais pas en absolu. La droite en pointillée représente la variation en t^{-1} pour un bruit blanc gaussien.*

6.5.3 Observations en élévation

Les observations en élévation s'effectuent en mode automatique. L'instrument balaye le ciel à azimuth constante de haut en bas par pas de 5° en restant 10s immobile à une élévation entre typiquement 30° et 110° (figure 6.16). Après un passage, l'azimuth change et le balayage reprend. L'ensemble des paramètres de cette stratégie d'observation est modifiable via le PC et le système de contrôle. Un étalonnage est réalisé avant et après chaque séquence de balayage.

6.5.4 Analyse des résultats

L'analyse des résultats a été réalisée sous IDL. Elle consiste simplement à moyenner les mesures entre chaque dépointage. Un temps mort de 10 points (environ 2s) est appliqué dès que la position est atteinte afin de s'assurer de la stabilité de l'instrument. L'erreur statistique sur ces moyennes est estimée directement sur les données. L'ajustement des paramètres de l'équation 6.1 par rapport aux mesures est réalisée par une procédure des moindres carrés classique. Ce traitement simple est envisageable sous Excel ou directement avec le programme d'acquisition sous Labview.

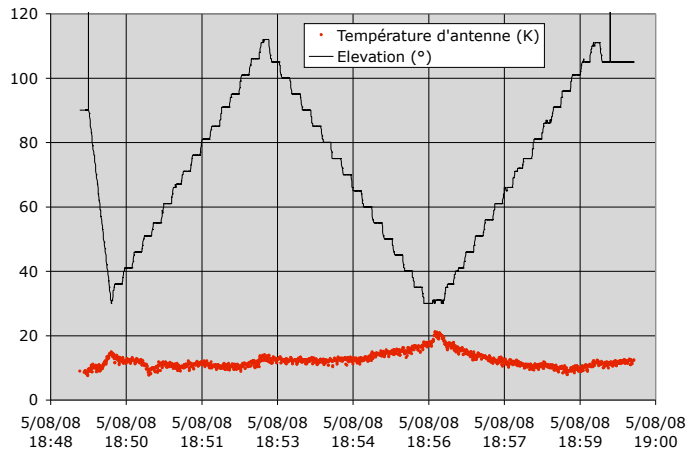


FIG. 6.16: **Observation en élévation.** Cette mesure a été réalisée le 5 août 2008 au festival d'astronomie de Fleurance.

Deux exemples de résultats de l'analyse sont représentés figure 6.17. Les mesures correspondant à des observations à élévation supérieure à 100° sont généralement éliminées de l'analyse car proches du bâtiment se trouvant juste derrière l'expérience sur la terrasse du bâtiment Condorcet. Les observations avec de l'ec-cosorb sur l'écran apparaissent plus propres que celles effectuées sans, au prix d'une méthode d'étalonnage plus complexe. Il a en effet été nécessaire d'étalonner l'instrument au zenith en utilisant une observation en ce point avec le LNB seul préalablement étalonné. Ceci permet de soustraire un excès d'environ 50K sur les mesures de température d'antenne provenant des lobes parasites.

Ces résultats démontrent une détection statistiquement significative du CMB, avec une erreur systématique sur la température estimée à environ $\pm 1\text{K}$. De plus, la profondeur optique de l'atmosphère déduite de ces mesures est en accord avec le modèle ATM qui permet de prévoir la transmission de l'atmosphère dans le domaine micro-onde (ref).

6.6 Perspectives

L'expérience réalisée n'est qu'une première étape qui a déjà permis de former trois étudiants (bientôt un quatrième) lors de stages d'été. Divers points restent encore à étudier ou à améliorer. Par exemple, certaines observations en élévation ont montrées un hysteresis entre la montée et la descente. Cette effet, particulièrement visible par jour de beau temps, est à priori attribué à des variations lentes de la température du LNB (et donc de la référence) en fonction de son orientation par rapport au Soleil. Par ailleurs, la méthode d'étalonnage à 77K n'est pas accessible à tout le monde. Un étalonnage sur la Lune est à tester (température d'antenne de quelques K) pour éviter l'usage d'azote liquide.

Avec l'aide et le support de Jean-Luc Robert de l'APC, l'expérience PW@APC participe à la diffusion scientifique auprès du grand public. Avec Eric Bréelle, nous avons présenté cette expérience et effectué des séances de travaux pratiques lors du festival d'Astrophysique de Fleurance en août 2008. L'expérience sera également présente sur le stand de l'IN2P3 à la Ville Européenne des Sciences dans la nef du Grand Palais à Paris les 14, 15 et 16 novembre 2008.

Au niveau enseignements, avec Hervé Dole nous proposons un module de méthodologie d'une dizaine de séances au M2R Astronomie et Astrophysique pour la rentrée 2009. Le présent système est assez simple

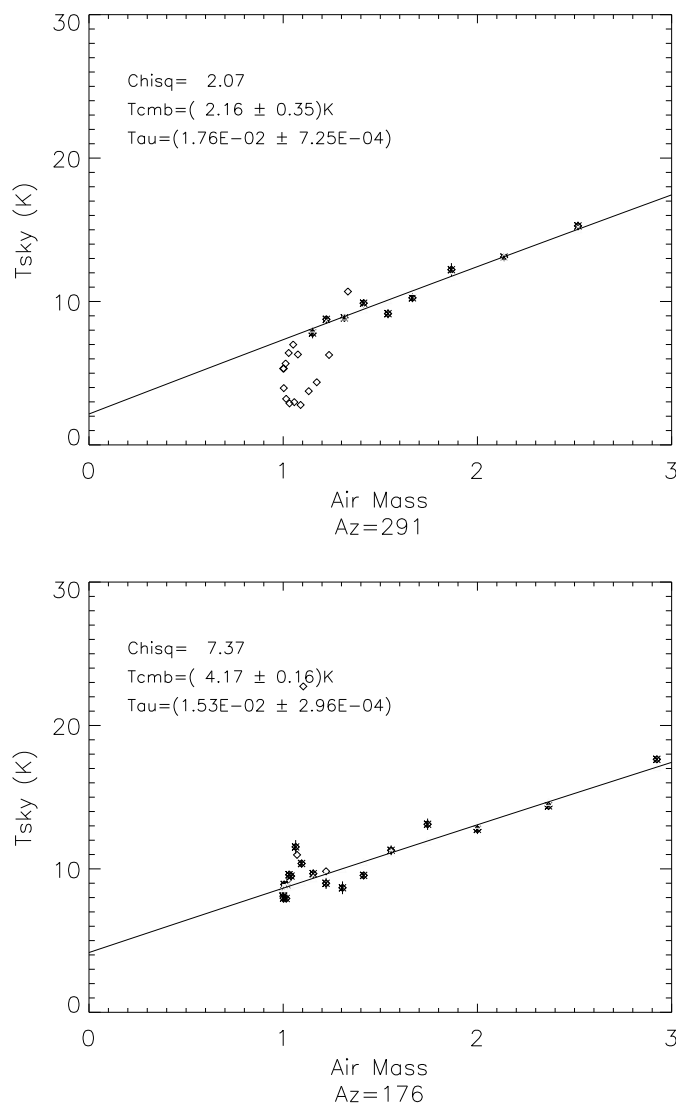


FIG. 6.17: **Analyse des observations en élévation.** Les points avec barres d'erreurs ont été pris en compte dans l'analyse. Les observations ont été réalisées sur la terrasse du bâtiment Condorcet où est installé l'APC. Les incertitudes sont purement statistiques. Ces deux courbes représentent l'analyse des données obtenues de haut en bas avec l'écran respectivement réfléchissant et absorbant.

pour permettre aux étudiants de participer pleinement à la mise en place et à l'amélioration de l'expérience, ce qui est très formateur. L'ensemble des problématiques d'une expérience radio sera étudié et expérimenté : sensibilité, stabilité de gain, commutation sur une référence, étalonnage, lobes parasites, pointage.

A moyen terme, l'installation en fixe à l'UFR de physique d'une ou plusieurs antennes de ce type permettrait d'organiser des séances de travaux pratiques à l'image de ce qui se fait à Orsay avec l'expérience RAMEAU. Ce type d'enseignement avec un objectif astrophysique concret permettra aux étudiants d'avoir une approche scientifique à travers un problème amusant et motivant.

A plus long terme, je réfléchis d'ors et déjà à la réalisation d'un interféromètre avec deux ou plusieurs LNB. Ceci pourra par exemple faire l'objet de plusieurs séances du module de méthodologie.

Conclusion : perspectives

Le prochain défi de la cosmologie observationnelle est la mesure et la caractérisation précise des modes B, signatures des ondes gravitationnelles primordiales dans les anisotropies polarisées du Fond Diffus Cosmologique (FDC ou CMB pour *Cosmic Microwave Background*). La détection des ondes gravitationnelles provenant de l'inflation (une phase d'expansion exponentielle aux tous premiers instants après le Big Bang) serait une découverte majeure pour la cosmologie et pour la physique fondamentale. L'amplitude du mode B étant fixée par l'énergie caractéristique de l'inflation, cette mesure nous donnerait immédiatement l'échelle d'énergie associée à cette physique, peut-être liée à la grande unification des interactions. Le signal des modes B primordiaux est cependant au moins trois ordres de grandeur inférieur aux anisotropies en température.

Nous sommes dans une période clé en ce qui concerne l'observation du CMB. L'exploitation scientifique du satellite Planck dont le lancement est prévu mi-2009 et les développements instrumentaux actuels placeront la communauté française au tout premier plan pour un prochain appel d'offre de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) d'ici 3 ans. Mon objectif pour les prochaines années est donc de profiter de cette période charnière pour développer l'instrumentation millimétrique ce qui permettra d'apporter une contribution essentielle à un futur instrument spatial dédié à l'observation de la polarisation du CMB.

Atteindre la physique sous-jacente aux modes B via une caractérisation du spectre de puissance angulaire conduit à définir une expérience dédiée pour la mesure de la polarisation du CMB avec une sensibilité en polarisation limitée uniquement par les limites astrophysiques. Ceci nécessite une grande sensibilité de détection mais également une immunité accrue aux effets parasites instrumentaux susceptibles de masquer le signal cosmologique. Ces deux caractéristiques sont précisément au centre de deux programmes R&D qui sont DCMB (« Développement Concerté de Matrices de Bolomètres ») et BSD (« B-mode Superconducting Detectors ») auxquels mon équipe d'instrumentation millimétrique participe activement. Dans le cadre de la collaboration nationale DCMB, nous avons pour objectif de développer de véritables matrices de bolomètres incluant le système d'acquisition multiplexé dans un ensemble cryo-mécanique cohérent. Notre objectif pour 2009 est la réalisation d'un tel ensemble contenant une matrice de 23 bolomètres supraconducteurs qui pourra être utilisé par des expériences au sol comme BRAIN (*Background RADIation INterferometer*) ou en ballon. Les travaux se poursuivront par la suite vers des matrices de plus grande taille, jusqu'à près d'un millier de bolomètres ce qui sera nécessaire pour la réalisation d'une future mission spatiale du type BPol.

L'immunité aux effets parasites instrumentaux pour les futurs instruments de mesure de la polarisation du CMB passe par le développement d'architectures de détection évoluée s'appuyant sur la technologie planaire supraconductrice Niobium et n'exigeant pas une parfaite similitude des détecteurs. La collaboration BSD que j'ai initiée en 2007 entre plusieurs laboratoires d'Ile de France développe actuellement les composants hyperfréquences de base pour la réalisation de telles architectures : antennes, déphaseurs, filtres, coupleurs de puissance. Ces composants permettront de réaliser un démonstrateur d'architecture de détection évoluée d'ici 2010. Les premiers financements de cette collaboration ont été obtenus grâce au Groupement d'Intérêt Scientifique *Physique des 2 Infinis* (P2I) et à une ANR jeune chercheur (COS², *Superconducting COmponents for Cosmic Microwave background ObservationS*).

Notre objectif est d'utiliser dans un premier temps ces développements pour des observations au sol en préparation aux projets spatiaux. La collaboration BRAIN-MBI entre l'Italie, le Royaume-Uni, les Etats-Unis et la France possède 2 volets. Le premier concerne le test du site de Concordia en Antarctique à 2mm de longueur d'onde, à la fois en intensité et en polarisation, durant l'été et l'hiver austral. Pour cela l'instrument Pathfinder utilisant 2 bolomètres à 300mK a été réalisé et a déjà permis deux campagnes

d'observation durant les étés australs 2005-2006 et 2006-2007. Le second volet du programme BRAIN-MBI consiste en la recherche des modes B de polarisation du CMB avec un instrument d'une nouvelle génération utilisant l'interférométrie bolométrique comme principe de détection. Cet instrument combine ainsi les avantages de l'interférométrie pour la mesure des anisotropies du CMB avec la sensibilité des bolomètres. Cette phase débutera fin 2010 avec l'installation du premier module sur la station Concordia. Celui-ci sera complété durant les saisons estivales suivantes pour arriver à l'instrument complet d'ici 2015.

Plusieurs projets spatiaux dédiés à la mesure de la polarisation du CMB ont été étudiés en Europe et aux Etats-Unis. Suite à l'appel d'offre de la NASA pour une mission du type *Inflation Probe*, trois projets ont été sélectionnés pour une étude de faisabilité. Dans le cadre européen, j'ai participé en tant que scientifique responsable de l'instrument (*Instrument Scientist*) à l'étude pour le CNES d'un satellite (*SAMPAN, Satellite pour la Mesure de la Polarisation des ANisotropies*) qui est apparu trop complexe pour une petite mission. Ce concept, se concentrant uniquement sur les grandes échelles angulaires, a été conforté par les résultats récents du satellite américain WMAP. C'est sur cette voie que le concept BPol a été proposé à l'ESA en 2006 en réponse à l'appel d'offres *Cosmic Vision*. Cette mission, pour laquelle j'ai pris en charge l'étude de la chaîne de détection, serait programmée pour un lancement vers 2020. L'ESA n'a aujourd'hui pas sélectionné cette mission car la technologie n'est pas assez avancée pour une mission spatiale. Elle reconnaît cependant le très grand intérêt pour la physique sous jacente à l'observation de la polarisation du CMB. L'ESA propose ainsi un plan de développement technologique dont la partie BPol contient, entre autres, les aspects traités par DCMB et BSD. L'objectif est de placer BPol en bonne position pour le prochain appel d'offre de l'ESA qui devrait avoir lieu d'ici 3 ans. Dans cette perspective, l'expérience acquise lors de la conception et de l'exploitation de Planck-HFI d'une part et les développements instrumentaux menés par mon équipe d'autre part permettront de placer la communauté française en bonne position pour la définition et la réalisation du futur satellite BPol.

Bibliographie

- [1] Alan H Guth. Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. *Physical Review D (Particles and Fields)*, 23 :347, Jan 1981. A&AA ID. AAA029.162.101.
- [2] A. D Linde. A new inflationary universe scenario : a possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems. *Phys. Lett. B*, 108 :389, Jan 1982. A&AA ID. AAA031.162.114.
- [3] A. A Penzias and R. W Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *Astrophysical Journal*, 142 :419, Jul 1965.
- [4] G. F Smoot, C. L Bennett, A Kogut, E. L Wright, J Aymon, N. W Boggess, E. S Cheng, G de Amici, S Gulkis, M. G Hauser, G Hinshaw, P. D Jackson, M Janssen, E Kaita, T Kelsall, P Keegstra, C Lineweaver, K Loewenstein, P Lubin, J Mather, S. S Meyer, S. H Moseley, T Murdock, L Rokke, R. F Silverberg, L Tenorio, R Weiss, and D. T Wilkinson. Structure in the cobe differential microwave radiometer first-year maps. *Astrophysical Journal*, 396 :L1, Sep 1992.
- [5] A Benoît, P Ade, A Amblard, R Ansari, É Aubourg, S Bargout, J. G Bartlett, J.-Ph Bernard, R. S Bhatia, A Blanchard, J. J Bock, A Boscaleri, F. R Bouchet, 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.-Ch Hamilton, S Hanany, S Henrot-Versillé, J Kaplan, G Lagache, J.-M Lamarre, A. E Lange, J. F Macías-Pérez, K Madet, B Maffei, Ch Magneville, D. P Marrone, S Masi, F Mayet, A Murphy, F Naraghi, F Nati, G Patanchon, G Perrin, M Piat, N Ponthieu, 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, and D Yvon. The cosmic microwave background anisotropy power spectrum measured by archeops. *Astronomy and Astrophysics*, 399 :L19, Mar 2003.
- [6] A Benoît, P Ade, A Amblard, R Ansari, É Aubourg, S Bargout, J. G Bartlett, J.-Ph Bernard, R. S Bhatia, A Blanchard, J. J Bock, A Boscaleri, F. R Bouchet, 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.-Ch Hamilton, S Hanany, S Henrot-Versillé, J Kaplan, G Lagache, J.-M Lamarre, A. E Lange, J. F Macías-Pérez, K Madet, B Maffei, Ch Magneville, D. P Marrone, S Masi, F Mayet, A Murphy, F Naraghi, F Nati, G Patanchon, G Perrin, M Piat, N Ponthieu, 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, and D Yvon. Cosmological constraints from archeops. *Astronomy and Astrophysics*, 399 :L25, Mar 2003.
- [7] J Dunkley, E Komatsu, M. R Nolta, D. N Spergel, D Larson, G Hinshaw, L Page, C. L Bennett, B Gold, N Jarosik, J. L Weiland, M Halpern, R. S Hill, A Kogut, M Limon, S. S Meyer, G. S Tucker, E Wollack, and E. L Wright. Five-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Likelihoods and parameters from the wmap data. *eprint arXiv*, 0803 :586, Mar 2008.
- [8] James Bock, Sarah Church, Mark Devlin, Gary Hinshaw, Andrew Lange, Adrian Lee, Lyman Page, Bruce Partridge, John Ruhl, Max Tegmark, Peter Timbie, Rainer Weiss, Bruce Winstein, and Matias Zaldarriaga. Task force on cosmic microwave background research. *eprint arXiv*, page 4101, Apr 2006.
- [9] James Bock, Asantha Cooray, Shaul Hanany, Brian Keating, Adrian Lee, Tomotake Matsumura, Michael Milligan, Nicolas Ponthieu, Tom Renbarger, and Huan Tran. The experimental probe of inflatio-

- nary cosmology (epic) : A mission concept study for nasa's einstein inflation probe. *arXiv*, astro-ph, May 2008.
- [10] Paolo De Bernardis, Martin Bucher, Carlo Burigana, and Lucio Piccirillo. B-pol : detecting primordial gravitational waves generated during inflation. *Experimental Astronomy*, page 45, Aug 2008.
- [11] Matias Zaldarriaga. Nature of the e-b decomposition of cmb polarization. *Physical Review D (Particles)*, 64 :103001, Nov 2001. (c) 2001 : The American Physical Society.
- [12] Marc Kamionkowski and Arthur Kosowsky. The cosmic microwave background and particle physics. *Annual Reviews of Nuclear and Particle Science*, 49 :77, Jan 1999. (c) 1999 : Annual Reviews.
- [13] Marc Kamionkowski, Arthur Kosowsky, and Albert Stebbins. A probe of primordial gravity waves and vorticity. *Physical Review Letters*, 78 :2058, Mar 1997. (c) 1997 : The American Physical Society.
- [14] www.astro.caltech.edu/lgg/bicep_front.htm.
- [15] L Page, G Hinshaw, E Komatsu, M. R Nolta, D. N Spergel, C. L Bennett, C Barnes, R Bean, O Doré, J Dunkley, M Halpern, R. S Hill, N Jarosik, A Kogut, M Limon, S. S Meyer, N Odegard, H. V Peiris, G. S Tucker, L Verde, J. L Weiland, E Wollack, and E. L Wright. Three-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Polarization analysis. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 170 :335, Jun 2007. (c) 2007 : The American Astronomical Society.
- [16] QUaD collaboration : C. Pryke, P Ade, J Bock, M Bowden, M. L Brown, G Cahill, P. G Castro, S Church, T Culverhouse, R Friedman, K Ganga, W. K Gear, S Gupta, J Hinderks, J Kovac, A. E Lange, E Leitch, S. J Melhuish, Y Memari, J. A Murphy, A Orlando, R Schwarz, C O'Sullivan, L Piccirillo, N Rajguru, B Rusholme, A. N Taylor, K. L Thompson, A. H Turner, E. Y. S Wu, and M Zemcov. Second and third season quad cmb temperature and polarization power spectra. *eprint arXiv*, 0805 :1944, May 2008.
- [17] <http://wmap.gsfc.nasa.gov/>.
- [18] E Komatsu, J Dunkley, M. R Nolta, C. L Bennett, B Gold, G Hinshaw, N Jarosik, D Larson, M Limon, L Page, D. N Spergel, M Halpern, R. S Hill, A Kogut, S. S Meyer, G. S Tucker, J. L Weiland, E Wollack, and E. L Wright. Five-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Cosmological interpretation. *eprint arXiv*, 0803 :547, Mar 2008. 49 pages, 20 figures, submitted to ApJS.
- [19] Denis Barkats. Capmap a new instrument to measure the e-mode cmb polarization on angular scales of 4 arcmin to 40 arcmin. *Thèse de l'Université de Princeton*, page 209, May 2007.
- [20] Stephan Meyer. Cmbpol suborbital experiments, 2008. workshop on Technology Development for a CMB Probe of Inflation, 25-28 août 2008, Boulder, Colorado.
- [21] <http://irsa.ipac.caltech.edu/irasdocs/iras.html>.
- [22] Planck bluebook. Jan 2005.
- [23] Warren Holmes, James J Bock, Ken Ganga, Viktor Hristov, Leonard Hustead, Timothy Koch, Andrew E Lange, Chris Paine, and Minhee Yun. Performance measurements of bolometers for the planck high-frequency instrument. *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy. Edited by Phillips*, 4855 :208, Feb 2003.
- [24] Lamarre. *Planck Core Team meeting, Cambridge, Grande-Bretagne*, Sept 2008.
- [25] Christophe Leroy, Mathieu Maisonneuve, Michel Piat, Jean-François Trouilhet, Dave Pearson, Christophe Camier, and Simon Guibert. Simulation of the planck-hfi thermal control system. *Modeling*, 7017 :32, Jul 2008.
- [26] F. R Bouchet, A Benoît, Ph Camus, F. X Désert, M Piat, and N Ponthieu. Charting the new frontier of the cosmic microwave background polarization. *SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, page 675, Dec 2005.
- [27] K D Irwin and G C Hilton. Cryogenic particle detection. pages 63–149.
- [28] Damien PRÊLE. Instrumentation cryogénique bas bruit et large bande en technologie sige. *Thèse, université Pierre et Marie Curie – Paris VI*, page 202, Jan 2007.

BIBLIOGRAPHIE

- [29] Bruce Swinyard and Takao Nakagawa. The space infrared telescope for cosmology and astrophysics : Spica a joint mission between jaxa and esa. *Experimental Astronomy*, page 7, May 2008. (c) 2008 : Springer Science+Business Media B.V.
- [30] Bruce Swinyard. Safari : The spica far infrared imaging spectrometer. *37th COSPAR Scientific Assembly. Held 13-20 July 2008*, 37 :3104, Jan 2008.
- [31] <http://cmbpol.uchicago.edu/>.
- [32] John Ruhl, Peter A. R Ade, John E Carlstrom, Hsiao-Mei Cho, Thomas Crawford, Matt Dobbs, Chris H Greer, Nils w Halverson, William L Holzapfel, Trevor M Lanting, Adrian T Lee, Erik M Leitch, Jon Leong, Wenyang Lu, Martin Lueker, Jared Mehl, Stephan S Meyer, Joe J Mohr, Steve Padin, T Plage, Clem Pryke, Marcus C Runyan, Dan Schwan, M. K Sharp, Helmuth Spieler, Zak Staniszewski, and Antony A Stark. The south pole telescope. *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II. Edited by Jonas Zmuidzinas*, 5498 :11, Oct 2004.
- [33] Michel Piat, Y Atik, B Béliet, A Benoit, L Bergé, A Bounab, E Bréelle, P Camus, S Collin, F X Désert, L Dumoulin, C Evesque, H Geoffroy, M Giard, C Hoffmann, Y Jin, G Klisnick, S Marnieros, A Monfardini, F Pajot, D Pr"le, M Redon, D Santos, D Stanesco, G Sou, and F Voisin. Bolometer arrays development in the dcmb french collaboration. *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy IV. Edited by Duncan*, 7020 :13, Aug 2008.
- [34] Stefanos MARNIEROS. Couches minces d'isolant d'anderson. application à la bolométrie à très basse température. page 204, Apr 1998.
- [35] F Nati, P Ade, A Boscaleri, D Brienza, M Calvo, S Colafrancesco, L Conversi, P de Bernardis, M de Petris, A Delbart, P Hargrave, A Iacoangeli, J. B Juin, C Magneville, C Marini Bettolo, S Masi, P Mauskopf, F Melchiorri, L Nati, A Orlando, Y Rephaeli, G Romeo, J. P Pansart, S Peterzen, F Piacentini, G Pisano, G Polenta, L Salvaterra, G Savini, C Tucker, and D Yvon. The olimpo experiment. *New Astronomy Reviews*, 51 :385, Mar 2007. Elsevier B.V.
- [36] S Lefranc, M Piat, J.-P Torre, E Bréelle, B Leriche, L Dumoulin, L Bergé, C Evesque, and F Pajot. Superconducting nbsi thermometers for use in tes devices. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 559 :468, Apr 2006.
- [37] Sebastien Lefranc. Spectrométrie submillimétrique et développement de matrices de bolomètres supraconducteurs. page 131, Nov 2005.
- [38] Y Atik, F Pajot, C Evesque, B Leriche, B Béliet, L Dumoulin, L Bergé, M Piat, E Bréelle, D Pr"le, and F Voisin. Characterization of nbsi films for tes bolometers. *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy IV. Edited by Duncan*, 7020 :59, Aug 2008.
- [39] <http://www.supracon.com/>.
- [40] Patrick Agnese, C Cigna, Jean-Louis Pornin, R Accomo, Claude Bonnin, N Colombel, M Delcourt, Eric Doumayrou, Jean Lepennec, Jerome Martignac, Vincent Reveret, Louis Rodriguez, and Laurent G Vigroux. Filled bolometer arrays for herschel/pacs. *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy. Edited by Phillips*, 4855 :108, Feb 2003.
- [41] F Couchot, J Delabrouille, J Kaplan, and B Revenu. Optimised polarimeter configurations for measuring the stokes parameters of the cosmic microwave background radiation. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 135 :579, Mar 1999.
- [42] Cyrille Rosset. Contribution à la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique dans le cadre des programmes archeops et planck. *Thèse de Doctorat de l'Université Paris VII*, page 211, Jan 1904.
- [43] 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 Rabbii, T Renbarger, P. L Richards, G. F Smoot, R Stompor, H. T Tran, C. D Winant, J. H. P Wu, and J Zuntz. Maxipol : Cosmic microwave background polarimetry using a rotating half-wave plate. *The Astrophysical Journal*, 665 :42, Aug 2007.
- [44] C. E North, B. R Johnson, P. A. R Ade, M. D Audley, C Baines, R. A Battye, M. L Brown, P Cabella, P. G Calisse, A. D Challinor, W. D Duncan, P. G Ferreira, W. K Gear, D Glowacka, D. J Goldie, P. K Grimes, M Halpern, V Haynes, G. C Hilton, K. D Irwin, M. E Jones, A. N Lasenby, P. J Leahy,

- J Leech, B Maffei, P Mausekopf, S. J Melhuish, D O’Dea, S. M Parsley, L Piccirillo, G Pisano, C. D Reintsema, G Savini, R Sudiwala, D Sutton, A. C Taylor, G Teleberg, D Titterington, V Tsaneva, C Tucker, R Watson, S Withington, G Yassin, and J Zhang. Detecting the b-mode polarisation of the cmb with clover. *eprint arXiv*, 0805 :3690, May 2008.
- [45] G Pisano, G Savini, P Ade, V Haynes, and W Gear. Achromatic half-wave plate for submillimeter instruments in cosmic microwave background astronomy : *Applied Optics*, Jan 2006.
- [46] G Savini, G Pisano, and P Ade. Achromatic half-wave plate for submillimeter instruments in cosmic microwave background astronomy : *Applied Optics*, Jan 2006.
- [47] Michael L Brown, Anthony Challinor, Chris E North, Bradley R Johnson, Daniel O’Dea, and David Sutton. Impact of modulation on cmb b-mode polarization experiments. *arXiv*, astro-ph, Sep 2008. 23 pages, 18 figures. Submitted to MNRAS.
- [48] Ghassan Yassin, Leonid S Kuzmin, Paul K Grimes, Mikhail Tarasov, Ernst Otto, and Phillip D Mausekopf. An integrated superconducting phase switch for cosmology instruments. *Physica C*, 466 :115, Nov 2007.
- [49] J Kooi, J Stern, G Chattopadhyay, and H LeDuc. Low-loss nbtin films for thz sis mixer tuning circuits. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Jan 1998.
- [50] Michael J Myers, Peter Ade, Kam Arnold, Greg Engargiola, Bill Holzapfel, Adrian T Lee, Roger O’Brient, Paul L Richards, Andy Smith, Helmuth Spieler, and Huan T Tran. Antenna-coupled bolometer arrays using transition-edge sensors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 559 :531, Apr 2006. Elsevier B.V.
- [51] M. J Myers, K Arnold, P Ade, G Engargiola, W Holzapfel, A. T Lee, X Meng, R O’Brient, P. L Richards, H Spieler, and H. T Tran. Antenna-coupled bolometer arrays for measurement of the cosmic microwave background polarization. *Journal of Low Temperature Physics*, 151 :464, Apr 2008.
- [52] C. L Kuo, P Ade, J. J Bock, P Day, A Goldin, S Golwala, M Halpern, G Hilton, W Holmes, V Hristov, K Irwin, W. C Jones, M Kenyon, A. E Lange, H. G Leduc, C MacTavish, T Montroy, C. B Netterfield, P Rossinot, J Ruhl, A Vayonakis, G Wang, M Yun, and J Zmuidzinas. Antenna-coupled tes bolometers for the spider experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 559 :608, Apr 2006. Elsevier B.V.
- [53] Cst : <http://www.cst.com>.
- [54] A Benoît, P Ade, A Amblard, R Ansari, É Aubourg, S Bargout, J. G Bartlett, J.-Ph Bernard, R. S Bhatia, A Blanchard, J. J Bock, A Boscaleri, F. R Bouchet, 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.-Ch Hamilton, S Hanany, S Henrot-Versillé, J Kaplan, G Lagache, J.-M Lamarre, A. E Lange, J. F Macías-Pérez, K Madet, B Maffei, Ch Magneville, D. P Marrone, S Masi, F Mayet, A Murphy, F Naraghi, F Nati, G Patanchon, G Perrin, M Piat, N Ponthieu, 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, and D Yvon. First detection of polarization of the submillimetre diffuse galactic dust emission by archeops. *Astronomy and Astrophysics*, 424 :571, Sep 2004.
- [55] G Pisano, L Pietranera, K Isaak, and L Piccirillo. A broadband wr10 turnstile junction orthomode transducer. *Microwave and Wireless Components Letters*, Jan 2007.
- [56] Zhiyang Liu. Broadband 180° phase-shifters using integrated submillimeter-wave schottky diodes. page 7, Aug 2004.
- [57] Michel Piat. Review of detector r&d for cmb polarisation observations. *Proceedings of Les Rencontres de Moriond 2008*, page 8, Jul 2008.
- [58] Clément Cressiot. Mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique à l’aide de l’interférométrie bolométrique. *Rapport de stage, M2 Astronomie et Astrophysique*, page 116, Jun 2006.
- [59] Silvia Galli. Bolometric interferometry demonstrator to measure the cosmic microwave background polarization. *Rapport de stage, M2 Astronomie et Astrophysique*, page 102, Jun 2007.
- [60] Romain Charlassier and for the BRAIN Collaboration. The brain experiment, a bolometric interferometer dedicated to the cmb b-mode measurement. *arXiv*, astro-ph, May 2008.

BIBLIOGRAPHIE

- [61] R Charlassier, J. Ch Hamilton, É Bréelle, A Ghribi, Y Giraud-Héraud, J Kaplan, M Piat, and D Prêle. An efficient phase-shifting scheme for bolometric additive interferometry. *arXiv*, astro-ph, Jun 2008. 8 pages, 6 figures, submitted to A&A.
- [62] Eric Bréelle, Romain Charlassier, Yannick Giraud-Héraud, Adnan Ghribi, Jean-Christophe Hamilton, Jean Kaplan, Michel Piat, and Raphaël Sadoun. Mint : Matrice d'interféromètres : a proposed design for the brain instrument. Rapport interne brain, APC, 2007.
- [63] Peter Hyland, Brent Follin, and Emory F Bunn. Phase shift sequences for an adding interferometer. *arXiv*, astro-ph, Aug 2008. 8 pages, 1 figure.
- [64] J. Ch Hamilton, R Charlassier, C Cressiot, J Kaplan, M Piat, and C Rosset. Sensitivity of a bolometric interferometer to the cmb power spectrum. *arXiv*, astro-ph, Jul 2008.
- [65] Max Tegmark. Cmb mapping experiments : A designer's guide. *Physical Review D (Particles)*, 56 :4514, Oct 1997. (c) 1997 : The American Physical Society.
- [66] Lloyd Knox. Determination of inflationary observables by cosmic microwave background anisotropy experiments. *Physical Review D (Particles)*, 52 :4307, Oct 1995. (c) 1995 : The American Physical Society.
- [67] P. T Timbie, G. S Tucker, P. A. R Ade, S Ali, E Bierman, E. F Bunn, C Calderon, A. C Gault, P. O Hyland, B. G Keating, J Kim, A Korotkov, S. S Malu, P Mauskopf, J. A Murphy, C O'Sullivan, L Piccirillo, and B. D Wandelt. The einstein polarization interferometer for cosmology (epic) and the millimeter-wave bolometric interferometer (mbi). *New Astronomy Reviews*, 50 :999, Dec 2006. Elsevier B.V.
- [68] M.Gervasi, S.Spinelli, A.Tartari, and M.Zannoni. Systematic errors in a mint module. Rapport interne brain, Université de Milan Bicocca, 2007.
- [69] QUaD collaboration : J. Hinderks, P Ade, J Bock, M Bowden, M. L Brown, G Cahill, J. E Carlstrom, P. G Castro, S Church, T Culverhouse, R Friedman, K Ganga, W. K Gear, S Gupta, J Harris, V Haynes, J Kovac, E Kirby, A. E Lange, E Leitch, O. E Mallie, S Melhuish, A Murphy, A Orlando, R Schwarz, C O' Sullivan, L Piccirillo, C Pryke, N Rajguru, B Rusholme, A. N Taylor, K. L Thompson, C Tucker, E. Y. S Wu, and M Zemcov. Quad : A high-resolution cosmic microwave background polarimeter. *eprint arXiv*, 0805 :1990, May 2008. 23 pages, 36 figures.
- [70] Martin White, John E Carlstrom, Mark Dragovan, and William L Holzapfel. Interferometric observation of cosmic microwave background anisotropies. *The Astrophysical Journal*, 514 :12, Mar 1999. (c) 1999 : The American Astronomical Society.
- [71] Jean-Christophe Hamilton. Quasi optical interferometer calculations. Rapport interne brain, APC, 2008.
- [72] R. H Dicke, P. J. E Peebles, P. G Roll, and D. T Wilkinson. Cosmic black-body radiation. *Astrophysical Journal*, 142 :414, Jul 1965.
- [73] J. R Pardo, J Cernicharo, and E Serabyn. Atmospheric transmission at microwaves (atm) : an improved model for millimeter/submillimeter applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 49 :1683, Dec 2001.
- [74] R. H Dicke. The measurement of thermal radiation at microwave frequencies. *Review of Scientific Instruments*, 17 :268, Jul 1946.
- [75] Robert H Dicke, Robert Beringer, Robert L Kyhl, and A. B Vane. Atmospheric absorption measurements with a microwave radiometer. *Physical Review*, 70 :340, Sep 1946.
- [76] Ticura : <http://www.ticura.com>.
- [77] R. W Wilson. The cosmic microwave background radiation. *Reviews of Modern Physics*, 51 :433, Jul 1979.
- [78] http://www.redshift.de/fr/_main/index.htm.

Curriculum Vitae

Michel Piat

Maître de Conférence Université Paris Diderot (Paris 7)
Laboratoire Astroparticule et Cosmologie (APC) UMR 7164
10, rue Alice Domon et Léonie Duquet
75205 PARIS cedex 13

Tel : (+33) (0)1.57.27.60.96
Portable : (+33) (0)6.20.11.51.17
Fax : (+33) (0)1.57.27.60.71
e-mail : michel.piat@apc.univ-paris7.fr

Né le 29 octobre 1973 à Strasbourg
Marié, un enfant

Cursus

Depuis 2003 : Maître de Conférence Université Paris 7 Denis Diderot
2000-2003 : Post-doctorant à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), Orsay
1996-1997 et 1998-2000 : Doctorat "Astrophysique et Techniques Spatiales", Université de Paris XI (Boursier CNES) :
Contributions à la définition des besoins scientifiques et des solutions instrumentales du projet Planck-HFI
Directeur de recherche : J.M. Lamarre
Thèse soutenue le 9 octobre 2000, mention très honorable avec les félicitations du jury
1997-1998 : Scientifique du Contingent à l'Etablissement Technique Central de l'Armement, Arcueil
Mesures optiques sur différents bancs laser; travaux sur le thème de la protection de la vue
Directrice des travaux : F. Lafonta
1995-1996 : DEA Astrophysique, Observatoire de Strasbourg.
1993-1996 : Ingénieur de l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg (major de promotion).

Responsabilités scientifiques

Depuis sept. 2007 : Investigateur principal du programme de R&D *B-mode Superconducting Detectors* (BSD) financé par le Groupement d'Intérêt Scientifique *Physique des 2 Infinis* (P2I) et par une ANR jeune chercheur (COS², *Superconducting COmponents for Cosmic Microwave background ObservationS*).

Depuis sept. 2003 : Responsable du laboratoire d'instrumentation millimétrique pour la cosmologie observationnelle à l'APC, comprenant trois ingénieurs de recherche, un thésard, un ingénieur et un technicien.

Mars-juin 2007 : En charge de l'étude de la chaîne de détection de l'instrument BPol candidat à l'appel d'offres *Cosmic Vision* de l'ESA.

- 2005-2006 : Instrument Scientist de l'étude de faisabilité SAMPAN (*Satellite pour la Mesure de la Polarisation des Anisotropies*) financée par le CNES.
- Juin 2001-août 2003 : Responsable du laboratoire sub-millimétrique de l'Institut d'Astrophysique Spatiale, comprenant un chercheur (temps partiel à l'IAS), un ingénieur de recherche et deux techniciens.
- Depuis mars 2001 : Responsable de l'étalonnage des thermomètres et chauffages Planck-HFI et de la réalisation du module de régulation Planck-HFI à 100mK PID 1.
- Depuis sept. 1999 : Instrument Scientist adjoint de Planck-HFI (responsable scientifique de l'instrument : J.M. Lamarre).

Responsabilités administratives

- Depuis oct. 2007 : Animateur du Groupement d'Intérêt Scientifique de la région parisienne *Physique des 2 infinis* (P2I) piloté par Jean-Loup Puget.
- Depuis mars 2007 : Membre nommé de la commission de spécialistes de la section 34 « astronomie astrophysique » de l'université Paris XI.
- 2006-2007 : Membre nommé du Conseil National des Universités, section 34.
- Depuis 2006 : Membre du conseil scientifique de l'UFR de Physique de l'université Paris Diderot.
- Depuis janvier 2005 : Membre suppléant de la commission de spécialistes de la section 34 « astronomie astrophysique » de Paris 7.

Participation à l'organisation de conférences-ateliers

- 17th International Symposium on Space Terahertz Technology ISSTT, 10-12 May 2006, Institut Océanographique, Paris.
- 12th International Workshop on Low Temperature Detectors LTD12, 22-27 juillet 2007, Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris.
- Workshop on Bolometric Interferometry for the B-mode Search, 16-19 juin 2008, APC, Paris.

Membre du comité de revue des projets

- Edelweiss : 11 janvier 2008, IN2P3, Paris
- PILOT : Revue de Conception Détaillée (RCD), CNES, Toulouse, 4 septembre 2008.

Activités d'enseignements

Ecoles scientifiques

- 2-8 Juin 2002 5ème école thématique du CNRS *Détection de rayonnements à très basse température Thermométrie à très basse température ; la thermométrie résistive et ses difficultés ; régulation de température*
- 9 juillet 2007 European Summer School on New Trends in Terahertz Imaging NTTI, Observatoire de Paris, 9-13 juillet 2007.
Bolomètres aux très basses températures

Responsabilités au niveau enseignements universitaires

2003-2006	Responsable de l'enseignement d'électronique numérique et analogique, License de Sciences Physiques pour l'Enseignement
2004-2006	Co-responsable du Master 2 spécialité <i>Univers : Structures et Evolution</i> (voir texte ci-dessous)
Depuis 2005	Responsable de l'enseignement <i>Détection du rayonnement sub-millimétrique et millimétrique</i> , M2 <i>Photodétection</i>
Depuis 2007	Responsable de l'enseignement d'électronique numérique et analogique, L3 <i>Sciences Physiques pour l'Enseignement</i> et L3 <i>Science Physique pour l'Ingénieur</i> .

Lors de la préparation du dernier plan quadriennal de l'université Paris 7, l'UFR de physique a réfléchi à l'évolution nécessaire des masters dans le cadre de la réforme LMD en s'appuyant sur les domaines de recherche pour lesquels les laboratoires de l'UFR étaient à la pointe. La cosmologie, domaine émergent au sein de l'UFR de physique, s'appuyant sur les deux piliers *Physique Fondamentale* et *Astrophysique* s'est imposé comme pouvant être l'objet d'une formation. Fort de cet objectif, le montage de la spécialité *Univers : Structures et Evolution*, résultant d'un compromis entre les différentes composantes de l'UFR, s'appuyait sur 3 parcours fortement immergés dans 3 formations indépendantes (*Champs Particules Matière* CPM, *Astronomie et Astrophysique* A&A et l'ex-DEA de Physique théorique maintenant intégré à la spécialité *Concepts Fondamentaux de la Physique* non-cohabilité par l'Université Paris 7). Malgré un succès réel auprès des étudiants intéressés par une telle formation, ce montage s'est avéré ingérable devant à la fois la réticence des formations et par le fait que ce cursus ne soit habilité que par l'Université Paris 7. Nous avons donc décidé d'abandonner cette formation singularisée et proposé de créer au sein de la spécialité *Noyaux, Particules, Astroparticules et Cosmologie* (NPAC) une option nouvelle *Cosmologie* basée sur l'enseignement que nous avons proposé pour l'un des parcours de la spécialité *Univers*. En revanche, nous envisageons d'utiliser la réflexion que nous avons menée pour mettre en place la formation *Univers : Structures et Evolution* pour construire un master présentant une ouverture européenne d'ici septembre 2010.

Enseignements universitaires

Année	Formation	Enseignements	Volume (h eq. TD)
2001-02	DESS <i>Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace</i>	TP <i>Mesures bolométriques bas niveaux</i>	49h
2002-03	DESS <i>Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace</i>	TP <i>Mesures bolométriques bas niveaux</i>	49h
2003-04	DESS <i>Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace</i>	TP <i>Mesures bolométriques bas niveaux</i>	49h
		Cours <i>Chaîne de détection spatiale</i>	9h
	Licence de Sciences Physiques pour l'Enseignement	Cours, TD et TP d'électronique analogique et numérique (Responsable de l'enseignement)	70h
2004-05	DESS <i>Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace</i>	TP <i>Mesures bolométriques bas niveaux</i>	49h
		Cours <i>Chaîne de détection spatiale</i>	9h
		Cours d'option <i>Transmission numérique du signal</i>	14h
	Licence de Sciences Physiques pour l'Enseignement	Cours, TD et TP d'électronique analogique et numérique (Responsable de l'enseignement)	70h
	Licence de Sciences Physiques pour l'Ingénieur	Cours et TP d'électronique numérique	50h

CURRICULUM VITAE

2005-06	M2 <i>Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace</i>	TP <i>Mesures bolométriques bas niveaux</i>	49h
		Cours <i>Chaîne de détection spatiale</i>	9h
		Cours d'option <i>Transmission numérique du signal</i>	14h
	M2 <i>Photodétection</i>	Cours <i>Détection du rayonnement sub-millimétrique et millimétrique</i> (Responsable de l'enseignement)	36h
		TP <i>Mesures bolométriques et photométrie millimétrique</i>	35h
	L3 Sciences Physiques pour l'Enseignement	Cours, TD et TP d'électronique analogique et numérique (Responsable de l'enseignement)	43h
L2 Physique	Colles d'électromagnétisme	6h	
2006-07	M2 <i>Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace</i>	TP <i>Mesures bolométriques bas niveaux</i>	49h
		Cours <i>Chaîne de détection spatiale</i>	9h
		Cours d'option <i>Transmission numérique du signal</i>	14h
	M2 <i>Photodétection</i>	Cours <i>Détection du rayonnement sub-millimétrique et millimétrique</i>	36h
		TP <i>Mesures bolométriques et photométrie millimétrique</i>	35h
	M1 Physique	TP <i>Signaux certains</i>	25h
	L3 Sciences Physiques pour l'Enseignement	Cours et TD d'électronique analogique	24h
	L2 Physique	Colles d'électromagnétisme	12h
2007-08	M2 <i>Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace</i>	TP <i>Mesures bolométriques bas niveaux</i>	42h
		Cours <i>Chaîne de détection spatiale</i>	9h
		Cours d'option <i>Transmission numérique du signal</i>	14h
	M2 <i>Photodétection</i>	Cours <i>Détection du rayonnement sub-millimétrique et millimétrique</i>	36h
		TP <i>Mesures bolométriques et photométrie millimétrique</i>	35h
	L3 Sciences Physiques pour l'Ingénieur	Cours d'électronique numérique (Responsable de l'enseignement)	24h
	L3 Sciences Physiques pour l'Enseignement	Cours d'électronique numérique et analogique (Responsable de l'enseignement)	24h
	L2 Physique	Colles d'électromagnétisme	21h

CURRICULUM VITAE

2008-09	M2 <i>Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace</i>	TP <i>Mesures bolométriques bas niveaux</i>	42h
		Cours <i>Chaîne de détection spatiale</i>	9h
		Cours d'option <i>Transmission numérique du signal</i>	14h
	M2 <i>Photodétection</i>	Cours <i>Détection du rayonnement sub-millimétrique et millimétrique</i>	36h
		TP <i>Comparaison détection bolométrique-hétérodyne</i>	35h
	L3 Sciences Physiques pour l'Ingénieur	Cours d'électronique numérique (Responsable de l'enseignement)	24h
	L3 Sciences Physiques pour l'Enseignement	Cours d'électronique numérique et analogique (Responsable de l'enseignement)	24h
	L2 Physique	Colles d'électromagnétisme	21h

Encadrements

Stages M2

- Avril-juin 2002 Co-encadrement du stage de DEA *Astrophysique et instrumentations associées* de Samuel Ronayette
Le spectromètre S³-FIBRE : bilan, bolomètres supraconducteurs
- Avril-juin 2003 Stage de DEA *Astrophysique et Méthodes Associées* de Bruno Quenez
Origine des modes B du fond cosmologique micro-onde et pré-étude d'un instrument dédié
- Avril-juin 2006 Stage de Master 2 *Astronomie et Astrophysique* de Clément Cressiot
Etude de l'interférométrie bolométrique
- Avril-juin 2007 Stage de Master 2 *Astronomie et Astrophysique* de Silvia Galli
Bolometric interferometry demonstrator to measure the Cosmic Microwave Background polarization

Thèses

- 2002-2006 Co-encadrement avec François Pajot de la thèse de Sébastien Lefranc
Spectrométrie Submillimétrique et Développement de Matrices de Bolomètres Supraconducteurs
- Depuis déc. 2006 Directeur de thèse de Adnan Ghribi (boursier BDI CNRS/CNES)
Architecture de détection et matrices de bolomètres pour la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique
- A partir de nov. 2008 Directeur de thèse de Silvia Galli
Etude et développement de composants micro-ondes supraconducteurs pour la mesure de la polarisation du rayonnement fossile à 3K ; Participation à l'analyse des données polarisées de Planck.

Stages divers

- Juin-juillet 2000 Co-encadrement du stage de 1ère année d'IUT d'Alexis Paillet
Réalisation et mesures dans le submillimétrique ; tests de différents corps absorbants
- Avril-juin 2001 Co-encadrement du stage de 2ème année d'IUT d'Alexis Paillet
Mesure d'un cornet multimode lisse et d'un cornet multimode rainuré de l'expérience ballon Archeops identique à celui de Planck-HFI
- Juin-août 2001 Stage de 4ème année INSA de Julien Meissonier
Simulations thermiques de l'étage 0.1K de l'instrument Planck-HFI
- 2001-2002 Projet de Fin d'études INSA de Julien Meissonier
Simulations thermiques de l'instrument Planck-HFI
- Juillet-août 2004 Stage de 2ème année SUPAERO de Alexis Paillet
Optimisation de bolomètres et test d'un SQUID
- Nov-février 2005 Stage 2ème année d'IUT de Metta Nachamp
Développement d'un banc de caractérisation de thermomètres supraconducteurs aux très basses températures
- Avril-juin 2005 Stage 2ème année d'IUT de Mehdi Chkarat
Etude d'une chaîne cryogénique bas bruit à SQUID pour la mesure de thermomètres supraconducteurs
- Juin-juillet 2005 Stage de Magistère de David Bancelin
Simulation de la chaîne de détection de l'instrument Planck-HFI
- Juillet-sept. 2006 Stage de L2 de Physique de Laurie Gérard
Analyse des fluctuations de température des étages cryogéniques de l'instrument Planck-HFI
- Juillet-août. 2006 Stage de L3 Magistère de Physique de Philippe Bun
Etude d'un radiomètre pour la détection du rayonnement fossile à 3K
- Juin-août 2007 Stage de 2ème année Supélec de Raphaël Sadoun
Etude du multiplexage des données de l'instrument BRAIN
- Juillet 2007 Stage de 1ère année du Magistère de Physique de l'ENS de Josquin Errard
Etude d'un radiomètre pour la détection du Fond Diffus Cosmologique
- Juillet-août 2007 Stage de Magistère de Physique de Godefroy Leménager
Modélisation de l'excès de réponse à basse fréquence des bolomètres de Planck-HFI
- Avril-juin 2008 Stage 2ème année d'IUT de Florian Houel
Détection du Fond Diffus Cosmologique avec un radiomètre à 10GHz
- Mai-juin 2008 Projet d'Approfondissement et de Modélisation Scientifique CESI
Optimisation de la chaîne de contrôle thermique de l'instrument HFI

Publications

Revue à comité de lecture

1. *Kinematical search in the optical for low-mass stars of the Gould Belt system*
A. Fresneau, A. Acker, G. Jasniewicz, **M. Piat**. *Astronomical Journal*, 112, 1614-1624, 1996.
2. *A new readout system for bolometers with improved low frequency stability*
S. Gaertner, A. Benoit, J.-M. Lamarre, M. Giard, J.-L. Bret, J.-P. Chabaud, F.-X. Desert, J.-P. Faure, G. Jegoudez, J. Lande, J. Leblanc, J.-P. Lepeltier, J. Narbonne, **M. Piat**, R. Pons, G. Serra, G. Simiand. *A&A Sup. Ser.*, 126, 151-160, 1997.
3. *Thermal architecture design tests for the Planck/HFI instrument*
M. Piat, B. Leriche, J.-P. Torre, J.-M. Lamarre, A. Benoit, J.-P. Crussaire. Proc. 8th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-8¹, *NIMA* 444, 413-418, 2000.
4. *Modelling and optimising high sensitivity semiconducting thermistors at low temperature*
M. Piat, J.-P. Torre, J.-M. Lamarre, J. Beeman, R.S. Bhatia. *Journal of Low Temperature Physics*, Vol.125, Nos. 5/6, 2001.
5. *Use of High Sensitivity Bolometers for Astronomy : Planck High Frequency Instrument*
J.M. Lamarre, **M. Piat**, P.A.R. Ade, J. Bock, P. De Bernardis, M. Giard, A. Lange, A. Murphy, J.P. Torre, A. Benoit, R. Bhatia, F.R. Bouchet, B. Maffei, J.L. Puget, R. Sudiwala, V. Yourchenko. Proc. 9th Workshop on Low Temperature Detectors, *AIP Conference Proceeding Series*, 605, 571-576, 2002.
6. *Design and tests of high sensitivity NTD Ge thermometers for the Planck-High Frequency Instrument*
M. Piat, J.P. Torre, J.M. Lamarre, J.W. Beeman, R.S. Bhatia, B. Leriche, J.P. Crussaire, F. Langlet. Proc. 9th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-9¹, *AIP Conference Proceeding Series*, 605, 79-82, 2002.
7. *Archeops - A High Resolution, Large Area Experiment for the CMB*
A. Benoît P. Ade, A. Amblard, R. Ansari, E. Aubourg, J. Bartlett, J.P. Bernard, R.S. Bhatia, A. Blanchard, J.J. Bock, A. Boscaleri, F.R. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.X. Desert, O. Dore, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, K. Ganga, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Heraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J.C. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versille, V.V. Hristov, J. Kaplan, G. Lagache, J.M. Lamarre, A.E. Lange, K. Madet, B. Maffei, D. Marrone, S. Masi, J.A. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Perrin, **M. Piat**, J.L. Puget, D. Santos, R.V. Sudiwala, J.C. Vanel, D. Vibert, E. Wakui, D. Yvon. *Astroparticle Physics* 17, 101-124, 2002.
8. *Cosmic Background dipole measurements with Planck-HFI*
M. Piat, G. Lagache, J.P. Bernard, M. Giard, J.L. Puget. *A&A* 393, 359-368, 2002.
9. *The Planck High Frequency Instrument, a third generation CMB experiment, and a full sky submillimeter survey*
J.M. Lamarre, J.L., F. Bouchet, P. A. R. Ade, A. Benoit, J.P. Bernard, P. de Bernardis, J. Charra, F. Couchot, J. Delabrouille, G. Efstathiou, M. Giard, G. Guyot, A. Lange, B. Maffei, A. Murphy, F. Pajot, **M. Piat**, I. Ristorcelli, D. Santos, R. Sudiwala, J.F. Sygnet, J.P. Torre, V. Yurchenko, D. Yvon. *New Astronomy Reviews*, Volume 47, Issue 11-12, p. 1017-1024, 2003.

¹ Actes de conférences publiés avec comité de lecture

10. *Cosmological constraints from Archeops*
A. Benoit, P. Ade, A. Amblard, R. Ansari E. Aubourg, S. Bargout, J. G. Bartlett, J.-Ph. Bernard, R. S. Bhatia, A. Blanchard, J. J. Bock, A. Boscaleri, F. R. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.-X. Desert, O. Dore, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, P. Fosalba, K. Ganga, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Heraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J.-Ch. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versille, J. Kaplan, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. E. Lange, J. F. Macias-Perez, K. Madet, B. Maffei, Ch. Magneville, D. P. Marrone, S. Masi, F. Mayet, A. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Patanchon, G. Perrin, **M. Piat**, N. Ponthieu, 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, D. Yvon. *A&A*, 399, L25-L30, 2003.
11. *The Cosmic Microwave Background Anisotropy Power Spectrum measured by Archeops*
A. Benoit, P. Ade, A. Amblard, R. Ansari E. Aubourg, S. Bargout, J. G. Bartlett, J.-Ph. Bernard, R. S. Bhatia, A. Blanchard, J. J. Bock, A. Boscaleri, F. R. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.-X. Desert, O. Dore, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, P. Fosalba, K. Ganga, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Heraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J.-Ch. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versille, J. Kaplan, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. E. Lange, J. F. Macias-Perez, K. Madet, B. Maffei, Ch. Magneville, D. P. Marrone, S. Masi, F. Mayet, A. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Patanchon, G. Perrin, **M. Piat**, N. Ponthieu, 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, D. Yvon. *A&A*, 399, L19-L23, 2003.
12. *About the connexion between the C_ℓ power spectrum of the Cosmic Microwave Background and the Γ_m Fourier spectrum of the rings on the sky*
R. Ansari, S. Bargout, A. Bourrachot, J. Haïssinski, S. Henrot-Versillé, G. Le Meur, O. Perdereau, **M. Piat**, S. Plaszczyński, F. Touze. *MNRAS*, 343, 552-558, 2003.
13. *The Planck milestone*
F. R. Bouchet, **M. Piat**, J.-M. Lamarre. C. R. Physique 4 *The cosmic microwave background / Le rayonnement fossile à 3K*, 2003.
14. *Polarization experiments*
J. Delabrouille, J. Kaplan, **M. Piat**, C. Rosset. C. R. Physique 4 *The cosmic microwave background / Le rayonnement fossile à 3K*, 2003.
15. *First Detection of Polarization of the Submillimetre Diffuse Galactic Dust Emission by Archeops*
A. Benoit, P. Ade, A. Amblard, R. Ansari, E. Aubourg, S. Bargout, J. G. Bartlett, J.-Ph. Bernard, R. S. Bhatia, A. Blanchard, J. J. Bock, A. Boscaleri, F. R. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.-X. Desert, O. Dore, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, P. Fosalba, K. Ganga, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Heraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J.-Ch. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versille, J. Kaplan, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. E. Lange, J. F. Macias-Perez, K. Madet, B. Maffei, Ch. Magneville, D. P. Marrone, S. Masi, F. Mayet, A. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Patanchon, G. Perrin, **M. Piat**, N. Ponthieu, 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, D. Yvon. *A&A*, 424, 571B, 2004.
16. *Temperature and polarization angular power spectra of Galactic dust radiation at 353 GHz as measured by Archeops*
Ponthieu, N. ; Macías-Pérez, J. F. ; Tristram, M. ; Ade, P. ; Amblard, A. ; Ansari, R. ; Aumont, J. ; Aubourg, É. ; Benoit, A. ; Bernard, J.-Ph. ; Blanchard, A. ; Bock, J. J. ; Bouchet, F. R. ; Bourrachot, A. ; Camus, P. ; Cardoso, J.-F. ; Couchot, F. ; de Bernardis, P. ; Delabrouille, J. ; Désert, F.-X. ; Douspis, M. ; Dumoulin, L. ; Filliatre, Ph. ; Fosalba, P. ; Giard, M. ; Giraud-Héraud, Y. ; Gispert, R. ; Grain, J. ; Guglielmi, L. ; Hamilton, J.-Ch. ; Hanany, S. ; Henrot-Versillé, S. ; Kaplan, J. ; Lagache, G. ; Lange, A. E. ; Madet, K. ; Maffei, B. ; Masi, S. ; Mayet, F. ; Nati, F. ; Patanchon, G. ; Perdereau, O. ; Plaszczyński, S. ; **Piat, M.** ; Prunet, S. ; Puget, J.-L. ; Renault, C. ; Rosset, C. ; Santos, D. ; Vibert, D. ; Yvon, D. *A&A*, 444, 327, 2005.
17. *The CMB temperature power spectrum from an improved analysis of the Archeops data*
Tristram, M. ; Patanchon, G. ; Macías-Pérez, J. F. ; Ade, P. ; Amblard, A. ; Ansari, R. ; Aubourg, É. ; Benoit, A. ; Bernard, J.-Ph. ; Blanchard, A. ; Bock, J. J. ; Bouchet, F. R. ; Bourrachot, A. ; Camus,

PUBLICATIONS

- P. ; Cardoso, J.-F. ; Couchot, F. ; de Bernardis, P. ; Delabrouille, J. ; Désert, F.-X. ; Douspis, M. ; Dumoulin, L. ; Filliatre, Ph. ; Fosalba, P. ; Giard, M. ; Giraud-Héraud, Y. ; Gispert, R. ; Guglielmi, L. ; Hamilton, J.-Ch. ; Hanany, S. ; Henrot-Versillé, S. ; Kaplan, J. ; Lagache, G. ; Lamarre, J.-M. ; Lange, A. E. ; Madet, K. ; Maffei, B. ; Magneville, Ch. ; Masi, S. ; Mayet, F. ; Nati, F. ; Perdereau, O. ; Plaszczyński, S. ; **Piat, M.** ; Ponthieu, N. ; Prunet, S. ; Renault, C. ; Rosset, C. ; Santos, D. ; Vibert, D. ; Yvon, D. *A&A*, 436, 785, 2005.
18. *Modeling of Planck-High Frequency Instrument bolometers using non-linear effects in the thermometers*
Michel Piat, Jean-Pierre Torre, Eric Bréelle, Alain Coulais, Adam Woodcraft, Warren Holmes, Rashmi Sudiwala. Proc. LTD11¹. *NIMPA* 559, 588-590 2006.
 19. *Superconducting NbSi thermometers for use in TES devices*
Sébastien Lefranc, **Michel Piat**, Jean-Pierre Torre, Eric Bréelle, Bernadette Leriche, Louis Dumoulin, Laurent Bergé, Corinne Evesque, François Pajot. Proc. LTD1¹. *NIMPA* 559, 468-470, 2006.
 20. *Probing neutrino masses with CMB lensing extraction*
Lesgourgues, Julien ; Perotto, Laurence ; Pastor, Sergio ; **Piat, Michel**. *Physical Review D*, vol. 73, Issue 4, id. 045021, 2006.
 21. *Archeops In-flight Performance, Data Processing and Map Making*
Macias-Perez, J. F. ; Lagache, G. ; Maffei, B. ; Ade, P. ; Amblard, A. ; Ansari, R. ; Aubourg, E. ; Aumont, J. ; Bargout, S. ; Bartlett, J. ; Benoit, A. ; Bernard, J. Ph. ; Bhatia, R. ; Blanchard, A. ; Bock, J. J. ; Boscaleri, A. ; Bouchet, F. R. ; Bourrachot, A. ; Camus, P. ; Cardoso, J. -F. ; Couchot, F. ; de Bernardis, P. ; Delabrouille, J. ; Desert, F. X. ; Doré, O. ; Douspis, M. ; Dumoulin, L. ; Dupac, X. ; Filliatre, Ph. ; Fosalba, P. ; Ganga, K. ; Gannaway, F. ; Gautier, B. ; Giard, M. ; Giraud Héraud, Y. ; Gispert, R. ; Guglielmi, L. ; Hamilton, J. Ch. ; Hanany, S. ; Henrot Versille, S. ; Hristov, V. ; Kaplan, J. ; Lamarre, J. -M. ; Lange, A. E. ; Madet, K. ; Magneville, Ch. ; Marrone, D. P. ; Masi, S. ; Mayet, F. ; Murphy, J. A. ; Naraghi, F. ; Nati, F. ; Patanchon, G. ; Perdereau, O. ; Plaszczyński, G. Perrin S. ; **Piat, M.** ; Ponthieu, N. ; Prunet, S. ; Puget, J. L. ; Renault, C. ; Rosset, C. ; Santos, D. ; Starobinsky, A. ; Strukov, I. ; Sudiwala, R. V. ; Teyssier, R. ; Tristram, M. ; Tucker, C. ; Vanel, J. Ch. ; Vibert, D. ; Wakui, E. ; Yvon, D. *A&A* 467, 1313, 2007.
 22. *Very-low-noise multiplexing with SQUIDs and SiGe HBTs for readout of large superconducting bolometer arrays*
Prêle D. ; Klisnick G. ; Sou G. ; Redon M. ; Bréelle E. ; Voisin F. ; **Piat M.** *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section A (NIMPA)*, Volume 578, Issue 2, p. 439-441, 2007.
 23. *Very Low Noise Multiplexing with SQUIDs and SiGe Heterojunction Bipolar Transistors for Readout of Large Superconducting Bolometer Arrays*
F. Voisin, E. Bréelle, **M. Piat**, D. Prêle, G. Klisnick, G. Sou, M. Redon Proc. LTD12¹, *Journal of Low Temperature Physics* 2008 vol. 151 pp. 1028
 24. *Large Bolometer Arrays with Superconducting NbSi Sensors for Future Space Experiments*
F. Pajot, Y. Atik, C. Evesque, S. Lefranc, B. Leriche, J.-P. Torre, B. Béliet, N. Marsot, L. Dumoulin, L. Bergé, **M. Piat**, E. Bréelle, D. Prêle, A. Benoit, C. Hoffmann, T. Durand, P. Camus, D. Santos, Yong Jin, M. Giard Proc. LTD12¹, *Journal of Low Temperature Physics* 2008 vol. 151 pp. 513
 25. *An efficient phase-shifting scheme for bolometric additive interferometry*
R. Charlassier, J. -Ch. Hamilton, E. Bréelle, A. Ghribi, Y. Giraud-Héraud, J. Kaplan, **M. Piat**, D. Prêle. arXiv :0806.0380, accepté pour publication dans *A&A*.
 26. *Sensitivity of a Bolometric Interferometer to the CMB power spectrum*
J. -Ch. Hamilton, R. Charlassier, C. Cressiot, J. Kaplan, **M. Piat**, C. Rosset. arXiv :0807.0438, accepté pour publication dans *A&A*.

Actes de conférences

1. *Fast digital electronics for space bolometers modulation system*
S. Gaertner, M. Giard, A. Benoit, J.-M. Lamarre, **M. Piat**. Proc. 30th ESLAB Symp., *Submillimetre*

- and Far-Infrared Space Instrumentation*, 24-26 September 1996, Noordwijk, The Netherlands. ESA SP-388, 145-147, 1996.
2. *textitA new readout electronic for the Planck Surveyor bolometric instrument*
S. Gaertner, A. Benoit, **M. Piat**, M. Giard, J.-M. Lamarre, R. Pons, G. Serra. Proc. ESA Symposium, *The Far Infrared and Submillimetre Universe*, 15-17 April 1997, ENSIEG, Domaine Universitaire, Grenoble. ESA SP-401, 369-372, 1997.
 3. *New bolometer readout electronics for space borne observations*
M. Piat, J.-M. Lamarre, A. Benoit, S. Gaertner, J.-P. Torre, J. Delabrouille. Proc. 7th Int. Workshop on Low Temperature Detectors LTD-7, 27 July - 2 August 1997, Munich, Germany, pub. by MPI Physik, ISBN 3-00-002266-X, avail. from urg@mppmu.mpg.de, 1997.
 4. *New readout system optimised for the Planck surveyor bolometric instrument*
S. Gaertner, A. Benoit, **M. Piat**. Proc. Astronomical telescopes and Instrumentation, Conf. 3354, SPIE Symposium, 20-28 Mars 1998, Kona, Hawaii, USA, 1998.
 5. *Use of High Sensitivity Bolometers on Planck High Frequency Instrument*
M. Piat, J.M. Lamarre, P.A.R. Ade, J. Bock, P. De Bernardis, M. Giard, A. Lange, A. Murphy, J.P. Torre, A. Benoit, R. Bhatia, F.R. Bouchet, B. Maffei, J.L. Puget, R. Sudiwala, V. Yourchenko. Proc. Far-IR, Sub-mm & mm Detector Technology Workshop, Organised & Sponsored by NASA/Ames & USRA/SOFIA, 1-3 Avril 2002, Monterey, California, 2002.
 6. *Using experimental data to constrain theories of hopping conduction in NTD germanium*
A. L. Woodcraft, R. V. Sudiwala, E. Wakui, **M. Piat**. Proc. the 23rd International Conference on Low Temperature Physics, 20 – 27 août 2002, Hiroshima, Japan, 2002.
 7. *The Planck High Frequency Instrument, a third generation CMB probe and the first submillimeter surveyor*
J.M. Lamarre, J.L. Puget, **M. Piat**, P.A.R. Ade, A. Lange, A. Benoit, P. De Bernardis, F.R. Bouchet, J. Bock, F.X. Désert, R. Emery, M. Giard, B. Maffei, A. Murphy, J.P. Torre, R. Bhatia, R. Sudiwala, V. Yourchenko. Conf. 4850, SPIE Symposium, 22-28 août 2002, Waikoloa, Hawaii, USA, 2002.
 8. *Planck-HFI thermal architecture : from requirements to solutions*
M. Piat, J.-M. Lamarre, J. Meissonnier, J.-P. Torre, P. Camus, A. Benoit, J.-P. Crussaire, P. A.R. Ade, J. Bock, A. Lange, R. S. Bhatia, B. Maffei, J.-L. Puget, R. V. Sudiwala, Proc. Astronomical telescopes and Instrumentation. Conf. 4850, SPIE Symposium, 22-28 août 2002, Waikoloa, Hawaii, USA, 2002.
 9. *The Planck High Frequency Instrument, a 3rd generation CMB experiment, and a full sky submillimeter survey*
J.M. Lamarre, J.L. Puget, F. Bouchet, P.A.R. Ade, A. Benoit, J.P. Bernard, J. Bock, P. De Bernardis, J. Charra, F. Couchot, J. Delabrouille, G. Efstathiou, M. Giard, G. Guyot, A. Lange, B. Maffei, A. Murphy, F. Pajot, **M. Piat**, I. Ristorcelli, D. Santos, R. Sudiwala, J.F. Sygnet, J.P. Torre, V. Yurchenko, D. Yvon. Proceedings of the workshop on *The Cosmic Microwave Background and its Polarization*, *New Astronomy Reviews*, (eds., S. Hanany and R.A. Olive), 2003.
 10. *Precise measurement of CMB polarisation from Dome-C : the BRAIN and CLOVER experiments*
Piat, M. ; Rosset, C. ; Bartlett, J. ; Giraud-Héraud, Y. ; Bréele, E. ; Maestrini, A. ; Tripon Canseliet, C. ; Algani, C. ; Girard, M. Pajot, F. ; Masi, S. ; de Bernardis, P. ; Piccirillo, L. ; Mafei, B. ; Jones, M. ; Taylor, A. SF2A-2004 : Semaine de l’Astrophysique Française, meeting held in Paris, France, June 14-18, 2004. Edited by F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier and L. Pagani. Published by EdP-Sciences, Conference Series, 2004, p. 707.
 11. *Precision CMB Polarization from Dome-C : the BRAIN experiment*
Masi, S. ; de Bernardis, P. ; Giordano, C. ; Nati, F. ; Piacentini, F. ; Polenta, G. ; Veneziani, M. ; Ger-vasi, M. ; Sironi, G. ; Tartari, A. ; Zannoni, M. ; Peterzen, S. ; Bartlett, J. ; Giraud-Heraud, Y. ; **Piat, M.** ; Rosset, C. ; Giard, M. ; Pons, R. ; Maffei, B. ; Ade, P. ; Gear, W. ; Mauskopf, P. ; Piccirillo, L. ; Pisano, G. ; Savini, G. Dome C Astronomy/Astrophysics Meeting CESR - Toulouse, june 28th to july 1st 2004. EAS Publications Series, Volume 14, 2005, pp.87-92.
 12. *Charting the New Frontier of the Cosmic Microwave Background Polarization*
Bouchet, F. R. ; Benoît, A. ; Camus, Ph. ; Désert, F. X. ; **Piat, M.** ; Ponthieu, N. SF2A-2005 : Semaine

PUBLICATIONS

- de l'Astrophysique Française, meeting held in Strasbourg, France, June 27 - July 1, 2005, Edited by F. Casoli, T. Contini, J.M. Hameury and L. Pagani. Published by EdP-Sciences, Conference Series, 2005, p. 675.
13. *The BRAIN CMB polarization experiment*
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, P. Mausekopf, 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, M. Zannoni. Proc. Francesco Melchiorri Memorial Conference, 12-14 avril 2006, Rome, Italie. New Astronomy Reviews, Volume 51, Issue 3-4, p. 256-259.
 14. *The BRAIN project : looking for B-mode from Dome-C*
Cressiot C. ; **Piat M.** ; Ade, P. ; Bartlett, J. ; Bergé, L. ; Bréelle E. ; De Bernardis, P. ; Dufour C. ; Dumoulin, L. ; Ganga, K. ; Gervasi, M. ; Giacoangeli, A. ; Giard, M. ; Giordano, C. ; Giraud-Héraud Y. ; Guglielmi, L. ; Juillard, A. ; Kaplan J. ; Lande, J. ; Maestrini, A. ; Maffei, B. ; Marnieros, S. ; Masi S. ; Orlando, A. ; Pajot, F. ; Peterzen, S. ; Piacentini, F. ; Piccirillo, L. ; Pisano, G. ; Polenta, G. ; Rosset, C. ; Savini, G. ; Tartari, A. and Zannoni, M. SF2A-2006.
 15. *Standard SiGe Technologies Operating at 4 K for Front-End Readout of SQUID Arrays*
D. Prêle, G. Klisnick, G. Sou, M. Redon and F. Voisin, E. Bréelle, and **M. Piat**. 8th International Conference on Solid-State and Integrated-Circuit Technology, ICSICT-2006, Oct. 23-26, 2006, Shanghai, China, ISBN I-4244-0160-7, IEEE Catalog Number : 06EX1294, pp. 191-193.
 16. *Cryogenic SiGe Hetero-Junction Bipolar Transistors from Standard Technologies for Low Noise FLL*
D. Prêle, G. Sou, G. Klisnick, M. Redon and E. Bréelle, **M. Piat**, and F. Voisin. 13th IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems, ICECS-2006, 10-13 Dec. 2006, Nice, France, ISBN I-4244-0395-2, IEEE Catalog Number : 06EX1382, pp. 525-528.
 17. *Performances of the Planck-HFI cryogenic thermal control system*
C. Leroy, A. Arondel, J.P. Bernard, H. Carfantan, C. Dumesnil, J.J. Fourmond, G. Guyot, J.M. Lamarre, F. Pajot, **M. Piat**, J.L. Puget, J.F. Trouilhet, S. Varesi, Space Telescopes and Instrumentation I : Optical, Infrared, and Millimeter. Edited by Mather, John C. ; MacEwen, Howard A. ; de Graauw, Mattheus W. M. Proceedings of the SPIE, Volume 6265, pp. 62650H, 2006.
 18. *The BRAIN experiment*
G. Polenta, P. Ade, J. Bartlett, L. Bergé, E. Bréelle, J. Brossard, M. Calvo, L. Conversi, P. de Bernardis, C. Dufour, L. Dumoulin, S. Galli, K. Ganga, M. Gervasi, A. Ghribi, M. Giard, C. Giordano, Y. Giraud-Heraud, L. Guglielmi, J.C. Hamilton, A. Juillard, J. Kaplan, A. Iacoangeli, J. Landé, B. Maffei, M. Maiello, C. Marini-Bettolo, S. Marnieros, S. Masi, F. Nati, L. Nati, A. Orlando, F. Pajot, S. Peterzen, F. Piacentini, **M. Piat**, L. Piccirillo, G. Pisano, C. Rosset, G. Savini, G. Sironi, R. Sordini, S. Spinelli, A. Tartari, M. Veneziani, M. Zannoni. Proceedings of the Marcel Grossmann conference, 2007.
 19. *Large bolometers arrays with NbSi sensors for future space experiments*
F. Pajot, Y. Atik, C. Evesque, S. Lefranc, B. Leriche, J-P. Torre, B. Bélier, N. Marsot, L. Dumoulin, L. Bergé, **M. Piat**, E Bréelle, D Prêle, A. Benoit, C. Hoffmann, T. Durand, P. Camus, D. Santos, F-X. Désert, Yong Jin, M Giard. Proc. International Symposium on Space Terahertz Technology ISSTT, 21-23 mars 2007, Caltech, Pasadena, Californie.
 20. *Development of Large Bolometer Arrays for Submillimeter and Millimeter Astronomy*
F. Pajot, Y. Atik, C. Evesque, S. Lefranc, B. Leriche, B. Bélier, L. Dumoulin, **M. Piat**, D. Prêle, A. Benoit, P. Camus, D. Santos, Yong Jin, M Giard. Proc. Global Symposium on Millimeter wave (GSMM), 21-24 avril 2008, Nanjing, Chine.
 21. *Review of detector R&D for CMB polarisation observations*
M. Piat. Contribution invitée, proc. 43ème Rencontres de Moriond, La Thuile, Italie, 15-22 mars 2008.
 22. *Characterization of NbSi films for TES bolometers*
Y. Atik, F. Pajot, C. Evesque, B. Leriche, B. Bélier, L. Dumoulin, L. Bergé, **M. Piat**, E. Bréelle, D. Prêle, F. Voisin. Proc. SPIE Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy IV, Marseilles, 23-28 juin 2008. Edited by Duncan 2008 vol. 7020 pp. 59

23. *Cryogenic SiGe ASICs for readout and multiplexing of superconducting detector arrays*
F. Voisin, D. Prêle, E. Bréelle, **M. Piat**, G. Sou, G. Klisnick, M. Redon. Proc. SPIE Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy IV, Marseille, 23-28 juin 2008. Edited by Duncan 2008 vol. 7020 pp. 72
24. *Bolometer arrays development in the DCMB French collaboration*
Michel Piat, Y Atik, B Béliier, A Benoit, L Bergé, A Bounab, E Bréelle, P Camus, S Collin, F X Désert, L Dumoulin, C Evesque, H Geoffray, M Giard, C Hoffmann, Y Jin, G Klisnick, S Marnieros, A Monfardini, F Pajot, D Prêle, M Redon, D Santos, D Stanescu, G Sou, F Voisin. Proc. SPIE Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy IV, Marseille, 23-28 juin 2008. Edited by Duncan 2008 vol. 7020 pp. 13
25. *Simulation of the Planck-HFI thermal control system*
Christophe Leroy, Mathieu Maisonneuve, **Michel Piat**, Jean-François Trouilhet, Dave Pearson, Christophe Camier, Simon Guibert. Proc. SPIE Modeling, Marseille, 23-28 juin 2008. 2008 vol. 7017 pp. 32
26. *Readout for Time Domain Multiplexing of a 23 NbSi TES Array with SQUIDs and Integrated Circuit Operating at 2K*
D. Prêle, **M. Piat**, E. Bréelle, F. Voisin, M. Pairat, Y. Atik, B. Béliier, L. Dumoulin, G. Klisnick, S. Marnieros, M. Redon, and G. Sou. Proc. Applied Superconductivity Conference, Chicago, août 2008.

Communications orales et posters

Communications orales dans des colloques nationaux et internationaux

1. *New bolometer readout electronics for space borne observations*
7th Int. Workshop on Low Temperature Detectors LTD-7, Munich, Germany, 27 juillet-2 août 1997 (proceedings publiés).
2. *Thermal architecture design tests for the Planck-HFI instrument*
8th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-8, Dalfsen, The Netherland, 15-20 août 1999 (proceedings publiés).
3. *Design and tests of high sensitivity NTD Ge thermometers for the Planck-High Frequency Instrument*
9th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-9, Madison, Wisconsin, 22-27 juillet 2001 (proceedings publiés).
4. *Precise measurement of CMB polarisation from Dome-C : the BRAIN and CLOVER experiments*
Semaine de l'Astrophysique Française, Paris, France, June 14-18, 2004 (proceedings publiés).
5. *R&D Matrice de bolomètres ; l'interférométrie bolométrique*
Journées supra 2005, 19-20 mai 2005, Observatoire de Paris.
6. *R&D Matrice de bolomètres : la collaboration DCMB*
Séminaire « détection directe/détection hétérodyne », Centre de Compétences Techniques composants/hyperfréquences/optique et optoélectronique, CNES, 8 juin 2005, Toulouse.
7. *CMB Polarisation*
Semaine de l'Astrophysique Française, Paris, 26-30 juin 2006.
8. *Modeling of Planck-High Frequency Instrument bolometers using non-linear effects in the thermometers*
11th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-11, Tokyo, Japan, 31 juillet - 5 août 2005 (proceedings publiés).
9. *Precise measurement of CMB polarisation from Dome-C : the BRAIN experiment*
17th International Symposium on Space Terahertz Technology ISSTT, 10-12 May 2006, Paris, France.
10. *Matrices de bolomètres et architecture de détection supraconductrice pour la mesure de la polarisation du CMB*
Quatrièmes journées "Dispositifs supraconducteurs", LSI – Ecole Polytechnique, Palaiseau, 11-12-13 juin 2007.

PUBLICATIONS

11. *Precise measurement of CMB polarisation from Dome-C : the BRAIN experiment*
Workshop ARENA Submm/FIR astronomy from Antarctica, 25-27 juin 2007, CEA, Saclay.
12. *Développement de l'interférométrie bolométrique : l'expérience BRAIN*
Journée bilan du programme Astroparticule, Paris, 7 septembre 2007.
13. *BPol : a proposal in response to the ESA Cosmic Vision 2015-2025 call*
Origins, third sino-french conference, Sèvres, Paris, 15-20 octobre 2007.
14. *Detector development in France*
Workshop on ultra low-noise detector and readout technology for cosmic microwave background polarimetry, Institute of Astronomy, University of Cambridge, 3-4 décembre 2007.
15. *Review of detector R&D for CMB polarisation observations*
Talk invité, 43ème Rencontres de Moriond, La Thuile, Italie, 15-22 mars 2008 (proceedings publiés).
16. *Bolometer arrays development in the DCMB French collaboration*
Workshop on Bolometric Interferometry for the B-mode Search, 16-19 juin 2008, Paris.
17. *Instrumental techniques summary talk*
Workshop on Bolometric Interferometry for the B-mode Search, 16-19 juin 2008, Paris.
18. *Bolometer arrays development in the DCMB French collaboration*
SPIE Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy, Marseilles, 23-28 juin 2008 (proceedings publiés).

Posters

1. *Fast digital electronics for space bolometers modulation system*
S. Gaertner, M. Giard, A. Benoit, J.-M. Lamarre, **M. Piat**, 1996, 30th ESLAB Symp., *Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation*, 24-26 September 1996, Noordwijk, The Netherlands. ESA SP-388, 145-147 (proceedings publiés).
2. *A new readout electronic for the Planck Surveyor bolometric instrument*
S. Gaertner, A. Benoit, **M. Piat**, M. Giard, J.-M. Lamarre, R. Pons, G. Serra, 1997, Proc. ESA Symposium, *The Far Infrared and Submillimetre Universe*, 15-17 April 1997, ENSIEG, Domaine Universitaire, Grenoble. ESA SP-401, 369-372 (proceedings publiés).
3. *New readout system optimised for the Planck surveyor bolometric instrument*
S. Gaertner, A. Benoit, **M. Piat**, 1998, Proc. Astronomical telescopes and Instrumentation, Conf. 3354, SPIE Symposium, 20-28 March 1998, Kona Surf Resort and Country Club Kona, Hawaii, USA (proceedings publiés).
4. *Use of High Sensitivity Bolometers on Planck High Frequency Instrument*
M. Piat, J.M. Lamarre, P.A.R. Ade, J. Bock, P. De Bernardis, M. Giard, A. Lange, A. Murphy, J.P. Torre, A. Benoit, R. Bhatia, F.R. Bouchet, B. Maffei, J.L. Puget, R. Sudiwala, V. Yourchenko, Far-IR, Sub-mm & mm Detector Technology Workshop, Organised & Sponsored by NASA/Ames & USRA/SOFIA, 1-3 Avril 2002, Monterey, California (proceedings publiés).

Séminaires

1. *Planck-HFI : apports de l'expérience Symbol*
Réunion thésitifs IAS, 4 novembre 1999.
2. *Thermal architecture design tests for the Planck-HFI instrument*
QMWC, Londres, Angleterre, 10 décembre 1999.
3. *Contenu spectral du signal scientifique de Planck-HFI*
Séminaire CNES CCT TSI «Analyse spectrale de données spatiales », 28 Mars 2000.
4. *Planck-HFI : développements de l'instrument et étalonnage photométrique en vol*
Réunion du groupe Physique des Galaxies, IAS, 8 mars 2002.
5. *Analyse harmonique des données Archeops : première approche*
Réunion du groupe Cosmologie, IAS, 3 décembre 2002.

6. *Résultats de WMAP : effets systématiques et projection des données*
Réunion du groupe Cosmologie, IAS, 4 mars 2003.
7. *Bolomètre et matrices de bolomètres*
Journée APC Dourdan, 4-5 décembre 2003.
8. *Panorama des expériences CMB polarisation futures*
Réunion groupe de Travail CMB du PNC, 1er juin 2004.
9. *Planck-HFI*
Vendredi APC, 1er octobre 2005.
10. *Chaîne de détection pour la mesure de la polarisation du CMB*
Rencontre APC – GEPI, 17 janvier 2006.
11. *Instrumentation for cosmology at APC*
Rencontre APC – Caltech, 29 septembre 2006.
12. *APC presentation. DCMB and future developments*
IPhT, Jena, Allemagne, 15 mars 2007.
13. *Le rayonnement fossile à 3K*
Journées du laboratoire MPQ 2007, Paris, 28 juin 2007.
14. *Matrices de bolomètres et architecture de détection supraconductrice pour la mesure de la polarisation du CMB*
LAL Orsay, 11 décembre 2007.

Diffusion scientifique

1. *A la recherche des premières lueurs de l'Univers*
Rencontre d'Astronomie d'Arc de Seine, Café scientifique, 9 décembre 2004, Issy les Moulineaux.
2. *Observer le rayonnement fossile depuis l'Antarctique*
Exposé dans une classe de CP, Ecole Etienne Dolet, Alfortville, 11 décembre 2006.
3. *Naissance et devenir de l'Univers*
Rencontre-débats au café des sciences organisé par le Centre de Culture Scientifique, Technique et Industrielle de Picardie (CSTI), Saint Quentin, 14 décembre 2006.
4. *Sciences aux pôles : des manchots au Big Bang*
Bar des sciences au Viaduc café, Paris, 5 décembre 2007.
5. *BRAIN : Un instrument pour observer l'univers primordial depuis l'Antarctique*
Avec Jean-Christophe Hamilton, Club d'information Scientifique de la Poste et de France Telecom, ENST, 11 février 2008.
6. *Détection du rayonnement fossile à 10GHz*
Cours et travaux pratiques, avec Eric Bréelle, XVIIIème festival d'Astronomie de Fleurance (Gers), 2-8 août 2008.

Publications sélectionnées

An efficient phase-shifting scheme for bolometric additive interferometry

R. Charlassier, J. -Ch. Hamilton, E. Bréelle, A. Ghribi, Y. Giraud-Héraud, J. Kaplan, **M. Piat**, D. Prêle. arXiv :0806.0380, 2008, accepté pour publication dans A&A.

Bolometer arrays development in the DCMB French collaboration

Michel Piat, Y Atik, B Béliier, A Benoit, L Bergé, A Bounab, E Bréelle, P Camus, S Collin, F. X Désert, L Dumoulin, C Evesque, H Geoffray, M Giard, C Hoffmann, Y Jin, G Klisnick, S Marnieros, A Monfardini, F Pajot, D Prêle, M Redon, D Santos, D Stanescu, G Sou, F Voisin. Proc. SPIE Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy IV, Marseilles, 23-28 juin 2008. Edited by Duncan 2008 vol. 7020 pp. 13

Review of detector R&D for CMB polarisation observations

M. Piat. Contribution invitée, proc. 43ème Rencontres de Moriond, La Thuile, Italie, 15-22 mars 2008.

Very-low-noise multiplexing with SQUIDs and SiGe HBTs for readout of large superconducting bolometer arrays

Prêle D. ; Klisnick G. ; Sou G. ; Redon M. ; Bréelle E. ; Voisin F. ; **Piat M.** *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section A (NIMPA)*, Volume 578, Issue 2, p. 439-441, 2007.

The Cosmic Microwave Background Anisotropy Power Spectrum measured by Archeops

A. Benoit, P. Ade, A. Amblard, R. Ansari E. Aubourg, S. Bargout, J. G. Bartlett, J.-Ph. Bernard, R. S. Bhatia, A. Blanchard, J. J. Bock, A. Boscaleri, F. R. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.-X. Desert, O. Dore, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, P. Fosalba, K. Ganga, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Heraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J.-Ch. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versille, J. Kaplan, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. E. Lange, J. F. Macias-Perez, K. Madet, B. Maffei, Ch. Magneville, D. P. Marrone, S. Masi, F. Mayet, A. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Patanchon, G. Perrin, **M. Piat**, N. Ponthieu, 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, D. Yvon. *A&A*, 399, L19-L23, 2003.

Cosmic Background dipole measurements with Planck-HFI

M. Piat, G. Lagache, J.P. Bernard, M. Giard, J.L. Puget. *A&A* 393, 359-368, 2002.

Planck-HFI thermal architecture : from requirements to solutions

M. Piat, J.-M. Lamarre, J. Meisssonier, J.-P. Torre, P. Camus, A. Benoit, J.-P. Crussaire, P. A.R. Ade, J. Bock, A. Lange, R. S. Bhatia, B. Maffei, J.-L. Puget, R. V. Sudiwala, Proc. Astronomical telescopes and Instrumentation. Conf. 4850, SPIE Symposium, 22-28 août 2002, Waikoloa, Hawaii, USA, 2002.

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, Paris, France

Received ; accepted

Abstract

Context. Most upcoming CMB polarization experiments will use direct imaging to search for the 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 – Inflation - Bolometric Interferometry

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., 2008, Nolta et al., 2008, 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 and 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 and Linde, 2007]. The discovery of B-modes in the CMB may therefore appear as the only present way to falsify 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 hard to detect. It is only in the B-mode sector (BB power spectrum) that the tensor topological defects 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 and Wyman, 2007].

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, EBEX, QUIET, SPIDER, CLOVER). Another possible instrumental concept is an 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]. Interferometers are however often considered as less sensitive than imagers mainly because of the additional noise induced by the amplifiers required for heterodyne interferometry whereas imagers use background limited bolometers. Another drawback of 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 instrument called "Bolometric Interferometer" is currently under development (MBI [Timbie et al., 2003], 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. 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 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 couples 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 section 1 we describe the assumptions that we make on the hardware design and on the properties of the various parts of the detector. In section 2 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 section 3 and show how the phase-shifting scheme can be chosen so that the reconstruction is indeed optimal in section 4. We have validated the method we propose using a Monte-Carlo simulation described in section 5. We end up by some considerations about systematic effects induced by cross-calibration errors and propose a way to avoid them in section 6.

1. 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

1.1. 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 noted $B_{in}(\mathbf{n})$ where \mathbf{n} is the unit vector on the sphere. Two horns i and j form a baseline which we label by $0 \leq b \leq N_h(N_h - 1)/2 - 1$. The phase difference between the signal reaching the two horns from the same direction \mathbf{n} of the sky is such that:

$$E_j(\mathbf{n}) = E_i(\mathbf{n}) \exp(2i\pi \mathbf{u}_b \cdot \mathbf{n}), \text{ where } \mathbf{u}_b = (\mathbf{d}_j - \mathbf{d}_i)/\lambda, \quad (1)$$

where λ is the central observing wavelength.

1.2. 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 $N_\#$ 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 $N_\# = 2 N_{side}(N_{side} - 1)$ classes, and the number of equivalent

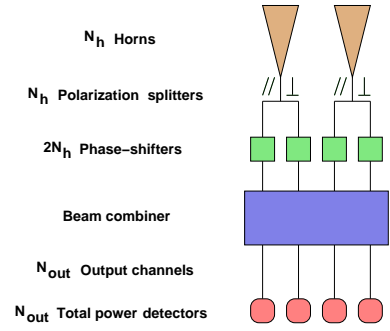


Figure 1. Schematic view of the bolometric interferometer design considered in this article.

baselines in the class associated with¹

$$\mathbf{u}_\beta = \begin{pmatrix} l \\ m \end{pmatrix} \text{ with } 1 \leq l \leq N_{side} - 1 \text{ for } m = 0 \\ \text{and } -|N_{side} - 1| \leq l \leq N_{side} - 1 \text{ for } 1 \leq m \leq N_{side} - 1,$$

is $N_{eq}(\beta) = (N_{side} - |l|)(N_{side} - m)$.

1.3. 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 noted \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 contribution coming from direction \mathbf{n} for polarization η (\parallel or \perp) is:

$$\epsilon_i^\eta(\mathbf{n}) = B_{in}(\mathbf{n}) E_i^\eta(\mathbf{n}). \quad (3)$$

1.4. 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. This is the way the signal is modulated in order to recover the incoming information. 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:

$$\epsilon_i'^\eta(\mathbf{n}) = \exp(i\phi_i^\eta) \epsilon_i^\eta(\mathbf{n}). \quad (4)$$

For obvious hardware reasons, all phase-shifters in the setup have to be identical and deliver the same possible phase-shifts.

1.5. 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

¹ in units of the smallest baseline in the array.

a Butler combiner [Dall’Omo, 2003] or with a quasi-optical Fizeau combiner such as the one used for the MBI instrument [Timbie et al., 2003]. 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 is:

$$z_k(\mathbf{n}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{out}}}} \sum_{i=0}^{N_h-1} \sum_{\eta=0}^1 \gamma_{k,i}^{\eta} \epsilon_i^{\eta}(\mathbf{n}) \exp(i\phi_i^{\eta}), \quad (5)$$

where the $\gamma_{k,i}^{\eta}$ coefficient 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, meaning that the coefficients $\gamma_{k,i}^{\eta}$ have a unit modulus: $|\gamma_{k,i}^{\eta}(k)| = 1$. 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:

$$z_k(\mathbf{n}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{out}}}} \sum_{i=0}^{N_h-1} \sum_{\eta=0}^1 \epsilon_i^{\eta}(\mathbf{n}) \exp(i\Phi_{k,i}^{\eta}). \quad (6)$$

1.6. Total power detector

The signal from each of the outputs of the combiner is not detected in a coherent way as in a 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 frequency of the EM wave). We assume that the bolometers are background limited, meaning that their noise variance is proportional to their input power. The power on a given bolometer is then:

$$S_k = \left\langle \left| \int z_k(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \right|^2 \right\rangle_{\text{time}} \quad (7)$$

$$= \int \langle z_k(\mathbf{n}) z_k^*(\mathbf{n}') \rangle_{\text{time}} d\mathbf{n} d\mathbf{n}'. \quad (8)$$

The signal coming from different directions in the sky are incoherent so that their time averaged correlation vanishes:

$$\langle z_k(\mathbf{n}) z_k^*(\mathbf{n}') \rangle_{\text{time}} = \langle |z_k(\mathbf{n})|^2 \rangle_{\text{time}} \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}') \quad (9)$$

$$\equiv |z_k(\mathbf{n})|^2 \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}'). \quad (10)$$

From now on, z is then implicitly replaced by its time-averaged value. The signal on the bolometers is finally:

$$S_k = \int |z_k(\mathbf{n})|^2 d\mathbf{n}. \quad (11)$$

2. Stokes parameter visibilities

Developping 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:

$$I = \langle |E_{\parallel}|^2 \rangle + \langle |E_{\perp}|^2 \rangle, \quad (13)$$

$$Q = \langle |E_{\parallel}|^2 \rangle - \langle |E_{\perp}|^2 \rangle, \quad (14)$$

$$U = \langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle + \langle E_{\perp}^* E_{\parallel} \rangle = 2\text{Re} \langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle, \quad (15)$$

$$V = i(\langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle - \langle E_{\perp}^* E_{\parallel} \rangle) = -2\text{Im} \langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle. \quad (16)$$

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):

$$S_k = \Lambda_k \cdot \mathbf{S} + \sum_{b=0}^{N_h(N_h-1)/2-1} \Gamma_{k,b} \cdot \mathcal{V}_b + n_k, \quad (22)$$

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:

$$\Lambda_k = \frac{1}{N_{\text{out}}} \sum_{i=0}^{N_h-1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos(\Phi_{k,i}^{\parallel} - \Phi_{k,i}^{\perp}) \\ \sin(\Phi_{k,i}^{\parallel} - \Phi_{k,i}^{\perp}) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S}^t = \begin{pmatrix} \int I(\mathbf{n}) B^2(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \\ \int Q(\mathbf{n}) B^2(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \\ \int U(\mathbf{n}) B^2(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \\ \int V(\mathbf{n}) B^2(\mathbf{n}) d\mathbf{n} \end{pmatrix}, \quad (23)$$

$$\Gamma_{k,b} = \frac{1}{N_{\text{out}}} \begin{pmatrix} \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\parallel} + \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\perp} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\parallel} + \sin \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\perp}) \\ \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp} - \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp} - \sin \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel}) \\ \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel} + \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\parallel} + \sin \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\perp}) \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\perp} - \sin \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\parallel}) \\ -(\cos \Delta\Phi_{k,b}^{\perp\perp} - \cos \Delta\Phi_{k,b}^{\parallel\parallel}) \end{pmatrix}, \quad \mathcal{V}_b^t = \begin{pmatrix} \text{Re}[V_I(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Im}[V_I(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Re}[V_Q(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Im}[V_Q(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Re}[V_U(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Im}[V_U(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Re}[V_V(\mathbf{u}_b)] \\ \text{Im}[V_V(\mathbf{u}_b)] \end{pmatrix} \quad (24)$$

All of this can be regrouped as a simple linear expression involving a vector with all the sky informations (Stokes parameter autocorrelations \mathbf{S} and all visibilities \mathcal{V}_b) labelled \mathbf{X} and another involving the phase-shifting informations (Λ_k and $\Gamma_{k,b}$) labelled \mathbf{A}_k :

$$S_k = \mathbf{A}_k \cdot \mathbf{X} + n_k. \quad (25)$$

Finally, various measurements of the signal coming from the different channels and/or from different time samples with different phase-shifting configurations can be regrouped together by adding columns to \mathbf{A} which then becomes a matrix \mathbf{A} and transforming the individual measurement S_k into a vector \mathcal{S} :

$$\mathcal{S} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{X} + \mathbf{n}. \quad (26)$$

3. 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 measurements noise covariance matrix is $N = \langle \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}^t \rangle$:

$$\hat{\mathbf{X}} = (A^t \cdot N^{-1} \cdot A)^{-1} \cdot A^t \cdot N^{-1} \cdot \mathbf{S}, \quad (27)$$

with covariance matrix:

$$N = \left\langle (\hat{\mathbf{X}} - \langle \hat{\mathbf{X}} \rangle) \cdot (\hat{\mathbf{X}} - \langle \hat{\mathbf{X}} \rangle)^t \right\rangle = (A^t \cdot N^{-1} \cdot A)^{-1}. \quad (28)$$

3.1. 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 really 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 couples of horns separated by the same vector \mathbf{u}_β 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 extra-advantage to do it this way in terms of signal-to-noise ratio if one chooses the phase-shifters 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 $N_z = 2N_{\text{side}}(N_{\text{side}} - 1) = 2(N_h - \sqrt{N_h}) = 180$ for a 10×10 horn array, hence reducing the number of unknowns to 1443 which is a huge improvement. It is obvious that all equivalent baselines measure the same visibilities and can therefore be regrouped together 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 coming on the output line k :

$$\mathbf{S}_k = \mathbf{\Lambda}_k \cdot \mathbf{S} + \sum_{\beta=0}^{N_z-1} \mathbf{\Gamma}_{k,\beta} \cdot \mathbf{V}_\beta + n_k, \quad (29)$$

changing the $\mathbf{\Gamma}$ vector to:

$$\mathbf{\Gamma}_{k,\beta} = \frac{1}{N_{\text{out}}} \sum_{b_\beta=0}^{N_{\text{eq}}(\beta)-1} \begin{pmatrix} \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\parallel} + \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\perp} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\parallel} + \sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\perp}) \\ \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\parallel} - \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\perp} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\parallel} - \sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\perp}) \\ \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\perp} + \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\parallel} \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\perp} + \sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\parallel}) \\ -(\sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\perp} - \sin \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\parallel}) \\ -(\cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\parallel\perp} - \cos \Delta\Phi_{k,b_\beta}^{\perp\parallel}) \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Let's recall that each column of the matrix A corresponds to phase-shifters configurations encoded in $\mathbf{\Gamma}_{k,\beta}$ (for all different baselines β) and $\mathbf{\Lambda}_k$.

3.2. Coherent summation of equivalent baselines

We shall now investigate the noise covariance matrix for the reconstructed visibilities and how one can possibly optimize it. We will assume for simplicity that the noise is stationary and uncorrelated from one data sample to another where we call data sample the output of one of the N_{out} output channel during one of N_t time samples. Therefore there are $N_d = N_{\text{out}} \times N_t$ data samples. If the photon noise corresponding to one horn on one detector measured during one time sample is σ_0 , then the noise covariance matrix of the measured data samples is:

$$N = \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_{\text{out}}} \times \mathbb{I}, \quad (31)$$

where \mathbb{I} is the $N_d \times N_d$ identity matrix. Assuming that the time variation of the A matrix can be neglected², It can be trivially extended to a $N_d \times N_h$ matrix $A_{k,t,\beta} = A_{k,\beta}$.

In terms of this extended A matrix, the visibilities covariance matrix (see Eq. 28) writes:

$$N = \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_{\text{out}}} \times (A^t \cdot A)^{-1}. \quad (32)$$

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. 30). 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 for 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 elements 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 together all the N_d different data samples. The off-diagonal elements will cancel out to zero because the angles are uncorrelated from one channel to another. The diagonal elements will however average to 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:

$$N = \begin{cases} \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_{\text{out}}} \frac{1}{N_d} \frac{N_{\text{out}}^2}{N_{\text{eq}}(\beta)} = \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_t} \frac{1}{N_{\text{eq}}(\beta)} & \text{for incoherent summation,} \\ \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_{\text{out}}} \frac{1}{N_d} \frac{N_{\text{out}}^2}{N_{\text{eq}}^2(\beta)} = \frac{\sigma_0^2 N_h}{N_t} \frac{1}{N_{\text{eq}}^2(\beta)} & \text{for coherent summation.} \end{cases} \quad (33)$$

The latter scaling 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

² Time variation of the A matrix is of course a source of systematic errors and must be studied as such.

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.

3.3. 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:

$$\sigma_{v(\beta)}^2 = \frac{N_h}{N_{\text{eq}}(\beta)} \frac{\sigma_0^2}{N_t N_{\text{eq}}(\beta)}, \quad (34)$$

that can be compared³ to formula (28) in [Hobson and Magueijo, 1996] which is the equivalent for heterodyne interferometry $\sigma_0^2/N_t N_{\text{eq}}(\beta)$. We see that the only difference introduced by bolometric interferometry is the factor $N_h/N_{\text{eq}}(\beta)$. In average, the number of equivalent baselines is $\langle N_{\text{eq}} \rangle = (N_h(N_h - 1)/2)/N_{\neq} \simeq N_h/4$, 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 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 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 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 be competitive with an imager that would have the same number of bolometers as we have input channels in our bolometric interferometer. A detailed study of the comparison between a bolometric interferometer and an imager from the sensitivity point of view is in preparation [Charlassier et al., in preparation]. On the opposite, 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.

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.

4. 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. 29. Now let's see how to comply with this constraint of having *equivalent* baselines correspond to identical phase differences. An important remark is that, as can be seen in Eq. 6, the phase-shift have two different origins: the phase-shifters themselves on the one hand

³ The notations are different : t_{vis} in [Hobson and Magueijo, 1996] has to be replaced by our N_t , their n_{vis} is the number of equivalent baselines N_{eq} . In our article σ_0 corresponds to $s\Omega_s$ in their article as a noise equivalent power NEP has to be replaced by $\text{NET} \times \Omega$ when talking about noises in temperature unit rather than in power unit.

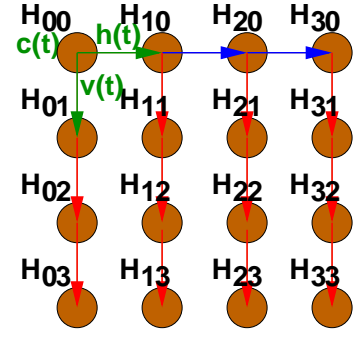


Figure 2. Choosing all the phase sequences from that of one horn and two phase sequence differences (represented in green).

whose angles can be chosen to follow a given sequence and are the same for all output channels and on the other hand, the phase-shifts coming from the beam combiner. Each input will be 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

$$\Delta\Phi_{k,i\eta,j\eta'} = \underbrace{(\phi_{i\eta} - \phi_{j\eta'})}_{\text{phase-shifters}} + \underbrace{(\psi_{k,i\eta} - \psi_{k,j\eta'})}_{\text{beam combiner}}. \quad (35)$$

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 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 $N_{\neq} = 2(N_h - \sqrt{N_h})$ 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:

$$\phi_i(t) = \mathbf{d}_i \cdot \mathbf{s}(t) \text{ where } \mathbf{s}(t) = \begin{pmatrix} h(t) \\ v(t) \end{pmatrix}. \quad (36)$$

The phase shift difference associated with the baseline between horns i and j is

$$\phi_i - \phi_j = (\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_j) \cdot \mathbf{s}(t), \quad (37)$$

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 independent, the phase sequences associated with two different baselines 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 $s_{\parallel}(t) \neq s_{\perp}(t)$, where phase shifts differences read:

$$\phi_{i\parallel} - \phi_{j\parallel} = s_{\parallel}(t) \cdot (\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_j).$$

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 $s_{\parallel}(t) = s_{\perp}(t) = s(t)$. Then however, one cannot measure V_V because

$$\phi_{i\parallel} - \phi_{j\perp} = s(t) \cdot (\mathbf{d}_i - \mathbf{d}_j) = \phi_{i\perp} - \phi_{j\parallel},$$

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 $s(t)$, such that $\phi_{i\parallel} = s(t) \cdot \mathbf{d}_i + c_{\parallel}(t)$. Then:

$$\phi_{i\parallel} - \phi_{j\perp} = s(t) \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) + c_{\parallel}(t) - c_{\perp}(t)$$

whereas

$$\phi_{i\perp} - \phi_{j\parallel} = s(t) \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) + c_{\perp}(t) - c_{\parallel}(t)$$

but

$$\phi_{i\parallel} - \phi_{j\parallel} = \phi_{i\perp} - \phi_{j\perp} = s(t) \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j),$$

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 $\phi_{i\parallel}(t) = l_i h_{\eta}(t) + m_i v_{\eta}(t) + c_{\eta}(t)$ has to belong to Ψ . As shown in Appendix A, this requires to choose the n_{ϕ} values of the phase-shifts regularly spaced between 0 and 2π as:

$$\phi_n = n \frac{2\pi}{n_{\phi}} \quad (n = 0, \dots, n_{\phi} - 1). \quad (38)$$

The elementary sequences $h_{\eta}(t)$, $v_{\eta}(t)$ and $c_{\eta}(t)$ are uniform random sample of N_s 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., 2003]. 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 only 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 be down 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 .

5. Monte-Carlo simulations

We have investigated what was discussed above using Monte-Carlo simulations. There are three approaches that have to be 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 together but without any choice for the phase-shifts so that they don’t 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 choose 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 residuals 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).

5.1. Scaling with the number of equivalent baselines

We show in Fig. 3 the scaling of the RMS residuals on the visibilities as a function to 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. 33). 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 choosen optimally.

5.2. 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 $\simeq 2\sqrt{N_h}$ 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

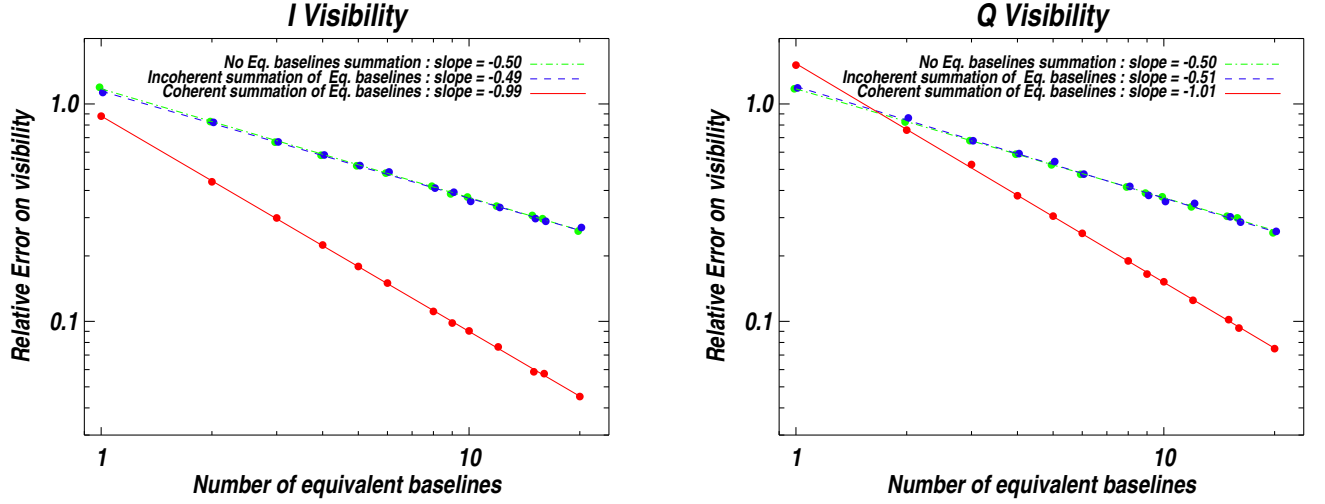


Figure 3. Relative RMS on visibility residuals for V_I (left) and V_Q (right). The behaviour for V_U and V_V would be exactly the same as for V_Q . The RMS on the residuals has been divided by the expected $\sigma_0 \times \sqrt{\frac{N_h}{N_t}}$ scaling for each strategy to exhibit only the dependence with the number of equivalent baselines. The data points were fitted with linear slopes in Log-Log 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 $\propto \frac{1}{N_{eq}}$ than the other strategies that both scale as $\propto \frac{1}{\sqrt{N_{eq}}}$.

($N_u = 3 + 8 \times N_\neq$ where N_\neq is the number of different baselines, $N_\neq = 2(N_h - \sqrt{N_h})$ 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 reasonably optimal 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.

6. 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 wide 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 just want to 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. 29 is nothing but expressing the Stokes parameter visibilities as linear combinations of the N_d 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 up to an 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 bolometers 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 a lot of 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 msec 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 gets 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 the way 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 $\propto \sqrt{N_h}/N_{eq}$ if one follows our prescription but $\sqrt{N_h/N_{eq}}$ otherwise.

The main conclusion of this article is therefore that a bolometric interferometer is competitive with an imager having the same number of horns (instrumental noise on the power spectrum $\propto 1/N_h$) but only with an appropriate choice of the phase-shift sequences (coherent summation of equivalent baselines).

We also discussed the data analysis strategy and proposed a solution to the possible cross-calibration issues between the

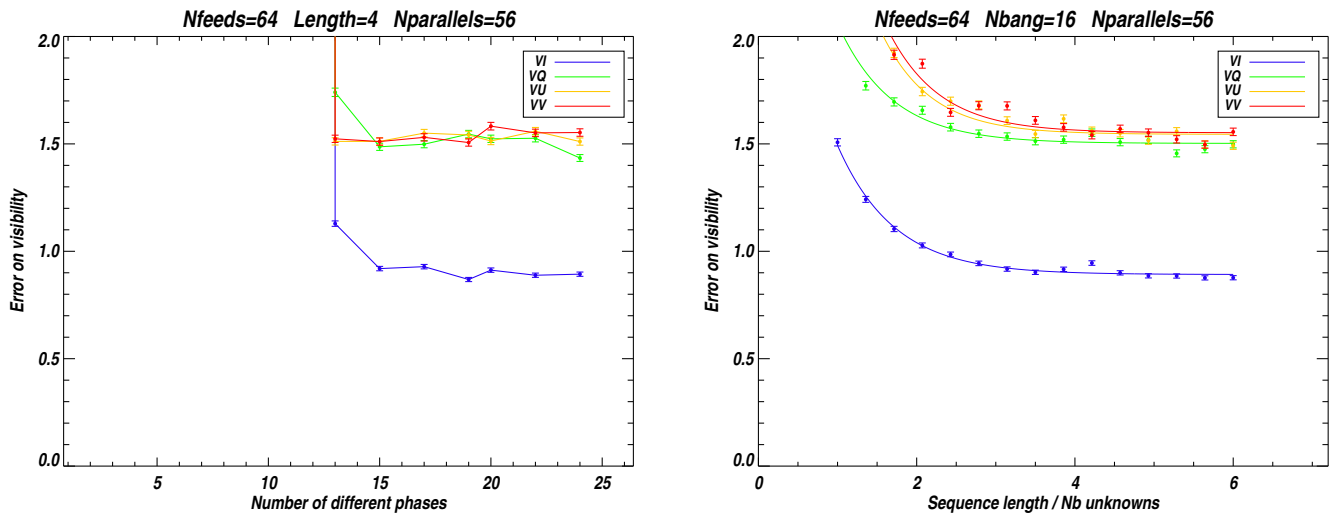


Figure 4. Scaling of the RMS residuals (divided by $\frac{\sigma_0}{N_{\text{eq}}} \sqrt{\frac{N_R}{N_I}}$) on the Stokes parameter visibilities with respect to the number of different phases achieved by the phase-shifters and the number of different phase configurations used for the analysis (length 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-steps phase-shifting scheme that we have to perform to be able to reconstruct them all.

different bolometers. Even though one has simultaneously N_{out} measurements of the signal with different phase configuration, it might be preferable not to combine these measurements but 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.

References

- Kovac, J. et al. (2002), *Nature*, v420 pp772-787.
 Readhead, A.C.S. et al. (2004), *Science*, v306, pp 836-844.
 Dunkley, J. et al. (2008), *astro-ph/0803.0586*.
 Nolta, M. R. et al. (2008), *astro-ph/0803.0593*.
 Ade, P. et al. (2008), *ApJ*, v674, p22.
 Liddle, A.R. and Lyth, D.H., *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure* (2000), Cambridge University Press.
 Kallosh, R. and Linde, A. (2007), *JCAP*, v04, p017.
 Bevis, N. et al. (2007), *Phys. Rev. D*, v76, p1722.
 Urrestilla, J. et al. (2008), *astro-ph/0803.2059*.
 Pogosian, L. and Wyman, M. (2007), *astro-ph/0711.0747*.
 J. Bock *et al.*, CMB Task Force report (2006), *arXiv:astro-ph/0604101*.
 Polenta, G. et al. (2007), *New Ast. Rev.*, v51, p256.
 Charlassier, R. et al. (2008), *arXiv:0805.4527v1*.
 Timbie, P.T. et al. (2003), *New Ast. Rev.*, v50, p999.
 Pisano, G. et al. (2007), *Microwave and wireless comp. Let., IEEE*, v17, p286.
 Chattopadhyay, G. et al. (1999), *Microw. & guided w. Let., IEEE*, v17, p339.
 Engargiola, G. et al. (2003), *Rev. Sci. Inst.*, v74, p1380.
 Grimes, P.K. et al. (2007), *Electronics Letters*, v43, p1146.
 Dall’Omo, Ch. (2003), PhD thesis, Université de Limoges, France.
 Bunn, E.F. (2007), *Phys. Rev. D*, v75, p3084.
 M. P. Hobson and J. Magueijo (1996), *MNRAS*, v283, issue 4, p1133, *arXiv:astro-ph/9603064*.
 R. Charlassier et al., in preparation.

Appendix A: Proof of the necessity of having regularly spaced phase-shift values

When we use the phase-shift configurations of Eq. 36, 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.

Bolometer arrays development in the DCMB French collaboration

Michel Piat^{*a}, Y. Atik^b, B. Bélier^c, A. Benoit^d, L. Bergé^e, A. Bounab^f, E. Bréelle^a, P. Camus^d, S. Collin^e, F.X. Désert^g, L. Dumoulin^e, C. Evesque^b, H. Geoffray^h, M. Giard^f, C. Hoffmann^d, Y. Jinⁱ, G. Klisnick^j, S. Marnieros^e, A. Monfardini^d, F. Pajot^b, D. Prêle^a, M. Redon^j, D. Santos^k, D. Stanescu^{e,c}, G. Sou^j, F. Voisin^a,

^aAstroparticule et Cosmology (APC), Université Paris 7 Denis Diderot, 10 rue A. Domon et L. Duquet, 75205 Paris cedex 13, France;

^bIAS, Bât. 121, Université Paris Sud-11, F- 91405 Orsay, France

^cIEF, Bât. 220, Université Paris Sud-11, F- 91405 Orsay, France

^dInstitut Néel, 25 avenue des Martyrs, F-38042 Grenoble, France

^eCSNSM, Bât. 104, Université Paris Sud-11, F- 91405 Orsay, France

^fCESR, 9 avenue du Colonel Roche, F-31028 Toulouse, France

^gLAOG, BP 53, F-38041 Grenoble, France

^hCNES, 18 avenue Edouard Belin, F-31401 Toulouse, France

ⁱLPN, Site Alcatel, Route de Nozay, F-91460 Marcoussis, France

^jL2E, EA 2385, UPMC Université Paris 06, F-75005, Paris, France

^kLPSC, 53 avenue des Martyrs, F-38026 Grenoble, France

ABSTRACT

Bolometers cooled to very low temperature are currently the most sensitive detectors for low spectral resolution detection of millimetre and sub-millimetre wavelengths. The best performances of the state-of-the-art bolometers allow to reach sensitivities below the photon noise of the Cosmic Microwave Background for example. Since 2003, a french R&D effort called DCMB (“Développement Concerté de Matrices de Bolomètres”) has been organised between different laboratories to develop large bolometers arrays for astrophysics observations. Funded by CNES and CNRS, it is intended to get a coherent set of competences and equipments to develop very cold bolometers arrays by microfabrication. Two parallel developments have been made in this collaboration based on the NbSi alloy either semi-conductive or superconducting depending on the proportion of Nb. Multiplexing schemes have been developed and demonstrated for these two options. I will present the latest developments made in the DCMB collaboration and future prospects.

Keywords: Bolometer, superconductors, SQUID, cryogenic readout, HEMT

1. INTRODUCTION

The coming launch of the Planck and Hershel satellites announces a new era in submillimeter and millimeter wavelength range astronomy. The observations from above the atmosphere, opaque excepted across a few spectral windows in this range, will give unprecedented access to the study of the interstellar medium, the galaxies, the large structures of the Universe and the Cosmic Microwave Background (CMB).

The design of space missions dedicated to submillimeter and millimeter broadband or low spectral resolution observations is based on direct detectors limited by the photon noise of the incoming radiation in a diffraction limited beam. This is the case in the Planck-HFI and Herschel-SPIRE instruments. Bolometers are the most sensitive detectors for this purpose. In these instruments they are associated to feedhorns and arranged in groups covering a fraction only of the focal plane area. The advantage of well-defined beams is therefore counter-balanced by the loss of a large fraction of the collected photons.

* michel.piat@apc.univ-paris7.fr ; phone 33 1 57 27 60 96; fax 33 1 57 27 60 71

The ESA Cosmic Vision and NASA Beyond Einstein programs are preparing the roadmap of the future space astronomy missions. Two topics are relevant for the submillimeter and millimeter wavelength range: (1) high sensitivity measurements of the CMB polarized emission for the study of the inflation phase of the universe such as the BPol mission concept and (2) sky background limited photometry and spectroscopy of faint galactic and extragalactic sources such as the FIRI or SPICA-ESI instrument concepts.

The required sensitivity increase factor, with respect to current instruments, of one or more orders of magnitude cannot be obtained by increasing the integration time, limited to months or years for a space mission. The only solution is a full coverage of the focal plane by large contiguous detector arrays of 10 000 pixels or more, with individual pixel NEPs below the photon noise (10^{-17} WHz^{-1/2} to 10^{-19} WHz^{-1/2}).

In the medium term, ground based submillimeter and millimeter facilities offer the opportunity to implement the intermediate technological steps required in the development plan of these arrays: the large increase in mapping speed brought to these antennas is the key to a renewed scientific return.

We present here a French collaborative effort in the development of such arrays: DCMB (“Développement Concerté de Matrices de Bolomètres”) R&D program.

2. THE DCMB COLLABORATION

The DCMB collaboration is a French R&D effort to get a coherent set of competences and equipments to develop very cold bolometers arrays by microfabrication for astrophysical observations. It is funded by CNES (“Centre National d’Etudes Spatiales”), by CNRS (“Centre National pour la Recherche Scientifique”) and the participating universities. This collaboration gathers laboratories specialised in solid-state physics, low temperatures physics, low temperature electronics, instrumentation for astrophysics and microfabrication. The main tasks have been divided amongst these laboratories as shown in table 1. The DCMB collaboration is currently focused on the use of Niobium Silicon alloy for the thermal sensor.

Table 1. Laboratories involved in the DCMB collaboration with their main tasks.

Laboratory and location	Main task
Institut Néel (Grenoble) / Laboratoire d’Astrophysique de Grenoble (LAOG, Grenoble)	High impedance multiplexing and tests, cryogenics
Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie (LPSC, Grenoble)	Antennas, MPI
Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN, Marcoussis)	HEMTs
Centre de Spectroscopie Nucléaire et de Spectroscopie de Masse (CSNSM, Orsay)	Thermometric thin films (semiconductors, superconductors)
Institut d’Electronique Fondamental (IEF, Orsay)	Bolometric architecture, microfabrication
Institut d’Astrophysique Spatiale (IAS, Orsay)	Superconductor tests
AstroParticule et Cosmologie (APC, Paris)	Superconductor tests, SQUIDs multiplexing, SiGe ASIC
Laboratoire d’Electronique et d’Électromagnétisme (L2E, ex LISIF, Paris)	SiGe ASIC

3. NIOBIUM-SILICON ALLOY

Thermometers are based on the Niobium Silicon thin films with a typical thickness of 100nm. Niobium and Silicon are deposited simultaneously in dedicated co-evaporators at CSNSM in Orsay. This alloy can be either semi-conducting or superconducting depending on the Niobium concentration.

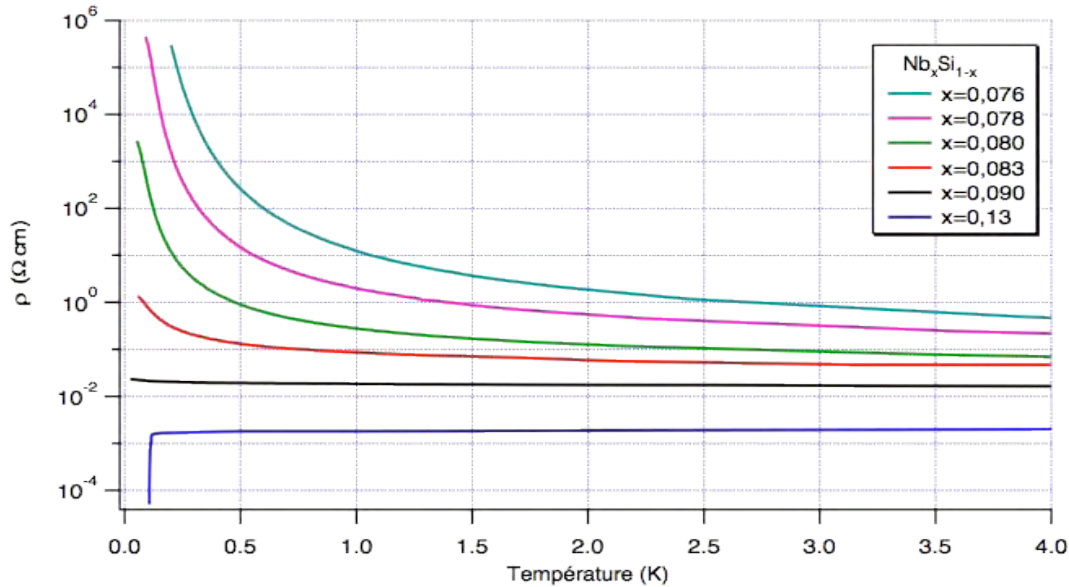


Fig. 1. Resistivity as a function of temperature for various Niobium concentration in the NbSi alloy².

3.1 High impedance NbSi

For Niobium concentrations lower than about 9%, NbSi behaves like a semiconductor at low temperature as an Anderson insulator¹. In this case, electrical field effect and electron-phonon decoupling have been characterised^{2,3}. The electron-phonon decoupling effect has a T^5 behaviour and the conductance appears very high with respect to NTD (Neutron Transmuted Doped) Germanium. Noise measurements of these samples show a $1/f$ noise that depends on the bias current. This excess noise is currently being investigated. The best sensitivity reach so far with high impedance NbSi is about $10\text{nK}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ at 1Hz.

3.2 Superconducting NbSi

For Niobium concentrations above about 13%, the alloy becomes superconducting. The mixing ratio x of the 100 nm thick $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ thermometer is adjusted to obtain the goal critical temperature². In order to lower (around or below $1\ \Omega$) the resistance of the film at the middle of the superconducting transition, interleaved comb geometry is used for the Nb electrodes (Fig. 2). A first NbSi thermometer (10 mm x 10 mm) was previously characterised⁴. The design has been scaled down to 0.5 mm x 0.5 mm for the 23 pixels array (Fig. 2).

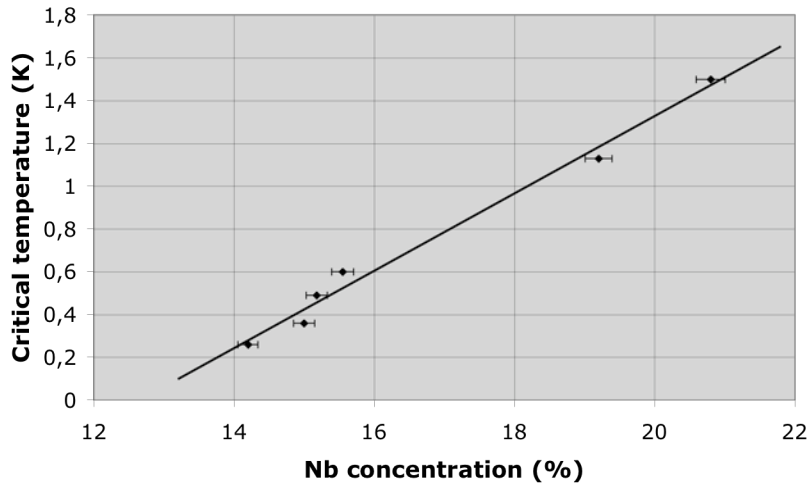


Fig. 2. Critical temperature as a function of niobium concentration in the NbSi alloy.

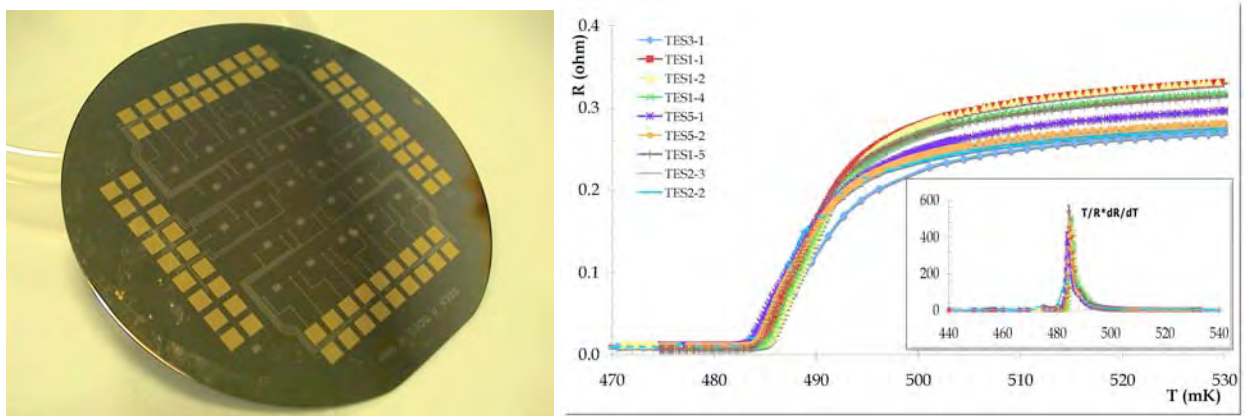


Fig. 3. (a) 23 pixels array architecture (thermometers only). (b) Superconducting transition characterisation of a subset of a 23 pixels array. In the zoomed area is given the α values.

A 23 pixels array with superconducting NbSi thermometers has been characterised recently⁵, with 2 different Nb concentrations. The critical temperatures of this sample follow the expected behaviour with Nb concentration. It further shows very good homogeneity in critical temperature with a dispersion of $\pm 1\text{mK}$ over the array. The thermal sensitivity given by the α values ($\alpha = T/R \cdot dR/dT$) is up to 400, depending on the polarization. Noise characterisation is currently being made both with a commercial SQUID chain and with a first model of our SiGe based cryogenic amplifier.

4. ARRAY DESIGNS AND PERFORMANCES

The thermal architectures and coupling with optical radiation are developed in common for both types of thermometers in the microelectronics facility IEF/MINERVE of Paris Sud-11 University at Orsay. Two architectures have been designed, a 204 pixel array and a 23 pixel array.

4.1 The 204 pixel array architecture

As shown on figure 4, the 204 pixel array uses bow tie antenna to collect the electromagnetic radiation in a band centred at 150GHz. This allows decreasing the size of the bolometer and therefore lowers the thermal conductance to reach higher sensitivity without degrading the detector time constant. It is moreover directly sensitive to polarisation that is a key issue for future CMB instruments. The antenna is made of Aluminium or Niobium with a 50 μ m thickness and the shunt resistor is made of 7nm thickness Palladium. Membranes are currently full to simplify the realisation by deep etching of the back of the sample. The thermometers are high impedance NbSi readout with a first version of the HEMT's based multiplexed electronics. This sample has been first characterised recently at 100mK by the team at institut Néel in Grenoble. It shows a clear response to a polarised signal and a 10ms upper value time constant (figure 7b). The optical efficiency appears quite low, below 10%, and is now being investigated. Noise measurements are being made together with spectral sensitivity with a Martin-Pupplett interferometer. This architecture will be used on a millimeter camera⁶ for the 30m IRAM telescope on Pico Veleta (Spain).

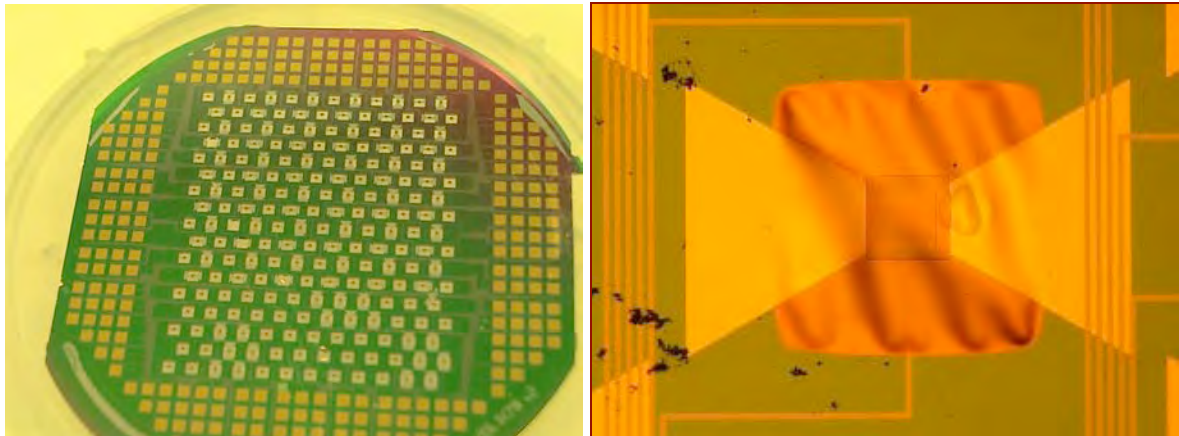


Fig. 4. (a) 204 pixel array architecture. (b) Close view of one pixel, showing the bow tie antenna, the full membrane absorber and the wires to read the thermometer.

4.2 The 23 pixel array architecture

The 23 pixel array has been designed to be used in the 545GHz and 350GHz band of the Olimpo balloon born program with a feedhorn array in front of the detectors. These bolometers are made with full membranes with a 120nm Bismuth layer absorber (figure 5). The NbSi thermometers are high impedance ones used at 300mK.

The electrical NEP of $2.10^{-16} \text{W} \cdot \text{Hz}^{-0.5}$ is enough for the high frequency bands of Olimpo. One array has been delivered to Olimpo for its first test flight. We are currently working on the improvement of this architecture, especially by using a grid for the absorber and by opening the membranes to decrease the thermal conductance (figure 6).

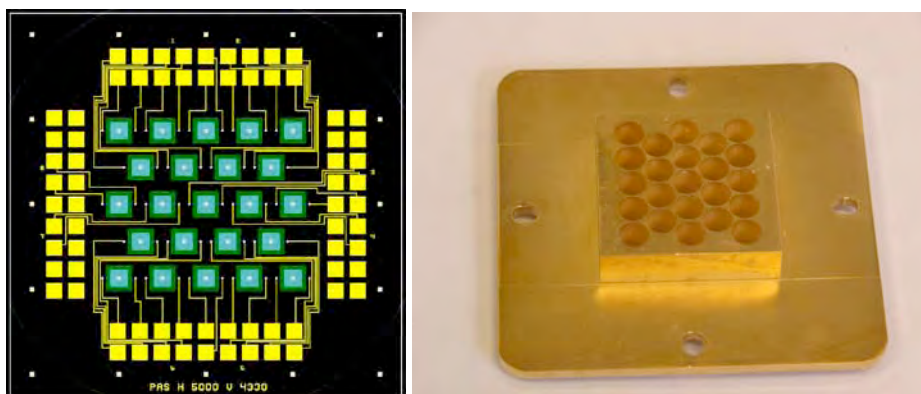


Fig. 5. 23 pixel array architecture with full membranes for the Olimpo experiment.

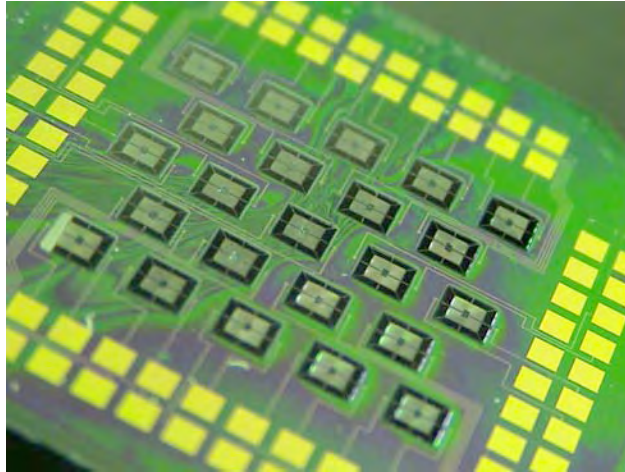


Fig. 6. 23 pixel array architecture with open membranes and grid absorbers.

5. READOUT

Multiplexing of large bolometer array is needed in order to decrease the number of wires going to the lowest temperature stage and therefore decrease the thermal power dissipated on this cryogenic stage. We have developed original multiplexing architectures for high impedance and superconducting bolometers.

5.1 High impedance multiplexing and readout

The high impedance multiplexing developed at Institut Néel in Grenoble uses Quantum Point Contact High Electron Mobility Transistors (QPC-HEMT) made at LPN to switch at low temperature the different bolometer signals to a low noise amplifier⁷. QPC-HEMTs can be used at very low temperature. They have very low gate-source capacitance ($\sim 1\text{fF}$), low ON and OFF gate-source voltage ($\sim \pm 100\text{mV}$), low leakage current ($< 0.1\text{pA}$) and low power dissipation.

The principle of the readout is to measure the bolometer resistance by considering the response of the $R_b C_b$ circuit of bolometer and integration capacitance to a known injected charge made by bias capacitance C_c and bias voltage. After measuring one bolometer, a reference voltage V_{ref} is readout to reduce $1/f$ noise of the amplifier and the system switch to the next bolometer. When one bolometer is not readout, the bias capacitance allows integrating the signal.

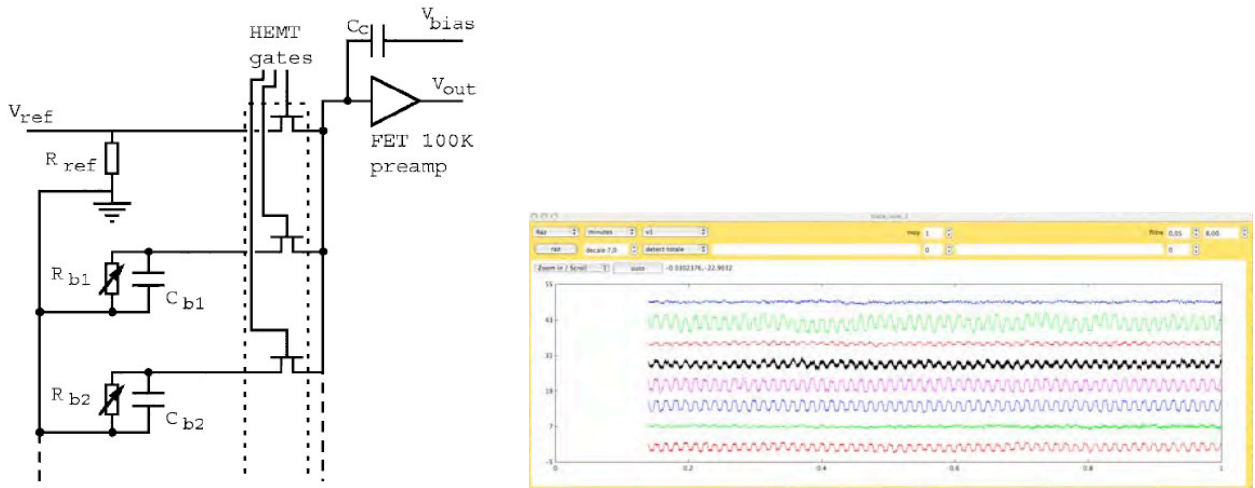


Fig. 7. (a) Scheme of time domain multiplexing with capacitive bias. (b) Signal of 8 bolometers of the 204 pixel array read out with this system.

This system has been tested successfully with a 8 to 1 multiplexing factor. 8 bolometers of the 204 pixels array have been measured with this system. The amplifier noise is about $12\text{nV}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ with a modulation frequency of 43Hz. It is now further optimized to read the full array.

5.2 Superconducting multiplexing and readout

The first stage of amplification and impedance matching after a Transition Edge Sensor is made with a Superconducting Quantum Interference Device (SQUID). The difficulty arises usually in the next step of amplification where the SQUID output signal is still very low. The classical solution developed by NIST is to couple the output of the first SQUID to the input of a 100 SQUIDs array high dynamic amplifier⁸.

We propose an original alternative solution to replace the SQUIDs array by a standard BiCMOS SiGe technology ASIC (Application-Specific Integrated Circuit). The cryogenic operation of two distinct BiCMOS SiGe of Austria Micro Systems (AMS) foundry has been demonstrated previously⁹. The MOS transistors available from BiCMOS SiGe technology are less sensitive to temperature variations. Although they have a lower voltage gain and higher 1/f noise, they remain good devices for digital addressing circuit with negligible power consumption at cryogenic temperature. We have developed a demonstrator ASIC using AMS BiCMOS SiGe 0.35 μm technology for the readout of an array of two columns of 4 SQUIDs/ TES each. A topology coupling the amplification stage to the analogue multiplexer of the two columns ($N = 2$) was designed using SiGe Heterojunction Bipolar Transistors (HBT). With such topology, an equivalent input white noise of $0.2\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ at frequencies above 50 kHz was measured at 4.2K ¹⁰.

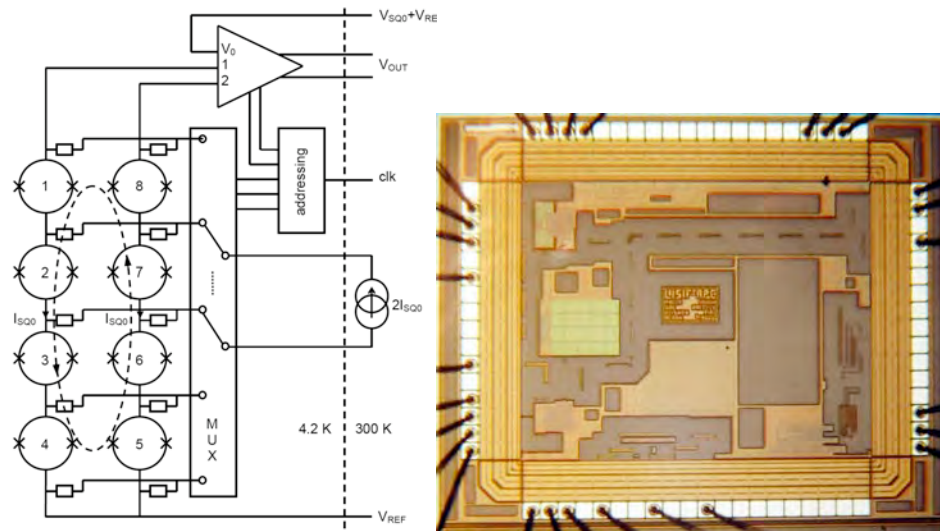


Fig. 8. (a) Coupling scheme of the SQUIDs with the cryogenic ASIC (Amplifiers, addressing and sequentially switching current sources) in a time domain multiplexing scheme. (b) Photo of the first version demonstrator of the standard BiCMOS SiGe technology ASIC.

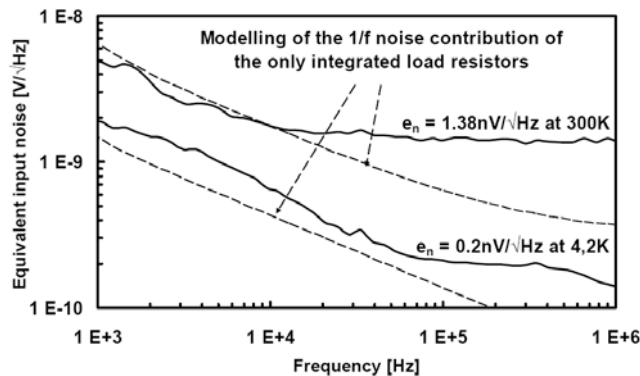


Fig. 9. Input voltage noise of the cryogenic amplifier with the multiplexed input measured at 300 K and 4.2 K.

Based on these first results, we have designed a new ASIC¹¹ able to read 3 columns of 8 SQUIDs/TES. The SiGe HBT based amplifiers have been improved to reduced the 1/f knee frequency. This ASIC is currently being tested with encouraging first results.

6. CONCLUSION

The DCMB collaboration is a French R&D effort to develop large bolometer arrays for astronomical observation. The involvement of the French community in the development of the Planck High Frequency Instrument has induced some delays in this R&D program. The DCMB collaboration has nevertheless brought original developments: the use of Niobium-Silicon for thermal sensor either semiconducting or superconducting, the HEMT-based multiplexed readout for high impedance bolometers and the use of standard BiCMOS SiGe technology ASIC for the multiplexing and amplification of TESs and SQUIDs. While the high impedance arrays are mostly validated and characterized, the development of superconducting arrays is still in the early stage and its testing phase is in progress.

- [1] M. Ukibe et al., "Fabrication of large NbSi bolometer arrays for CMB applications", NIMA 559, 554 (2006).
- [2] S. Marnieros, "Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température", Ph. D. (1998).
- [3] M. Piat et al., "Modelling and optimising of high sensitivity semiconducting thermistors at low temperature", JLTP, Vol.125, Nos. 5/6, (2001).
- [4] S. Lefranc et al., "Superconducting NbSi thermometers for use in TES devices", NIMPA 559, 468-470 (2006).
- [5] Atik et al., "Characterization of NbSi films for TES bolometers", this proceeding (2008).
- [6] Monfardini et al., "A NbSi bolometric camera for IRAM", this proceeding (2008).
- [7] S.Yates et al, "Use of quantum-point-contact high-electron-mobility-transistors for time domain multiplexing of large arrays of high impedance low temperature bolometers", Rev. Sci. Inst. 78 035104, (2007).
- [8] K.D. Irwin et al., "In-focal-plane SQUID multiplexer", Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 520, 544-547 (2004).
- [9] D. Prêle et al., "Standard SiGe Technologies Operating at 4 K for Front-End Readout of SQUID Arrays", Proc. ICSICT, 191-193 (2006).
- [10] D. Prele et al., "Very-low-noise multiplexing with SQUIDs and SiGe HBTs for readout of large superconducting bolometer arrays", NIMPA 578, 439-441 (2007).
- [11] F. Voisin et al., "Cryogenic SiGe ASIC for readout and multiplexing of superconducting detector arrays", this proceeding (2008).

Review of detector R&D for CMB polarisation observations

Michel PIAT

*Astroparticule et Cosmologie (APC), Université Paris Diderot, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet,
75013 Paris, France*



The observation of the Cosmic Microwave Background (CMB) polarisation requires a very high sensitivity together with an extreme control of the systematic effects to an unprecedented level. In this paper, I review some interesting aspects of the different research activities on detectors development for CMB observation beeing made around the world. Both direct detection and coherent techniques will be presented with their characteristics. A basic comparison for ground based and space experiments will be made between these two techniques.

1 Introduction

Our understanding of the origin and evolution of the Universe has made remarkable progress during the last decade, thanks in particular to observations of the Cosmic Microwave Background (CMB). What is now known as the standard cosmological model (or concordance model) is able to explain a number of diverse and ever increasingly detailed observations. The model also predicts the existence of primordial gravitational waves, generated during an explosive period of expansion known as inflation. This prediction remains yet to be tested and is the motivation for a lot of research effort since these primordial gravity waves should have imprint particular features on the CMB polarisation: the B-modes. This signal is expected very weak with an RMS of less than $200\text{nK}_{\text{CMB}}$, at least 3 orders of magnitude lower than the CMB temperature anisotropies.

Two classical detection techniques are beeing used to observe the CMB polarisation: imaging and interferometer experiment that can be either heterodyne or bolometric. It can be shown that their sensitivity are more or less comparable but their approach is completly different in terms of systematic effects. These detection techniques can further be devided weather it uses direct detectors (bolometers) or radiometers. Alltogether and whatever technology is used, it appears that reaching the sensitivity needed to have a chance to detect the B-mode requires a lot of detectors in the focal plane (some hundreds or thousand).

This paper presents some detector developments for this B-mode quest. In the first part, I will point out the photon noise that gives the ultimate sensitivity of the detectors. The second and third sections will present bolometers and radiometers, their principle of operation and some current developments. The last section is devoted to a comparison of these two detection

techniques.

2 The photon noise

The ultimate sensitivity for an instrument is to reach the photon noise. The Noise Equivalent Power NEP_{ph} of photon noise is given by the following expression¹ for the polarised case:

$$NEP_{h\nu}^2 = 2h\nu Q_\nu \Delta\nu + 2Q_\nu^2 \Delta\nu \quad (1)$$

where h is the Planck constant, Q_ν is the mean optical spectral power of the detected radiation at frequency ν and $\Delta\nu$ is the bandwidth. The first term corresponds to the shot noise produced by the Poisson process of the incoming photons with no correlation between them. The second term dominates at radio wavelength. It is attributed to the fact that, within the same radiation mode, photons come by groups and then gives noise larger than for a Poisson process. In the frequency range of interest for CMB observation, the second term could not be negligible and care must be taken to avoid underestimate the photon noise. The typical photon noise for CMB experiment is $10^{-17} \text{W}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ per coherent element.

3 Bolometers

The principle of detection in bolometers consists in measuring the temperature increase of an absorber heated by the incoming radiation. In a bolometer, the thermal sensor is a thermistor read out by imposing a bias voltage or a bias current and using the Ohm law. Bolometers cooled to very low temperature ($T \leq 0.3\text{K}$) are currently the best detectors for low spectral resolution $\lambda/\Delta\lambda$ detection from about $100\mu\text{m}$ to 3mm (figure 1). For further details, see for example the review written by Richards².

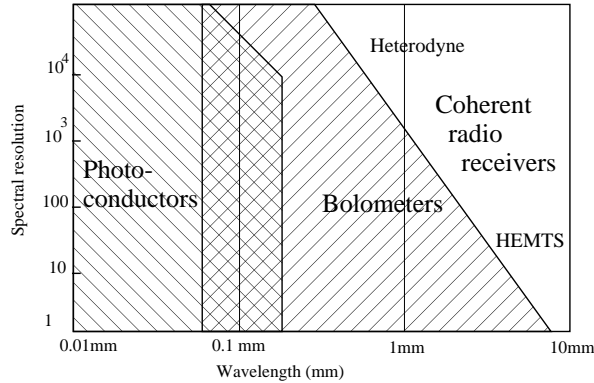


Figure 1: Rough domain of bolometers cooled to very low temperature and radiometers in the wavelength/spectral resolution plan for astrophysical observations.

3.1 Operation basics

Let us assume a composite bolometer that is an absorber linked to a thermometer and coupled to the thermal bath by a thermal link characterised by its thermal conductance G (see figure 2). Assuming small fluctuations in the input radiation power, the response of the bolometer can be modelled by a simple first order low pass filter:

$$\frac{\delta T_{bol}}{\delta P} = \frac{1/G_{eff}}{1 + 2\pi f\tau} \quad (2)$$

where f is the frequency, $G_{eff} = G - dP_{elec}/dT$ is the effective thermal conductance of the bolometer and the time constant is given by $\tau = C/G_{eff}$, C being the heat capacity. Fast detectors require high thermal conductance and hence leads to a low responsivity. A trade-off has therefore to be made between responsivity (or sensitivity) and time constant. The ther-

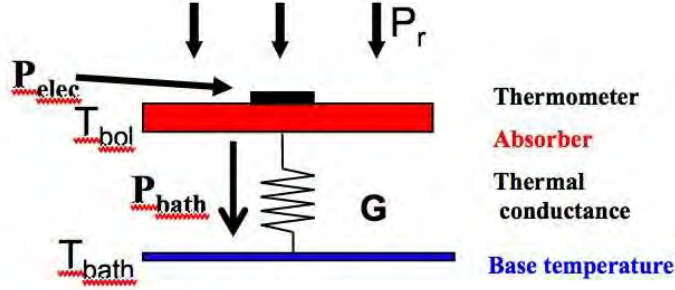


Figure 2: Principle of a composite bolometer.

meter is classically characterised by the α value that is the logarithmic slope of its resistance with temperature: $\alpha = (T/R) \times (dR/dT)$. Two technologies are currently being used for the thermometer:

- Semiconducting thermometers were the first thermometers used in bolometry. Their resistance increases at low temperature and the conduction is by variable range hopping. The best performances have been obtained with germanium NTDs (Neutron Transmutation Doped) having impedances of about $10M\Omega$ readout by JFET (Junction Field Effect Transistor) cooled down to about 100K. The typical α value is between -10 and -5 .
- Superconducting thermometers have been used more recently³. They use the phase transition of a superconducting material. Such a thermometer is very sensitive in a restricted thermal range around the critical temperature T_c . Single material could be used like titanium ($T_c \simeq 400mK$) but tuning the critical temperature is important to optimise the detector sensitivity. Bi-layer made with thin films of a superconducting material associated with a normal one allows to tune the critical temperature by proximity effect. Typical α value are between 100 and 1000. Bolometers made with superconducting thermometers are usually called Transition Edge Sensors (TES). The readout is made with Superconducting Quantum Interference Devices (SQUIDS) cooled down below 4K. For more details on TESs, see the paper by Irwin and Hilton⁴

An important effect on bolometers is the ElectroThermal Feedback (ETF). Let us assume a semi-conducting bolometer biased at constant current. A small increase of the bolometer temperature induces a decrease of the bolometer resistance that leads to a reduction of the dissipated electrical power and therefore counteracts the heating of the detector. The same effect is obtained with superconducting bolometers when biased at constant voltage. This effect is responsible of the second term in the effective thermal conductance expression and is more important when $|\alpha|$ is high. When the bolometer is correctly bias, the ETF induces an increase of the effective conductance and a speed-up of the detector. This is especially the case for TES where a strong ETF is observed thanks to the important slope of superconducting materials. It can be shown that the TES response is given to first order by $-1/V_b$ where V_b is the bias voltage and that the time constant can be decreased by up to 2 orders of magnitude³.

3.2 Sensitivity

Two fundamental noise sources affect the bolometer: the Johnson noise and the phonon noise. The Johnson noise Power Spectral Density (PSD) of voltage on a resistance R at a temperature

T is given by $DSP_V = 4kTR$. For a bolometer, this can be translated in Noise Equivalent Power (NEP) by dividing this PSD by the responsivity and taking the square root. Phonon noise is the fluctuation of power or temperature in a thermal conductance G . For a bolometer, this leads to the following NEP: $NEP_{Ph}^2 = 4kT^2G$. Since the bolometer is not at thermal equilibrium, Mather⁵ shows that this expression is over-evaluated by about 30%.

Putting all together, to have Background Limited Performances (BLIP) at wavelength λ , the optimisation of the bolometer leads roughly to the following condition on the temperature of the thermal bath:

$$T_{bath} \leq 300\text{mK} \times \frac{1\text{mm}}{\lambda} \quad (3)$$

3.3 State-of-the-art

The current best performances are obtained by spider-web bolometers made by Caltech-JPL⁶. This kind of detectors have been used or are used on lots of ground based, balloon born or space CMB experiments (for example Boomerang, QUAD, BICEP, Planck-HFI). Their sensitivity is lower than CMB photon noise on the low-frequency channels of the Planck-HFI instrument for example⁷.

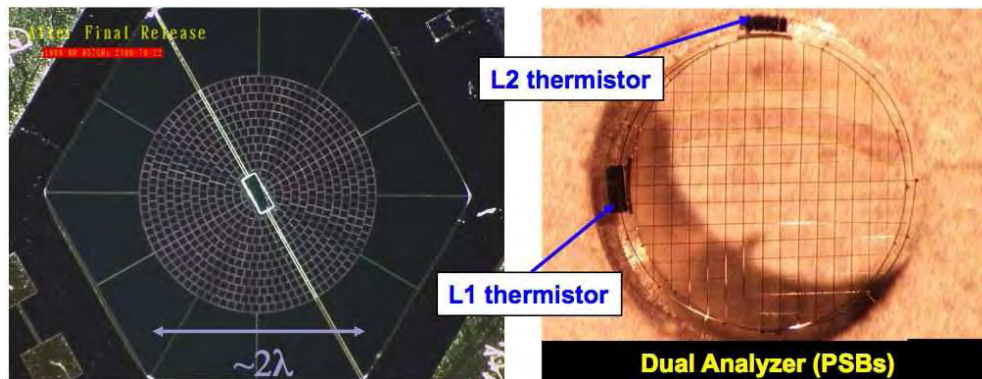


Figure 3: Spiderweb bolometers and their evolution to measure the polarisation (PSB, Polarisation Sensitive Bolometers).

3.4 Current developments and perspectives

Since the sensitivity of a single bolometer is already lower than photon noise, to increase the sensitivity of future instrument therefore requires an increase of the detected photons. This is obtained by increasing the integration time and, more interestingly, by increasing the number of detectors. This is the main motivation to develop real bolometer arrays. Such development has been undertaken by a lots of group in the world.

The main difficulty to develop large bolometer arrays is the multiplexing. It is indeed impossible to have 2 wires going out of the cryostat for hundred or thousand of detectors: the cryogenic system would not cool down because of the thermal heat load of all wires. The multiplexing consists of using one amplifier for N detectors. The simplest way for achieving this objective is the Time Domain Multiplexing (TDM) where each of the N bolometers are read one after the other thanks to the use of switches. Another way is the Frequency Domain Multiplexing (FDM) where each of the N bolometers are excited at a given frequency. The resulting signals are summed and amplified by one amplifier. In terms of signal-to-noise ratio (SNR), both methods are almost equivalent. It should be noted that, because of the aliasing of the amplifier noise, multiplexing N detectors requires an amplifier that is $\sqrt{(N)}$ less noisier than for a single detector. Technologically, it appears more convenient to multiplex superconducting bolometers thanks to

the SQUIDs working at very low temperature close to the detectors and that could be used as switches.

An illustration of bolometer array is the SPT (South Pole Telescope) array developed by the group of A. Lee at UCB⁸ for Sunyaev Zel'dovich science. This is an assembly of 6 sub-arrays each containing 160 spider-web TESs based on Al/Ti bilayer. The readout is made in FDM scheme. Observations are on-going at the South Pole station with this array. Such detectors will also be used on the EBEX balloon born experiment⁹.

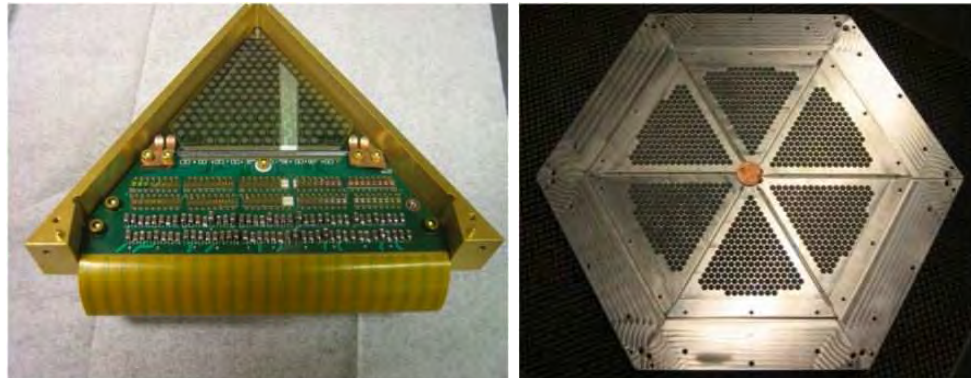


Figure 4: SPT bolometer arrays.

Simplification of the readout electronics can further be obtained by using Silicon Germanium ASIC (Application Specific Integrated Circuits) cooled to 4K or lower temperature. This is currently being developed in the DCMB collaboration in France¹⁰. The amplification of SQUIDs, the control of the multiplexing and the different sources are integrated in such a circuit. In the future, we expect such component to make bolometer arrays operation almost like CCD camera.

The difficulty to measure polarisation with very low instrumental systematic effects leads to the developments of superconducting microwave components. The first basic idea was to separate the collection of the electromagnetic wave from its detection. This is obtained using lithographed antennas made of Nb that have very low losses up to about 700GHz. A transmission line transfers the power to a matched load on a bolometer which size is no longer dependant on the wavelength. Such technology allows to reduce the size of each detection chain leading to a better filling factor of the focal plan. This opens the way of passive analog processing of the very high frequency signal since one can place any kind of components between the antenna and the detector such as filters, power combiners or dividers and phase shifters.

Up to now, the measurement of Stokes parameters with bolometers is obtained by subtracting the signals from two perpendicular polarised detectors. This method induces instrumental systematic effects since the 2 detection chains do not behave exactly in the same way¹³. Bolometric Advanced Architecture (B2A) allows to measure directly the Stokes parameters without any difference between detectors. The pseudo-correlator scheme¹⁴ studied for CLOVER and bolometric interferometry¹⁵ are two examples of B2A. This kind of detection architecture will need the development of superconducting components, the most complexe certainly being the variable phase shifter.

4 Radiometers

The radiometers are a part of coherent receivers where the phase information is kept all over the detection chain.

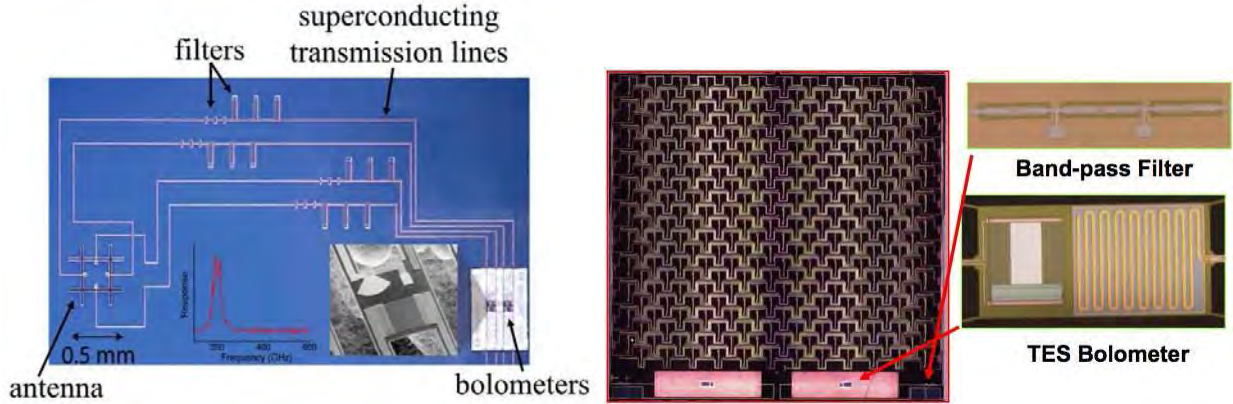


Figure 5: Examples of polarimeter based on Nb technology with slot antennas, transmission lines, filters and bolometers made at UCB¹¹ (left) and in Caltech-JPL¹² (right). This later version uses a phased array in order to increase the directivity of the detector.

4.1 Principle of operation

Radiometers use high frequency amplifiers after the antenna and before detection with a diode used as quadratic detector (figure 6). For heterodyne instruments, the amplified signal is mixed with a local oscillator to produce a signal at lower frequency therefore more easily processed. This kind of technology is mostly used at low frequency or when a very high spectral resolution is needed. The amplifiers could be made with maser, parametric amplifier or High Electron Mobility Transistor (HEMT). This later solution currently produces the best performances. For mixers, non-linear components are used, like Schottky diodes, Superconductor-Insulator-Superconductor (SIS) mixers or Hot Electron Bolometers (HEB). Such architecture requires cooling to only 4K which is a huge simplification as compared to bolometer operations. More information could be found in Rohlf's¹⁶.

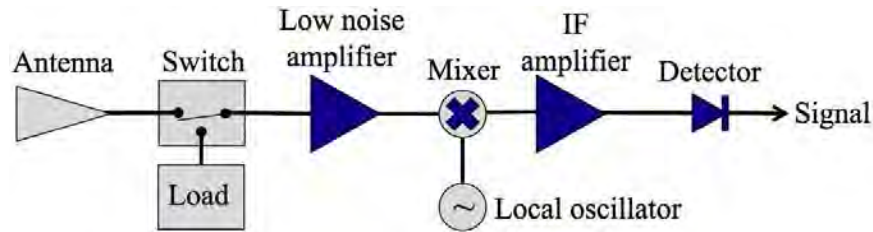


Figure 6: Example of a radiometer which is here an heterodyne detector.

The signal of radiometers is usually characterised in terms of antenna temperature T_a . The total absorbed power is given by $P_a = kT_a\Delta\nu$. Any noise that is coupled to the detection chain before the diode will induce a bias in the detected power. This can be converted in temperature and defines the noise temperature T_n . It can further be shown that the Johnson noise of any resistor at temperature T produces a noise temperature $T_n = T$. This demonstrates that the noise temperature is not only a bias in the detected signal but is directly linked to the noise power.

The system temperature is defined as $T_{sys} = T_a + T_n$. The lowest detectable signal within an integration time τ is given by the Dicke's formula: $\Delta T = T_{sys}/\sqrt{\tau\Delta\nu}$

The main limitation of this technology is the quantum limit: since the phase and amplitude of photons can not be known with any precision because of the Heisenberg principle, it can be shown that the lowest noise temperature is given by $T_{QL} = h\nu/k$, which gives about 10K at 200GHz. The best performances today for such an instrument is about 5 or 8 times the quantum

limit on limited or large bandwidth respectively.

4.2 State-of-the-art

The current best performances are obtained with Monolithic Microwave Integrated Circuits (MMIC). The QUIET architecture uses MMIC on a module¹⁷ to produce a small size radiometer. This is indeed needed to integrate the 397 modules at 90GHz in the focal plan of the final instrument. The QUIET modules will be cooled down to 20K with a noise temperature of about $8 - 10 \times T_{QL}$ in 20% bandwidth.

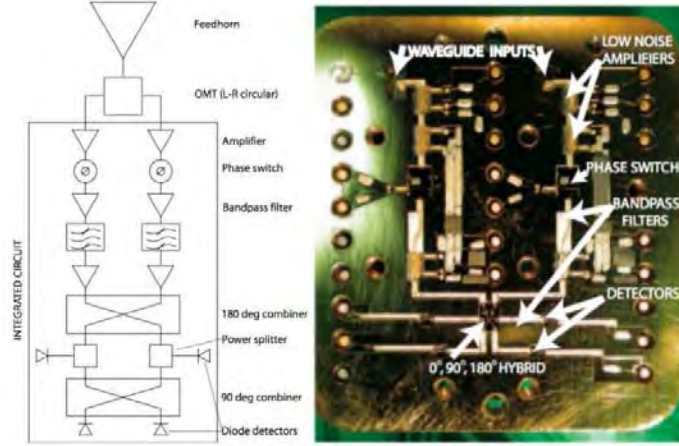


Figure 7: Left: Principle of detection of the QUIET instrument. Right: Photograph of the first QUIET 90 GHz receiver module.

5 Bolometers vs radiometers

The comparison of the CMB sensitivity for bolometers and radiometers of figure 8 has been made based on the assumptions described in table 1.

Radiometer sensitivity are higher but almost equivalent to bolometer one for ground based experiment around 100GHz . This is due to the fact that atmosphere generate the dominant signal with an antenna temperature close to the noise temperature of radiometers. Moreover, bolometer experiments have relatively low global efficiency that degrades their performances. For

Table 1: Assumptions made for the comparison between bolometers and radiometers. For ground based, these values are currently achievable.

Experiment	Characteristic	Ground-based	Space
Bolometers	$\Delta\nu/\nu$		30%
	Global efficiency		40%
	Atmosphere	250K, $\epsilon = 2 - 10\%$	
	Telescope	240K, $\epsilon = 2\%$	50K, $\epsilon = 2\%$
	Filters	10K, $\epsilon = 10\%$	4K, $\epsilon = 10\%$
	Horns		4K, $\epsilon = 10\%$
	Bolometer NEP	$10^{-17}\text{W}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$	
Radiometers	$\Delta\nu/\nu$	20%	25%
	Antenna temperature	Corresponds to bolometer case	
	Noise temperature	$8 \times T_{QL}$	$3 \times T_{QL}$

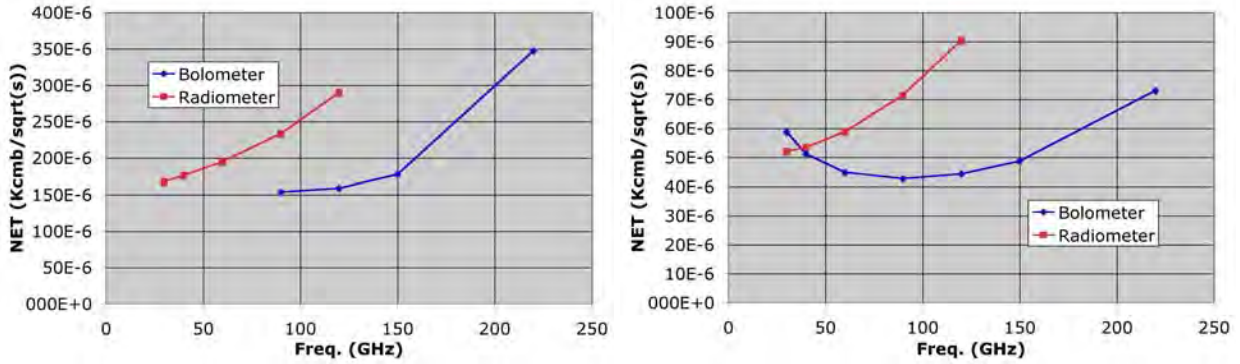


Figure 8: Estimated CMB sensitivity (NET_{CMB} per feed) of ground based (left) and space (right) experiments using bolometers or radiometers.

space missions, the comparison is clearly in favour of bolometers since the antenna temperature of the background power is always lower than the noise temperature even if the later is close to the quantum limit.

6 Conclusion

Two technologies are being used or developed for the CMB polarisation observation: bolometer arrays and radiometers. Bolometers can reach a sensitivity better than the photon noise of the CMB while radiometers are limited for antenna temperature below the quantum noise limit. Radiometers can nevertheless work at temperature below 20K while bolometers need heavy cryogenic systems with temperatures below 300mK. For future space instruments, bolometers are clearly favoured thanks to their ultimate sensitivity.

Other developments are being made in this wavelength range to reach higher sensitivities mainly for spectroscopic observations (Kinetic Inductance Detectors, Cold Electron Bolometers).

References

1. J.M. Lamarre, *Applied Optics* **25**, 6 (1986)
2. P. Richards, *J. Appl. Phys.* **76**, 781 (1994)
3. A.T. Lee et al., *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1801 (1996)
4. K.D. Irwin and G.C. Hilton in *Cryogenic Particle Detection*, ed. Ch. Enss (Springer, 2005)
5. J. C. Mather, *Appl. Opt.* **21**, 1125 (1982)
6. W. Homes, *Proc. SPIE* **4855**, 208 (2003)
7. J.M. Lamarre et al., *New Astronomy Reviews* **47**, 11-12 (2003)
8. J.E. Ruhl et al., *Proc. SPIE* **5498**, 11 (2004)
9. W. Grainger, these proceedings (2008)
10. D. Prêle et al., *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A* **578**, 439 (2007)
11. M.J. Myers et al. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 114103 (2005)
12. C.L. Kuo et al., *Proc. SPIE* **6275**, 62751M (2006)
13. C. Rosset, Ph.D. (2003)
14. G. Yassin et al., *Physica C* **466**, 115 (2007)
15. R. Charlassier et al., submitted to *A&A*, arXiv:0806.0380 (2008)
16. K. Rohlf and T.L. Wilson in *Tools of Radio Astronomy* (Springer, 2004)
17. D. Samtleben, these proceedings (2008)

Very-low-noise multiplexing with SQUIDs and SiGe HBTs for readout of large superconducting bolometer arrays

D. Prêle^{a,*}, G. Klisnick^a, G. Sou^a, M. Redon^a, E. Bréelle^b, F. Voisin^b, M. Piat^b

^aLaboratoire des Instruments et Systèmes d'Ile-de-France, UPMC-P6, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 5, France

^bAstroParticule et Cosmologie, UMR7164-P7, 10 rue A. Domon et L. Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France

Received 2 April 2007; accepted 18 May 2007

Available online 2 June 2007

Abstract

We present an ultra-low-noise instrumentation based on a standard BiCMOS SiGe 0.35 μm ASIC operating at cryogenic temperatures. The main functions of the electronic circuit are the readout and the multiplexing of SQUIDs/TES arrays. We report the cryogenic operation of the ASIC dedicated to the readout of a 2×4 pixel demonstrator array. We particularly emphasise on the development, and the test phases of an ultra-low-noise ($0.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) cryogenic amplifier designed with two multiplexed input. The cryogenic SiGe amplifier coupled to a SQUID in a FLL operating at 4.2 K is also presented.

© 2007 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: Cryo-electronic; SiGe BiCMOS technology; SQUID array; Time multiplexing

1. Introduction

For millimetric and submillimetric wave detection, very low critical temperature Transition Edge Sensors (TES) allow to reach the photon noise level of the observed source. To overcome this systematic observation error, the number of detectors has to be drastically increased to have the full benefit of the TES performances [1].

The readout of large TES arrays (M lines \times N columns > 1000 pixels) therefore requires ultra-low-noise amplification and multiplexing electronics. Using a first-stage transducer such as a Superconducting Quantum Interference Device (SQUID) allows unequal performances in the signal processing and its operation at cryogenic temperatures. Furthermore, when M SQUIDs are connected in series (Fig. 1), the SQUID switching capabilities can be used as a first-stage multiplexer [2].

However, the linearisation of the SQUID characteristics requires a large voltage gain amplifier to generate a Flux Lock Loop (FLL; Fig. 2). The noise associated with this amplifier is often excessive for an optimum FLL operation.

In fact, the intrinsic output voltage SQUID noise is of the order of the $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ [3], which cannot be easily matched with the input noise of an amplifier operating at room temperature.

Furthermore, when an M SQUID array is considered, the amplifier input voltage noise should be reduced by a factor \sqrt{M} [4]. Thus, to obtain a voltage noise of the order of a fraction of a $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, the amplifier should be operated at very low temperature.

Using a standard technology should allow the conception of a very large integrated ASIC including amplifiers, multiplexing components for each SQUID columns as well as for switching current sources for the SQUID biasing and for the addressing circuit for the whole array. For a low-frequency application, i.e. for a low-frequency signal of the order of 100 Hz, bipolar technology was chosen for its lower intrinsic noise at low frequencies as compared to the one of the MOS technology. Also, the use of bipolar technology is more appropriate because of the large voltage gain requirement. As a matter of fact, when compared to the MOS transistor, the transconductance g_m of a bipolar transistor is larger and increases following a $1/T$ law when the temperature decreases. However, the so-called freeze-out effect proscribes the use at 4.2 K of Bipolar Junction

*Corresponding author.

E-mail address: prele@lisif.jussieu.fr (D. Prêle).

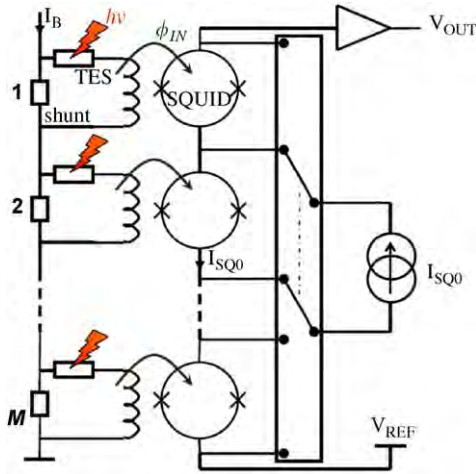


Fig. 1. Time domain multiplexing with SQUID for TES readout.

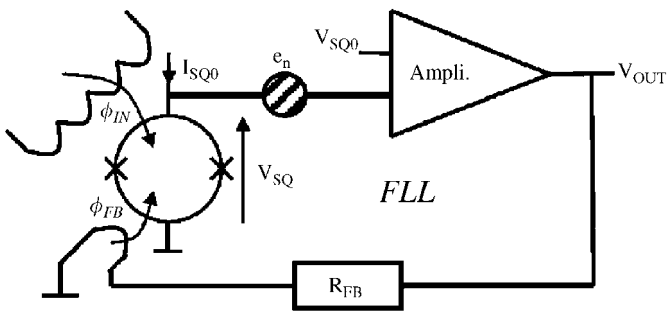


Fig. 2. Flux Lock Loop scheme used to increase the input signal dynamic ϕ_{IN} of a SQUID with a high-voltage gain amplifier having a low input voltage noise (e_n).

Transistor (BJT). Heterojunction Bipolar Transistor (HBT) SiGe are less sensitive to the freeze-out effect due to the Germanium incorporated in the base allowing higher doping levels. Thus, the emitter–base heterojunction (Si–SiGe) increases the emitter injection efficiency allowing a lower doping difference between emitter and base than for a BJT, without degrading the current gain.

The cryogenic operation of two distinct BiCMOS SiGe of Austria Micro Systems (AMS) foundry was demonstrated [5]. The MOS transistors available from BiCMOS SiGe technology are less sensitive to temperature variations and even though they have lower voltage gain and higher $1/f$ noise, they remain good devices for digital addressing circuit realisation with negligible power consumption. Thus, an ASIC using AMS BiCMOS SiGe $0.35\ \mu\text{m}$ technology was developed allowing the readout of a demonstrator array of two columns of four SQUIDs each. A topology coupling the amplification stage to the analogue multiplexer of the two columns ($N = 2$) was designed using SiGe HBTs. With such topology, a white noise of $0.2\ \text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ was measured at 4.2 K.

2. Ultra-low-noise multiplexing topology

Multiplexing between the N columns can be obtained by using MOS switches (Fig. 3a). For an ultra-low-noise

application, the signal must be amplified before it passes through the switches as the switches are generally an important source of noise. Therefore, the number of amplifier has to be multiplied by N . For a large array, the power consumption of N amplifiers can be considerable and not compatible with cryogenic applications. Therefore, a circuit which sequentially biases the needed amplifier was included in the ASIC design. Using such sequential biasing circuit, one can connect the output of the amplifiers making redundant the use of the MOS switches along the signal path (Fig. 3b). Thus, one obtains a cryogenic amplifier with ultra-low-noise performances together with a low consumption multiplexing circuit.

3. Measurements

Fig. 4 shows the input voltage noise of the cryogenic amplifier obtained at 300 and 4.2 K in the 1 kHz–1 MHz frequency range with the previously described multiplexed input. Within this frequency range, a constant voltage gain of 200 was measured at 4.2 K in a differential mode. The white noise level decreases drastically to reach a value of $0.2\ \text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 4.2 K. However, the low-frequency noise remains considerable for the two temperatures. The measurements and modelling of the $1/f$ noise of the

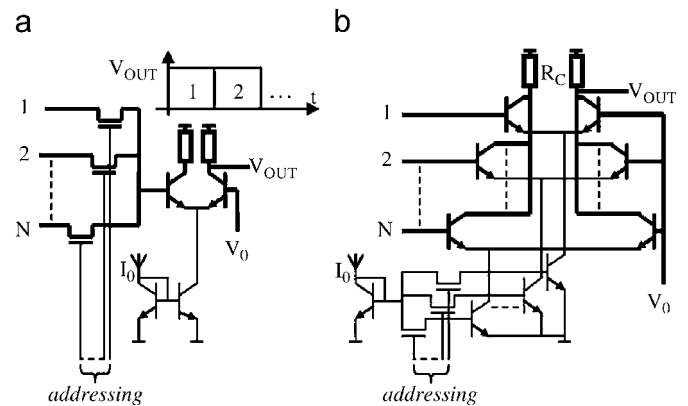


Fig. 3. Time domain multiplexing principle: with MOS switches before amplification (a) and without switches along the signal path (b).

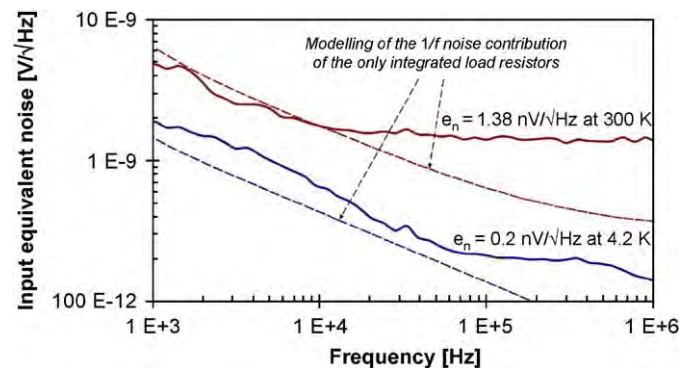


Fig. 4. Input voltage noise of the cryogenic amplifier with the multiplexed input measured at 300 and 4.2 K.

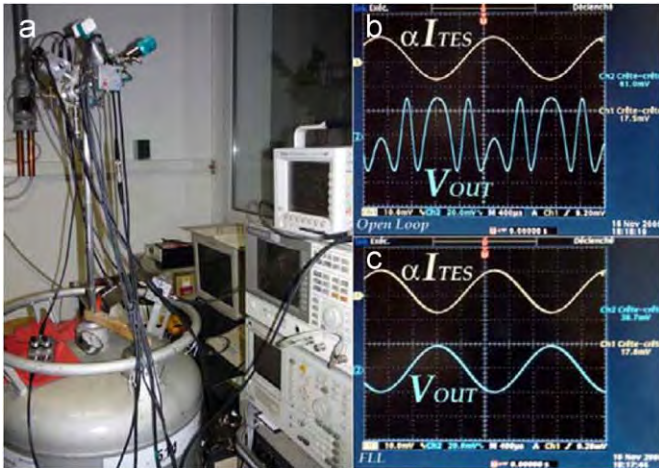


Fig. 5. Cryogenic testing setup: (a) SQUID input signal and SiGe amplifier output in open loop (b) and SQUID response operated in FLL with the SiGe amplifier.

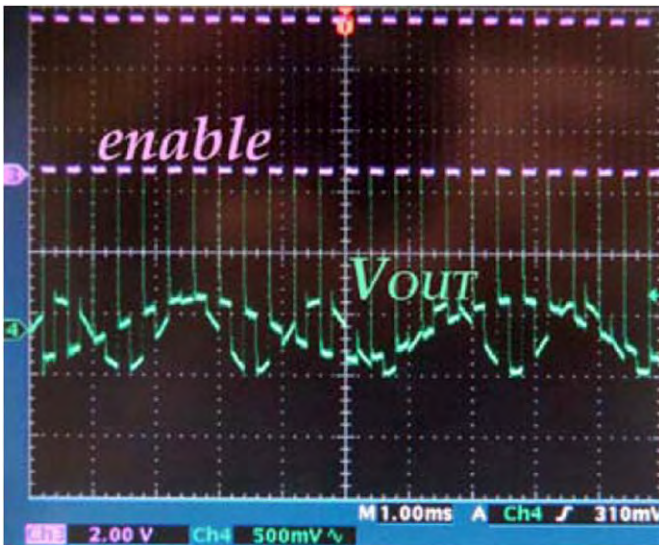


Fig. 6. Signals obtained at the output of the multiplexed amplifiers (200 and 500 Hz) at a clock frequency of 20 kHz (let enable = 2.5 kHz for 8 pixels).

R_C load resistors has showed that the nature of the integrated resistors was at the origin of the excess noise whereas the $1/f$ contribution of the HBT noise is expected below 1 kHz.

Such a cryogenic amplifier was coupled to a SQUID (CS Blue Supracon) to realise a FLL and to obtain a voltage gain of 80,000 for a 1Ω sensor connected at the input of the SQUID (Fig. 5). In this configuration, the intrinsic noise of a 1Ω TES cooled down at 300 mK can be measured.

To characterise the multiplexing capabilities of the amplifiers, the operation at 4.2 K of the digital CMOS command, which addresses sequentially the amplifiers and the current sources, was firstly validated. The multiplexing

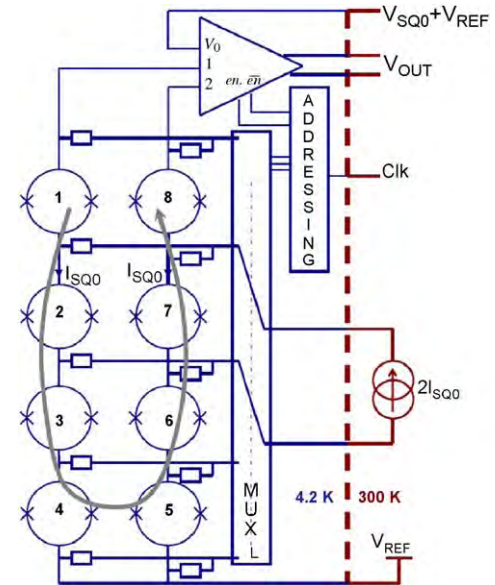


Fig. 7. Coupling scheme of the SQUID array with the cryogenic ASIC (Amplifiers, Addressing and sequentially switched current sources).

circuit of the amplifier was characterised by applying two signals at different frequencies (200 and 500 Hz) on the inputs of the amplifier and the amplified signals were measured on the output sequentially at the frequency of the enable-generated signal (Fig. 6).

Using such an ASIC, the readout scan of a 2×4 SQUID demonstrator array can be achieved (Fig. 7) with the amplifier and the current sources selecting, respectively, the columns and the lines.

4. Conclusion

In this paper we report on the design and characterisation of a BiCMOS SiGe ASIC operating at 4.2 K. The functions required for the SQUID array readout were implemented. An original topology avoiding the use of switches along the signal path allowed a voltage white level of $0.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 4.2 K to be measured.

With such a cryogenic ASIC coupled to a SQUID in an FLL, we obtained an instrumentation having noise figures comparable to the thermal noise of a TES cooled down at 300 mK.

References

- [1] M.J. Griffin, J.J. Bock, W.K. Gear, Appl. Opt. 41 (2002) 6543.
- [2] A.T. Lee, Nucl. Instr. and Meth. A 559 (2006) 786.
- [3] D. Drung, Advanced SQUID read-out electronics, in: H. Weinstock (Ed.), SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Application, NATO ASI Series, 1996, p. 63.
- [4] K.D. Irwin, Physica C 368 (2002) 203.
- [5] D. Prêle, G. Klisnick, G. Sou, M. Redon, F. Voisin, E. Bréelle, M. Piat, ICSICT 8th, 2006, p. 191.

The cosmic microwave background anisotropy power spectrum measured by Archeops

A. Benoît¹, P. Ade², A. Amblard^{3,24}, R. Ansari⁴, É. Aubourg^{5,24}, S. Bargo⁴, J. G. Bartlett^{3,24}, J.–Ph. Bernard^{7,16}, R. S. Bhatia⁸, A. Blanchard⁶, J. J. Bock^{8,9}, A. Boscaleri¹⁰, F. R. Bouchet¹¹, A. Bourrachot⁴, P. Camus¹, F. Couchot⁴, P. de Bernardis¹², J. Delabrouille^{3,24}, F.–X. Désert¹³, O. Doré¹¹, M. Douspis^{6,14}, L. Dumoulin¹⁵, X. Dupac¹⁶, P. Filliatre¹⁷, P. Fosalba¹¹, K. Ganga¹⁸, F. Gannaway², B. Gautier¹, M. Giard¹⁶, Y. Giraud–Héraud^{3,24}, R. Gispert^{7†*}, L. Guglielmi^{3,24}, J.–Ch. Hamilton^{3,17}, S. Hanany¹⁹, S. Henrot–Versillé⁴, J. Kaplan^{3,24}, G. Lagache⁷, J.–M. Lamarre^{7,25}, A. E. Lange⁸, J. F. Macías–Pérez¹⁷, K. Madet¹, B. Maffei², Ch. Magneville^{5,24}, D. P. Marrone¹⁹, S. Masi¹², F. Mayet⁵, A. Murphy²⁰, F. Naraghi¹⁷, F. Nati¹², G. Patanchon^{3,24}, G. Perrin¹⁷, M. Piat⁷, N. Ponthieu¹⁷, S. Prunet¹¹, J.–L. Puget⁷, C. Renault¹⁷, C. Rosset^{3,24}, D. Santos¹⁷, A. Starobinsky²¹, I. Strukov²², R. V. Sudiwala², R. Teyssier^{11,23}, M. Tristram¹⁷, C. Tucker², J.–C. Vanel^{3,24}, D. Vibert¹¹, E. Wakui², and D. Yvon^{5,24}

¹ Centre de Recherche sur les Très Basses Températures, BP 166, 38042 Grenoble Cedex 9, France

² Cardiff University, Physics Department, PO Box 913, 5 The Parade, Cardiff, CF24 3YB, UK

³ Physique Corpusculaire et Cosmologie, Collège de France, 11 Pl. M. Berthelot, 75231 Paris Cedex 5, France

⁴ Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, BP 34, Campus Orsay, 91898 Orsay Cedex, France

⁵ CEA-CE Saclay, DAPNIA, Service de Physique des Particules, Bât. 141, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France

⁶ Laboratoire d'Astrophysique de l'Obs. Midi-Pyrénées, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

⁷ Institut d'Astrophysique Spatiale, Bât. 121, Université Paris XI, 91405 Orsay Cedex, France

⁸ California Institute of Technology, 105-24 Caltech, 1201 East California Blvd, Pasadena CA 91125, USA

⁹ Jet Propulsion Laboratory, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, California 91109, USA

¹⁰ IROE–CNR, via Panciatichi, 64, 50127 Firenze, Italy

¹¹ Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

¹² Gruppo di Cosmologia Sperimentale, Dipart. di Fisica, Univ. "La Sapienza", P. A. Moro, 2, 00185 Roma, Italy

¹³ Laboratoire d'Astrophysique, Obs. de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

¹⁴ Nuclear and Astrophysics Laboratory, Keble Road, Oxford, OX1 3RH, UK

¹⁵ CSNSM–IN2P3, Bât. 108, Campus Orsay, 91405 Orsay Cedex, France

¹⁶ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, BP 4346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

¹⁷ Institut des Sciences Nucléaires, 53 avenue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex, France

¹⁸ Infrared Processing and Analysis Center, Caltech, 770 South Wilson Avenue, Pasadena, CA 91125, USA

¹⁹ School of Physics and Astronomy, 116 Church St. S.E., University of Minnesota, Minneapolis MN 55455, USA

²⁰ Experimental Physics, National University of Ireland, Maynooth, Ireland

²¹ Landau Institute for Theoretical Physics, 119334 Moscow, Russia

²² Space Research Institute, Profsoyuznaya St. 84/32, Moscow, Russia

²³ CEA-CE Saclay, DAPNIA, Service d'Astrophysique, Bât. 709, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France

²⁴ Fédération de Recherche APC, Université Paris 7, Paris, France

²⁵ LERMA, Observatoire de Paris, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France

Received 16 October 2002 / Accepted 15 December 2002

Send offprint requests to: A. Benoît,
e-mail: benoit@grenoble.cnrs.fr

* Richard Gispert passed away few weeks after his return from the early mission to Trapani.

Abstract. We present a determination by the Archeops experiment of the angular power spectrum of the cosmic microwave background anisotropy in 16 bins over the multipole range $\ell = 15\text{--}350$. Archeops was conceived as a precursor of the Planck HFI instrument by using the same optical design and the same technology for the detectors and their cooling. Archeops is a balloon-borne instrument consisting of a 1.5 m aperture diameter telescope and an array of 21 photometers maintained at ~ 100 mK that are operating in 4 frequency bands centered at 143, 217, 353 and 545 GHz. The data were taken during the Arctic night of February 7, 2002 after the instrument was launched by CNES from Esrange base (Sweden). The entire data cover $\sim 30\%$ of the sky. This first analysis was obtained with a small subset of the dataset using the most sensitive photometer in each CMB band (143 and 217 GHz) and 12.6% of the sky at galactic latitudes above 30 degrees where the foreground contamination is measured to be negligible. The large sky coverage and medium resolution (better than 15 arcmin) provide for the first time a high signal-to-noise ratio determination of the power spectrum over angular scales that include both the first acoustic peak and scales probed by COBE/DMR. With a binning of $\Delta\ell = 7$ to 25 the error bars are dominated by sample variance for ℓ below 200. A companion paper details the cosmological implications.

Key words. cosmic microwave background – cosmology: observations – submillimeter

1. Introduction

Observations of the Cosmic Microwave Background (CMB) temperature anisotropies have provided answers to fundamental questions in cosmology. The observational determination of the CMB angular power spectrum has already led to important insights on the structure and evolution of the universe. Most notable are the conclusions that the geometry of space is essentially flat (Miller et al. 1999; de Bernardis et al. 2000; Hanany et al. 2000) and that the measurements are consistent with the inflationary paradigm (Netterfield et al. 2002; Lee et al. 2001; Halverson et al. 2002; Sievers et al. 2002; Rubiño-Martín et al. 2002). Since the first detection of CMB anisotropy with COBE/DMR (Smoot et al. 1992), a host of experiments have measured the spectrum down to sub-degree scales, but measurements at large angular scales remain difficult, due to the large sky coverage required to access these modes. This difficulty will be overcome by the future full-sky space missions MAP and Planck.

This paper presents the first results from Archeops, an experiment designed to obtain large sky coverage in a single balloon flight. A detailed description of the instrument inflight performance will be given in Benoît et al. (2003b); here we provide only essential information. Archeops¹ is a balloon-borne experiment with a 1.5 m off-axis Gregorian telescope and a bolometric array of 21 photometers operating at frequency bands centered at 143 GHz (8 bolometers), 217 GHz (6), 353 GHz (6 = 3 polarized pairs) and 545 GHz (1). The focal plane is maintained at a temperature of ~ 100 mK using a ³He–⁴He dilution cryostat. Observations are carried out by turning the payload at 2 rpm producing circular scans at a fixed elevation of ~ 41 deg. Observations of a single night cover a large fraction of the sky as the circular scans drift across the sky due to the rotation of the Earth.

2. Observations and processing of the data

The experiment was launched on February 7, 2002 by the CNES² from the Swedish balloon base in Esrange, near Kiruna, Sweden, 68°N, 20°E. It reached a float altitude of ~ 34 km and landed 21.5 hours later in Siberia near Noril'sk, where it was recovered by a Franco-Russian team. The night-time scientific

¹ See <http://www.archeops.org>

² Centre National d'Études Spatiales, the French national space agency.

observations span 11.7 hours of integration from 15.3 UT to 3.0 UT the next day. Figure 1 shows the Northern galactic part of the sky observed during the flight.

A detailed description of the data processing pipeline will be given in Benoît et al. (2003c). Pointing reconstruction, good to 1 arcmin, is performed using data from a bore-sight mounted optical star sensor aligned to each photometer using Jupiter observations. The raw Time Ordered Information (TOI), sampled at 153 Hz, are preprocessed to account for the readout electronics and response variations. Corrupted data (including glitches), representing less than 1.5%, are flagged. Low frequency drifts correlated to various templates (altitude, attitude, temperatures, CMB dipole) are removed from the data. To remove residual dust and atmospheric signal, the data are decorrelated with the high frequency photometers and a synthetic dust timeline (Schlegel et al. 1998).

The CMB dipole is the prime calibrator of the instrument. The absolute calibration error against the dipole measured by COBE/DMR (Fixsen et al. 1994) is estimated to be less than 4% (resp. 8%) in temperature at 143 GHz (resp. 217 GHz). Two other independent calibration methods, both with intrinsic uncertainty of $\sim 10\%$, give responsivities relative to the dipole calibration at 143 (resp. 217 GHz) of -5 (resp. $+6\%$) on Jupiter and -20 (resp. -5%) with COBE-FIRAS Galactic Plane emission.

The beam shapes of the photometers measured on Jupiter are moderately elliptical, having a ratio of the major to minor axis of 1.2 (resp. 1.5) at 143 GHz (resp. 217 GHz), and have an equivalent *FWHM* of 11 arcmin (resp. 13). The error in beam size is less than 10%. The effective beam transfer function for each photometer, determined with simulations, is taken into account in the analysis and is in excellent agreement with analytical estimates (Fosalba et al. 2002).

3. Analysis

In this paper, we use data from only a single detector at each of the CMB frequencies, 143 and 217 GHz, with a sensitivity of 90 and $150 \mu\text{K}_{\text{CMB}} \cdot \text{s}^{1/2}$ respectively. To avoid the necessity of detailed modelling of Galactic foregrounds, we restrict the sky coverage to $b > +30$ deg, giving a total of $\sim 100\,000$ 15 arcmin pixels (HEALPIX *nside* = 256) covering 12.6% of the sky (see Fig. 1). To extract the CMB power spectrum, we use the MASTER analysis methodology (Hivon et al. 2002),

Archeops KS3 CMB map

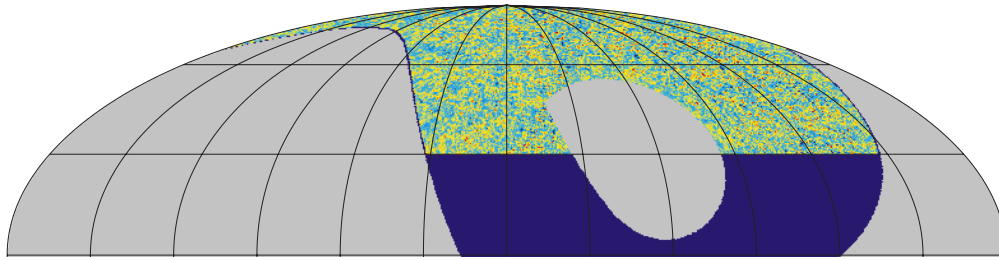


Fig. 1. Archeops CMB map (Galactic coordinates, centered on the Galactic anticenter, Northern hemisphere) in HEALPIX pixelisation (Gorski et al. 1998) with 15 arcmin pixels and a 15 arcmin Gaussian smoothing. The map is a two-photometers coaddition. The dark blue region is not included in the present analysis because of possible contamination by dust. The colors in the map range from -500 to $500 \mu\text{K}_{\text{CMB}}$.

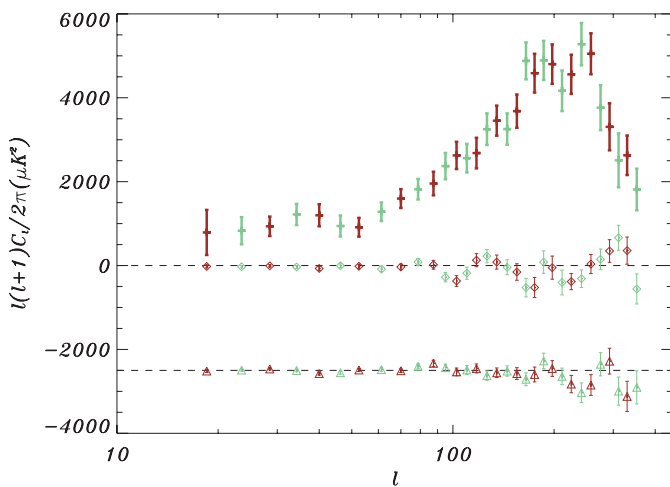


Fig. 2. The Archeops CMB power spectrum for the combination of the two photometers. Green and red data points correspond to two overlapping binnings and are therefore not independent. The light open diamonds show the null test resulting from the self difference (SD) of both photometers and the light open triangles correspond to the difference (D) of both photometers (shifted by $-2500 \mu\text{K}^2$ for clarity) as described in Sect. 4 and shown in Table 1.

which achieves speed by employing sub-optimal (but unbiased) map-making and spectral determinations.

First, the Fourier noise power spectrum is estimated for each photometer. Signal contamination is avoided by subtracting the data projected onto a map (and then re-read with the scanning strategy) from the initial TOI. This raw noise power spectrum is then corrected for two important effects (Benoît et al. 2003d): (i) pixelisation of the Galactic signal that leads to an overestimate of the noise power spectrum: sub-pixel frequencies of the signal are not subtracted from the initial TOI leaving extra signal at high frequency; (ii) due to the finite number of samples per pixel, noise remains in the map and is subtracted from the initial TOI, inducing an underestimation of the actual noise in the final TOI (Ferreira & Jaffe 2000; Stompor et al. 2002). Simulations, including realistic noise, Galactic dust and CMB anisotropies, indicate that both corrections are independent of the shape of the true noise power spectrum, and thus permit an unbiased estimate of the latter with an accuracy better than 1% at all frequencies. The corresponding uncertainty in the noise power spectrum estimation is included in the error bars of the C_ℓ spectrum.

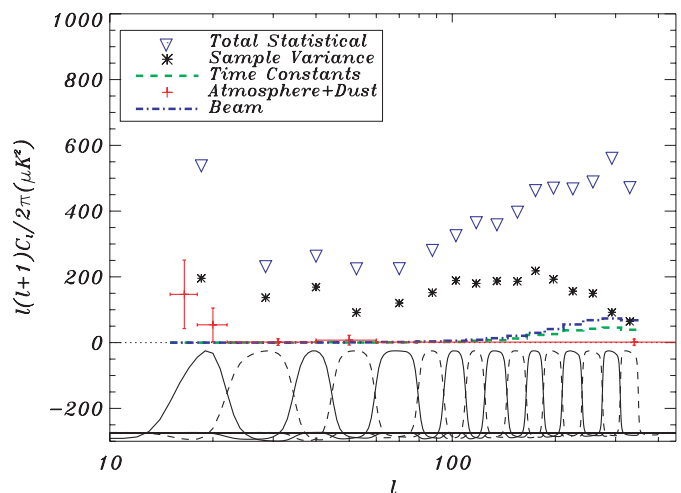


Fig. 3. Contamination by systematics: the Archeops CMB power spectrum statistical error bars (including noise and sample variance) are shown as the blue triangles. The large error bar in the first bin mainly comes from the high-pass filtering. A conservative upper-limit to contamination by dust and atmospheric signal is shown in red crosses, with a ℓ different binning to enhance the low ℓ side. Beam and time constants uncertainties are shown in dot-dashed blue and dashed green (see text). The 7% temperature calibration uncertainty is not shown here. The window functions are shown at the bottom of the figure.

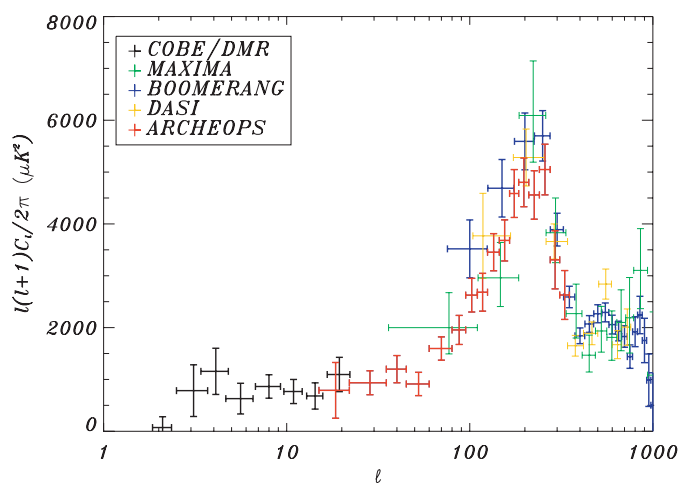


Fig. 4. The Archeops power spectrum compared with results of COBE, Boomerang, Dasi, Maxima (Tegmark 1996; Netterfield et al. 2002; Lee et al. 2001; Halverson et al. 2002).

We construct maps by bandpassing the data between 0.3 and 45 Hz, corresponding to about 30 deg and 15 arcmin scales, respectively. The high-pass filter removes remaining atmospheric and galactic contamination, the low-pass filter suppresses non-stationary high frequency noise. The filtering is done in such a way that ringing effects of the signal on bright compact sources (mainly the Galactic plane) are smaller than $\sim 36 \mu\text{K}^2$ on the CMB power spectrum in the very first ℓ -bin, and negligible for larger multipoles. Filtered TOI of each absolutely calibrated detector are co-added on the sky to form detector maps. The bias of the CMB power spectrum due to filtering is accounted for in the MASTER process through the transfer function. The map shown in Fig. 1 is obtained by combining the maps of each of the photometers. A $1/\sigma^2$ weighting of the data was done in each pixel, where σ^2 is the variance of the data in that pixel. This map shows significant extra variance compared to the difference map on degree angular scales which is attributed to sky-stationary signal.

We estimate the CMB power spectrum in 16 bins ranging from $\ell = 15$ to $\ell = 350$. The window functions derived from the multipole binning and renormalized to equal amplitude for clarity are shown at the bottom of Fig. 3. They are nearly top-hat functions due to the large sky coverage. The bins can therefore be approximated as independent: off-diagonal terms in the covariance matrix are less than $\sim 12\%$. For the purpose of estimating the power spectrum we made a map that combines the data of the two photometers using two different weighting techniques. Up to $\ell = 310$ the data of each photometer has equal weight and at larger ℓ values the data is noise weighted. This is valid because the multipole bins are nearly independent. It is also advantageous because it minimizes the overall statistical noise over the entire ℓ spectrum; equal weighting gives smaller error bars at small ℓ and noise weighting gives smaller error bars at large ℓ .

4. Results and consistency tests

The Archeops power spectrum is presented in Fig. 2 and in Table 1. Two different binnings corresponding to overlapping, shifted window functions (therefore not independent) were used. Archeops provides the highest ℓ resolution up to $\ell = 200$ ($\Delta\ell$ from 7 to 25) and most precise measurement of the angular power spectrum for $15 < \ell < 300$ to date. Sample-variance contributes 50% or more of the total statistical error up to $\ell \sim 200$.

The Archeops scanning strategy (large circles on the sky) provides a robust test of systematic errors and data analysis procedures: by changing the sign of the filtered TOIs every other circle, a TOI that should not contain any signal is obtained once it is projected on the sky. This TOI has the same noise power spectrum as the original one. This null test is referred to as the self-difference (*SD*) test. The angular power spectrum of such a dataset should be consistent with zero at all multipoles because successive circles largely overlap. This test has been performed with the two photometers independently. The spectra are consistent with zero at all modes: χ^2/ndf of 21/16 (resp. 27/16) at 143 GHz (resp. 217 GHz). Performed on the two-photometers co-added map, the same test gives a power spectrum consistent with zero, with a χ^2/ndf of 25/16 (see

Table 1. The Archeops CMB power spectrum for the best two photometers (third column). Data points given in this table correspond to the red points in Fig. 2. The fourth column shows the power spectrum for the self difference (*SD*) of the two photometers as described in Sect. 4. The fifth column shows the power spectrum for the difference (*D*) between the two photometers.

ℓ_{\min}	ℓ_{\max}	$\frac{\ell(\ell+1)C_\ell}{(2\pi)} (\mu\text{K})^2$	<i>SD</i> ($\mu\text{K})^2$	<i>D</i> ($\mu\text{K})^2$
15	22	789 ± 537	-21 ± 34	-14 ± 34
22	35	936 ± 230	-6 ± 25	34 ± 21
35	45	1198 ± 262	-69 ± 45	-75 ± 35
45	60	912 ± 224	-18 ± 50	9 ± 37
60	80	1596 ± 224	-33 ± 63	-8 ± 44
80	95	1954 ± 280	17 ± 105	169 ± 75
95	110	2625 ± 325	-368 ± 128	-35 ± 92
110	125	2681 ± 364	127 ± 156	46 ± 107
125	145	3454 ± 358	82 ± 166	-57 ± 114
145	165	3681 ± 396	-154 ± 196	-75 ± 140
165	185	4586 ± 462	-523 ± 239	-97 ± 177
185	210	4801 ± 469	-50 ± 276	44 ± 187
210	240	4559 ± 467	-382 ± 192	-326 ± 206
240	275	5049 ± 488	35 ± 226	-349 ± 247
275	310	3307 ± 560	346 ± 269	220 ± 306
310	350	2629 ± 471	356 ± 323	-619 ± 358

Fig. 2). These results show that there is no significant correlated noise among the two photometers and that the noise model is correct. They limit the magnitude of non-sky-stationary signals to a small fraction of the sky-stationary signal detected in the maps.

A series of Jack-knife tests shows agreement between the first and second halves of the flight (the difference of the power spectra has $\chi^2/\text{ndf} = 21/16$), left and right halves of the map obtained with a cut in Galactic longitude ($\chi^2/\text{ndf} = 15/16$). Individual power spectra of the two photometers agree once absolute calibration uncertainties are taken into account. The power spectrum measured on the differences (*D*) between the two photometers is consistent with zero with a χ^2/ndf of 22/16 (Fig. 2) showing that the electromagnetic spectrum of the sky-stationary signal is consistent with that of the CMB. The measured CMB power spectrum depends neither on the Galactic cut (20, 30 and 40 degrees north from the Galactic plane), nor on the resolution of the maps (27, 14 and 7' pixel size) nor on the TOI high-pass filtering frequencies (0.3, 1 and 2 Hz).

Several systematic effects have been estimated and are summarized in Fig. 3, along with the statistical errors (blue triangles). The high frequency photometer (545 GHz) is only sensitive to dust and atmospheric emission, and thus offers a way to estimate the effect of any residual Galactic or atmospheric emission. Extrapolation of its power spectrum using a Rayleigh-Jeans spectrum times a ν^2 emissivity law between 545 and 217 GHz and as ν^0 between 217 and 143 GHz gives an upper-limit on the possible contamination by atmosphere (dominant) and dust. The combination of both is assumed to be much less than 50% of the initial contamination after the decorrelation process. The subsequent conservative upper-limit for dust and atmosphere contamination is shown in red crosses in Fig. 3. The contamination appears negligible in all bins but the first one ($\ell = 15$ to 22). High frequency spectral

leaks in the filters at 143 and 217 GHz were measured to give a contribution less than half of the above contamination. In the region used to estimate the CMB power spectrum there are 651 extragalactic sources in the Parkes–MIT–NRAO catalog. These sources are mainly AGN, and their flux decreases with frequency. We have estimated their contribution to the power spectrum using the WOMBAT tools (Sokasian et al. 2001). At 143 (resp. 217) GHz this is less than 2 (resp. 1) percent of the measured power spectrum at $\ell \sim 350$. The beam and photometer time constant uncertainties were obtained through a simultaneous fit on Jupiter crossings. Their effect is shown as the dot–dashed blue and green–dashed lines in Fig. 3. The beam uncertainty includes the imperfect knowledge of the beam transfer function for each photometer’s elliptical beam. Beam and time constants uncertainties act as a global multiplicative factor, but in the figure we show the 1σ effect on a theoretical power spectrum that has a good fit to the data. After the coaddition of the two photometers, the absolute calibration uncertainty (not represented in Fig. 3) is estimated as 7% (in CMB temperature units) with Monte–Carlo simulations.

As a final consistency test, the Archeops C_ℓ are computed using two additional independent methods. The first is based on noise estimation with an iterative multi–grid method, MAPCUMBA (Doré et al. 2001), simple map–making and C_ℓ estimation using SpICE (Szapudi et al. 2001) which corrects for mask effects and noise ponderation through a correlation function analysis. The second is based on MIRAGE iterative map–making (Yvon et al. 2003) followed by multi–component spectral matching (Cardoso et al. 2002; Patanchon et al. 2003; Delabrouille et al. 2002). All methods use a different map–making and C_ℓ estimation. Results between the three methods agree within less than one σ . This gives confidence in both the C_ℓ and in the upper–limits for possible systematic errors. Table 1 provides the angular power spectrum which is used for cosmological parameter extraction (Benoît et al. 2003a).

A comparison of the present results with other recent experiment and COBE/DMR is shown in Fig. 4. There is good agreement with other experiments, given calibration uncertainties, and particularly with the power COBE/DMR measures at low ℓ and the location of the first acoustic peak. Work is in progress to improve the intercalibration of the photometers, the accuracy and the ℓ range of the power spectrum: the low ℓ range will be improved increasing the effective sky area for CMB (which requires an efficient control of dust contamination), the high ℓ range will be improved by including more photometer pixels in the analysis.

5. Conclusions

The Archeops experiment has observed a large portion of the sky. Maps from the two highest sensitivity detectors at 143 and 217 GHz show consistent, sky–stationary anisotropy signal that appears inconsistent with any known astrophysical source other than CMB anisotropy. The angular power spectrum of this signal at multipoles between $\ell = 15$ and $\ell = 350$ shows a clear peak at $\ell \approx 200$. These results are consistent with predictions by inflationary–motivated cosmologies. Archeops provides the highest signal–to–noise ratio mapping of the first acoustic peak and its low– ℓ side of any experiment to date and covers the

largest number of decades in ℓ . It has been obtained with a limited integration time (half a day) using a technology similar to that of the Planck HFI experiment. An extensive set of tests limits the contribution of systematic errors to a small fraction of the statistical and overall calibration errors in the experiment. More data reduction is under way to increase the accuracy and ℓ range of the power spectrum. The determination of cosmological parameters are discussed in a companion paper (Benoît et al. 2003a).

Acknowledgements. The authors would like to thank the following institutes for funding and balloon launching capabilities: CNES (French space agency), PNC (French Cosmology Program), ASI (Italian Space Agency), PPARC, NASA, the University of Minnesota, the American Astronomical Society and a CMBNet Research Fellowship from the European Commission. Healpix package was used throughout the data analysis (1998).

References

- Benoît, A., Ade, P., Amblard, A., et al. 2002a, *Astropart. Phys.*, 17, 101
- Benoît, A., Ade, P., Amblard, A., et al. 2003a, *A&A*, 399, L25
- Benoît, A., Ade, P., Amblard, A., et al. 2003b, in preparation
- Benoît, A., Ade, P., Amblard, A., et al. 2003c, in preparation
- Benoît, A., Ade, P., Amblard, A., et al. 2003d, in preparation
- de Bernardis, P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2000, *Nature*, 404, 955
- Cardoso, J. F., Snoussi, H., Delabrouille, J., & Patanchon, G. 2002, *Proc. EUSIPCO02 Conf.*, Toulouse, Sep. 2002 [astro-ph/0209466]
- Delabrouille, J., Cardoso, J. F., & Patanchon, G. 2002, *MNRAS*, submitted [astro-ph/0211504]
- Doré, O., Teyssier, R., Bouchet, F. R., Vibert, D., & Prunet, S. 2001, *A&A*, 374, 358
- Ferreira, P. G., & Jaffe, A. H. 2000, *MNRAS*, 312, 89
- Fixsen, P. J., Cheng, E. S., Cottingham, D. A., et al. 1994, *ApJ*, 420, 445
- Fosalba, P., Doré, O., & Bouchet, F. R. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 63003
- Gorski, K. M., Hivon, E., & Wandelt, B. D. 1998, *Proc. of the MPA/ESO Conf. on Evolution of Large-Scale Structure: from Recombination to Garching*, 2–7 August 1998, ed. A. J. Banday, R. K. Sheth, & L. Da Costa [astro-ph/9812350]
- Halverson, N. W., Leitch, E. M., Pryke, C., et al. 2002, *ApJ*, 568, 38
- Hanany, S., Ade, P., Balbi, A., et al. 2000, *ApJ*, 545, L5
- Hivon, E., Gorski, K. M., Netterfield, C. B., et al. 2002, *ApJ*, 567, 2
- Lee, A. T., Ade, P., Balbi, A., et al. 2001, *ApJ*, 561, L1
- Miller, A. D., Caldwell, R., Devlin, M. J., et al. 1999, *ApJ*, 524, L1
- Netterfield, C. B., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2002, *ApJ*, 571, 604
- Patanchon, G., Snoussi, H., Cardoso, J.-F., & Delabrouille, J. 2003, *Proc. of the PSIP03 Conf.*, Grenoble, January 2003 [astro-ph/0302078]
- Rubiño-Martin, J. A., Rebolo, R., Carreira, P., et al. 2002, *MNRAS*, submitted [astro-ph/0205367]
- Schlegel, D., Finkbeiner, D., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Sievers, J. L., Bond, J. R., Cartwright, J. K., et al. 2002, *ApJ*, submitted [astro-ph/0205387]
- Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., et al. 1992, *ApJ*, 396, L1
- Sokasian, A., Gawiser, E., & Smoot, G. F. 2001, *ApJ*, 562, L88
- Stompor, R., Balbi, A., Borrill, J. D., et al. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 022003
- Szapudi, I., Prunet, S., Pogosyan, D., Szalay, A. S., Bond, J. R., et al. 2001, *ApJ*, 548, L115
- Tegmark, M. 1996, *ApJ*, 464, L35
- Yvon, D., et al. 2003, in preparation

Cosmic background dipole measurements with the Planck-High Frequency Instrument

M. Piat¹, G. Lagache¹, J. P. Bernard¹, M. Giard², and J. L. Puget¹

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), Université Paris Sud, Bât. 121, 91405 Orsay Cedex, France

² Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR), 9 avenue du Colonel Roche, BP 4346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

Received 20 October 2001 / Accepted 28 June 2002

Abstract. This paper discusses the Cosmic Background (CB) dipole observations in the framework of the Planck mission. Dipole observations can be used in three ways: (i) It gives a measurement of the peculiar velocity of our Galaxy which is an important observation for large-scale structure formation models. (ii) Measuring the dipole can give information on the monopole that can be in some cases hard or impossible to measure due to large foreground contamination or instrumental design. (iii) The dipole can be an ideal absolute calibrator, easily detectable in cosmological experiments. Here, we study the accuracy of the Planck-HFI calibration using the Cosmic Microwave Background (CMB) dipole measured by COBE as well as the Earth orbital motion dipole. We show that for HFI we can reach a relative calibration between rings of about 1% and an absolute calibration better than 0.4% for the CMB channels. In the end, the absolute calibration will be limited by the uncertainties on the CMB temperature. We also show that Planck will be able to measure the CMB dipole direction at better than 1.7 arcmin and improve the accuracy of the amplitude. Second, we investigate the detection of the Cosmic Far-Infrared Background (FIRB) dipole. Measuring this dipole could give a new and independent determination of the FIRB for which a direct determination is quite difficult. We show that such a detection would require Galactic dust emission removal to better than 1%, which would be very hard to achieve.

Key words. cosmology: observations – cosmology: cosmic microwave background – space vehicles: instruments

1. Introduction: The Cosmic Background and its dipole signal

The Cosmic Background (CB) is the extragalactic part of the diffuse electromagnetic emission at all wavelengths. If the universe obeys the cosmological principle and is homogeneous and isotropic, this background is expected to be nearly isotropic in the rest frame where the matter in a large volume around the observer has no bulk velocity other than the Hubble expansion. The measurement of the intensity and Spectral Energy Distribution (SED) of this isotropic background is a difficult observational challenge. It requires a separation of this extragalactic component from all other diffuse foregrounds (interplanetary or interstellar emission). Although the CB was detected quite early in the radio (radio-galaxies), X rays and gamma rays as it dominates over the foregrounds, these components account for only 0.027% of the electromagnetic content of the present universe. The CB is dominated by the Cosmic Microwave Background (CMB) which accounts for 93% of the electromagnetic content of the present universe and is a truly diffuse component coming from the pre-galactic era of the universe. The second component in energy content is the radiation

from galaxies integrated over all redshifts in the ultraviolet-optical-near-infrared (stellar emission) and in the thermal and far infrared (re-emission of stellar radiation absorbed by interstellar dust). This component has been detected only recently, first in the far infrared in the COBE-FIRAS and COBE-DIRBE data (Puget et al. 1996; Fixsen et al. 1998; Hauser et al. 1998; Lagache et al. 2000) then in the optical with HST (Bernstein et al. 2001; Pozzetti et al. 1998) and near infrared (Gorjian et al. 2000; Dwek & Arendt 1998; Cambrésy et al. 2000; Wright 2001). These measurements have been complemented by very high-energy gamma ray absorption by this CB (see for example Stanev & Franceschini 1998; Renault et al. 2001) but are still affected by rather large uncertainties especially in the optical and mid infrared. Figure 1 shows the spectrum of the CB from radio to gamma rays (data from Gispert et al. 2000 for the part [30 nm; 1 mm] and from Halpern & Scott 1999 for the radio part).

The CB should display a dipole anisotropy associated with the peculiar motion of the observer with respect to the local cosmological standard of rest. This peculiar motion was first detected for the CMB by Kogut et al. (1993). It is composed of several terms: the peculiar motion of the Sun (sum of the Galaxy peculiar velocity and the velocity of the Sun due to the rotation of our Galaxy), the Earth velocity along its orbit

Send offprint requests to: M. Piat,
e-mail: michel.piat@ias.u-psud.fr

around the Sun and the specific motion of the observer with respect to the Earth (orbital motion of the satellite for example). The main term is the first one with a velocity of about 369 km s^{-1} in the direction $(l, b) \approx (264.3^\circ, 48.0^\circ)$ (Lineweaver et al. 1996). The second contributor of the observer peculiar motion is the Earth orbital motion, which induces a sinusoidal term with an amplitude of about 30 km s^{-1} . It is thus about 8% of the first one but is perfectly known in amplitude and direction and changes periodically with time during the year. The COBE-DMR experiment has measured these terms accurately. Fixsen et al. (1996) has shown that the CMB spectrum absolutely measured with the COBE-FIRAS experiment with high accuracy could also be measured using its dipole anisotropy. The two spectra obtained were compatible within error bars. The peculiar motion of the galaxy has also been measured with respect to distant galaxies as an anisotropy in the Hubble constant (Lauer & Postman 1994; Blake & Wall 2002). Although the accuracy is not very high, the value obtained is compatible with that measured by COBE (Scaramella et al. 1991; Kogut et al. 1993). These measurements confirm that the rest frame defined as the one in which the CMB is isotropic coincides with the rest frame defined by the galaxies on large scales.

Motion with velocity $\beta = v/c$ through an isotropic radiation field of intensity $I(\nu)$ yields an observed intensity given by:

$$I_{\text{obs}}(\nu, \theta) = \frac{I[\nu(1 - \beta \cos \theta)]}{(1 - \beta \cos \theta)^3} \quad (1)$$

where ν is the frequency and θ is the angle between β and the direction of observation, these two parameters being measured in the observer's frame. The spectral intensity of the dipole amplitude is therefore given by:

$$\begin{aligned} I_{\text{dip}}(\nu) &= I_{\text{obs}}(\nu, \theta = 0^\circ) - I_{\text{obs}}(\nu, \theta = 90^\circ) \\ &\approx \beta \cos \theta \left(3I(\nu) - \nu \frac{dI}{d\nu}(\nu) \right) \text{ for } \beta \ll 1. \end{aligned} \quad (2)$$

The spectral intensity of the CB dipole amplitude is shown in Fig. 1 and its relative level in Fig. 2.

The dipole anisotropy of the CB has a two-fold interest for future CB projects:

- at frequencies where the separation of the CB from foregrounds is difficult (from submillimeter to ultraviolet), an accurate measurement of the dipole anisotropy will give the SED of the CB independently of the interstellar and interplanetary foregrounds, which do not show a dipole anisotropy;
- a very accurate measurement of the CMB dipole anisotropy over a one year period should allow to use the dipole anisotropy associated with the orbital motion of the Earth around the Sun as the best photometric calibrator for extended sources in the microwave region of the spectrum. It should therefore improve the determination of the peculiar motion of the solar system. This is possible due to the Planckian nature of the CMB and the accuracy of its temperature measured with the FIRAS spectrometer. The CMB today provides an extended photometric standard with an accuracy better than 2×10^{-3} in thermodynamic temperature (Fixsen et al. 1996).

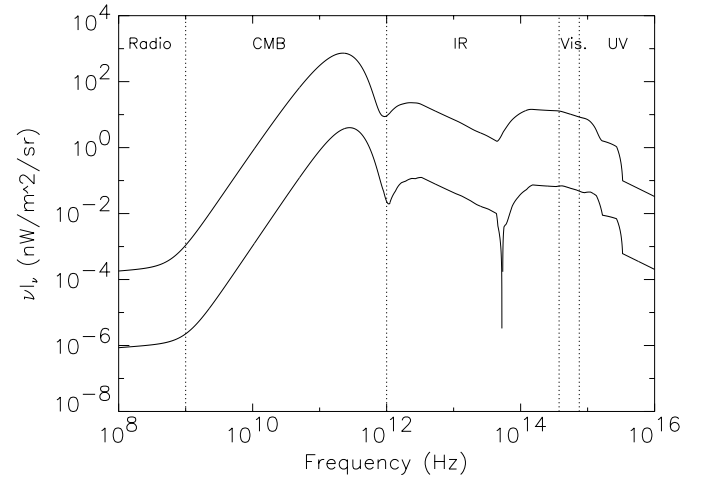


Fig. 1. Spectrum of the CB (top) and its dipole amplitude (bottom) from radio to ultra-violet.

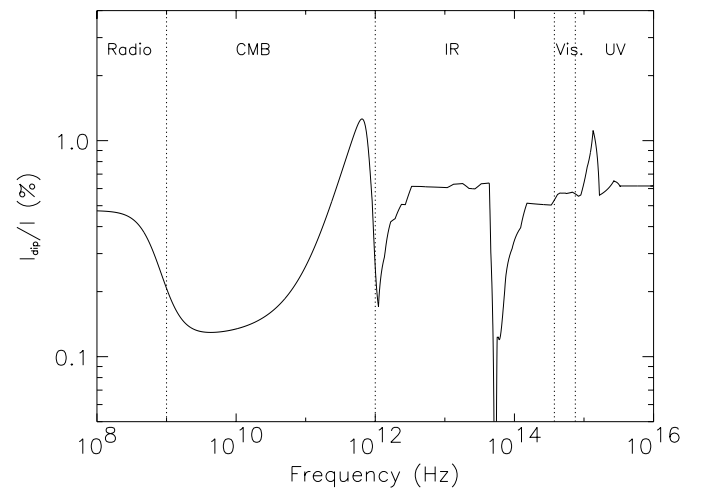


Fig. 2. Amplitude of the CB dipole relative to the CB intensity expressed in % from radio to ultra-violet.

This paper explores these two questions in the context of the Planck mission and specifically its High Frequency Instrument (Planck-HFI, Lamarre 1998). It is divided in 2 parts. The first one deals with the calibration of Planck-HFI using the CMB dipoles. In Sect. 2, we present the calibration philosophy of Planck, while Sect. 3 concerns more specifically the calibration accuracy. The second part, in Sect. 4, is a study of the detectability of the Far InfraRed Background (FIRB) dipole.

2. Planck-HFI calibration philosophy

Different sources will be used to monitor the response inflight or to get the photometric calibration of the Planck-HFI channels:

- extended sources: the CMB dipole, the Earth orbital motion dipole, the Galactic disc and eventually maps from Herschel-SPIRE;
- point sources: planets, infrared galaxies and asteroids.

It should be noted that the spectral intensity of the CMB monopole measured with high precision by COBE-FIRAS cannot be used as a source of calibration for Planck-HFI. Since bolometer detectors have a non-linear output response with respect to the input power, a small and known signal modulation is needed to determine the photometric calibration. HFI has been designed to map small CMB fluctuations and is therefore not sensible to the monopole term.

A general principle throughout the calibration for all channels is that relative calibrations will be established as precisely as possible between individual scans before establishing an absolute calibration for all data.

As will be seen in the next section, for channels dominated by the CMB (100 GHz to 217 GHz), the dipole signal from the CMB can be used to measure the relative response variations to the first order on all useful timescales since it is an extended source available over the whole mission. The amplitude and direction of the cosmic dipole has been measured by COBE. It will be remeasured independently by Planck using the dipole from the Earth orbital motion as the primary calibrator of the instrument absolute response.

For higher frequency channels for which signal is dominated by galactic dust emission, the calibration will be done by comparison with COBE-FIRAS map. The absolute calibration will also be done on the whole sky. The method to correct for relative response variations on different time scales is out of the scope of this paper. A short summary of the technique used is given below.

Relative calibration on a timescale of a week or more will be obtained with COBE-FIRAS data due to their large angular resolution (about 7°). On shorter timescales, a model of the detection chain could be used. The response variation of a bolometer depends on a few fixed (or very slowly varying) parameters such as the detector thermal conductance and the bias current. It also depends on changing parameters, mainly the temperature of the heat sink of the bolometer and the incident power background. This last quantity is directly related to the temperature of the various stages of the optics (1.6 K, 4 K and the telescope) and to the flux from the sky which is known to first order before the mission or after a first iteration of the data reduction process. Since temperature of the optics is monitored during the mission, it will be possible to correlate the response measured as a function of time with the temperature of the relevant elements and adjust very precisely the parameters of the model describing the bolometer chain. This can be done very accurately using the slow variations of the different temperatures. This model with the temperature measurements (or any other monitored parameter found to affect the response) can be used to interpolate, if needed, the short time scale response variations in high frequency channels.

Relative variations of the response will thus be established on many time scales. A preliminary absolute calibration will be built after typically a month period and will be improved until the final full data reduction for a given detector is completed.

3. Using the CB dipole as a calibration signal for HFI

The CMB dipole is a strong known source (using COBE data initially or its properties remeasured by Planck at the end of the mission) which can be used to monitor the response variations over various time scales for all channels where its signal either dominates or is clearly detectable. It is thus important to evaluate the achievable accuracies for both the final absolute calibration and the measurements of the relative response variations.

The CMB shows anisotropies on all scales tracing the small inhomogeneities in the pre-galactic era that lead to the formation of structures in the universe. These fluctuations are observed on a surface of last scattering as seen from the Earth. They contain high spatial frequency terms which are the main objective of the Planck mission and low frequency components which do not carry much cosmological information as they are much more variable with the observer position (cosmic variance). The dipole term of this cosmological component is indistinguishable from the one associated with the peculiar motion of the solar system and is therefore a fundamental limit for the accuracy in measuring this motion. The CMB cosmological anisotropies are thus defined as having no dipole component ($\ell = 1$ term of the usual decomposition in spherical harmonics of the sky). The contribution of higher ℓ to the dipole measurement is zero when obtained on the whole sky (by definition) but is not zero when the dipole is fitted on a fraction of the sky. In this section, we first present the Planck-HFI simulations we used, and explore the relative calibration on rings as well as the global absolute calibration accuracy.

3.1. Simulations

The Planck satellite will orbit around the lagrangian L2 point and will therefore follow the Earth orbital motion around the Sun. Its scanning strategy consists of rotating the satellite at 1 rpm around its spin axis which will follow the antisolar direction. The beam axis, located 85° away from the spin axis, scans the sky along large circles. We define a “circle” as being one instantaneous Planck observation of 1 min. The spin axis is repointed about every hour so that each circle is scanned about 60 times. The beam will therefore cover the whole sky in six months. These 60 circles are averaged into what we call one “ring”. In our simulation, the spin axis follows a sinusoidal trajectory along the ecliptic plane with 6 oscillations per year and with a full amplitude of $\pm 10^\circ$ so that the polar caps are not left unobserved.

For simplicity and to spare computer time and space, only 84 rings distributed uniformly on the sky over a one year mission were simulated. The simulated sky is the sum of 5 contributions:

1. CMB cosmological anisotropies, obtained from a standard Cold Dark Matter model: $\Omega_{\text{tot}} = 1$, $\Omega_{\text{b}} = 0.05$, $\Omega_{\Lambda} = 0$ and $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc}$. The C_ℓ power spectrum is computed with CMBFAST (Seljak et al. 1996) and the map is generated in a Healpix-type all-sky pixelisation (Górski et al. 1996) with a pixel size of 3.5 arcmin;

2. the solar system Peculiar Motion dipole (PM dipole) assuming an amplitude of 3.36 mK in the direction $(l, b) = (264.31^\circ, 48.05^\circ)$ (Lineweaver et al. 1996);
3. the Earth Orbital Motion dipole (OM dipole) assuming an amplitude of about 336 μK with its maximum at zero ecliptic latitude in the direction of the OM;
4. galactic dust, scaled from IRAS 100 μm map using a 17.5 K blackbody modified by a ν^2 emissivity law (Boulanger et al. 1996), assuming that 90% is removed;
5. one realisation of the noise with levels given in Table 1. These numbers were deduced from the sensitivities of the Planck-HFI channels as derived by Lamarre et al. (2001). We include a $1/f^2$ contribution to the noise power spectrum with a knee frequency of 10 mHz. In order to define the noise level for rings, the instantaneous sensitivity on a circle has been divided by $\sqrt{60}$, assuming that all circles are coadded into a single ring and that the noise is not correlated from one circle to the other. This is not strictly the case given the frequency aliasing produced by the co-addition (Janssen et al. 1996; Delabrouille 1998b). However, it is a rather good approximation (see Fig. 3 from Giard et al. 1999). Moreover, the removal of slow drifts on circles has to be considered together with the process of removing systematic effects using redundancies and is therefore out of the scope of this paper. For simplicity, slow drifts at frequencies lower than the spin frequency $f_{\text{spin}} = 1/60$ Hz are assumed to be removed using a destriping algorithm (e.g. Delabrouille 1998c).

The simulation did not include the Inter-Planetary Dust (IPD) emission. This contribution has been estimated from COBE-FIRAS maps which are extrapolations from the model of Kelsall et al. (1998) based on COBE-DIRBE observations. A power law emissivity has been taken to extrapolate at the Planck-HFI wavelengths. Assuming that 80% of this contribution can be removed by proper modelling, the CMB dipole appeared to be at least an order of magnitude higher than the IPD emission dipole term (which decreases with wavelength) for all frequencies covered by Planck-HFI. This analysis showed that IPD emission is negligible for the present study.

3.2. Ring analysis

For each ring, a linear regression is done between the simulated signal and the expected dipole signal which is the sum of the PM dipole and the OM dipole as shown in Fig. 3. The slope of this linear regression gives the absolute calibration factor with its uncertainty. The variations of this factor gives the relative calibration accuracy. The standard deviation of the calibration factor is therefore a good estimator of the relative calibration accuracy. The absolute calibration will be determined finally on the whole sky map (see Sect. 3.4 for a first attempt). A mask on a region with IRAS 100 μm emission above a given value can be applied in order to decrease the contribution from dust emission.

3.3. Relative calibration accuracy

3.3.1. Effects of CMB anisotropies

In this analysis, we remove regions with IRAS 100 μm emission higher than 10 MJy/sr which is optimal, as will be shown in Sect. 3.3.3. Figure 4 shows the variations of the calibration factor for a HFI 100 GHz channel along the simulated mission assuming known OM and PM dipoles characteristics, with and without CMB cosmological anisotropies. While the PM dipole varies along the mission, the OM dipole produces almost the same signal on each ring, as is apparent in Fig. 3. The accuracy with which the dipoles can be measured remains high even when the PM dipole signal on the scan is minimum, on rings around numbers 40 and 80. When CMB cosmological anisotropies are not included, the relative variations of the calibration factor are very low, mainly dominated by noise effects. CMB anisotropies therefore dominate the uncertainties in measuring the amplitude of the dipole on individual rings. The accuracy improves when averaging over a larger number of rings. This part of the error goes exactly to zero when the whole sky is used. The accuracy of dipole fitting on HFI rings is therefore highly limited by the CMB cosmological anisotropies. This fit is equivalent to find the $m = 1$ mode of the ring power spectrum Γ_m . The relation from Delabrouille et al. (1998a) links this spectrum with the C_ℓ spectrum:

$$\Gamma_m = \sum_{\ell=|m|}^{\infty} W_{\ell m} C_\ell \quad (3)$$

where $W_{\ell m}$ are window functions related to the beam shape and to the ring radius. The dipole term given by Γ_1 clearly depends on all multipole $\ell \geq 1$ of the CMB cosmological anisotropies. This coupling between modes disappear on a full map, indicating that the final absolute calibration should be done on the full map of Planck data as illustrated in Sect. 3.4. Nevertheless, relative calibration between rings at 100 GHz is expected to be possible at a level of the order of a few percent as discussed in Sect. 3.3.3.

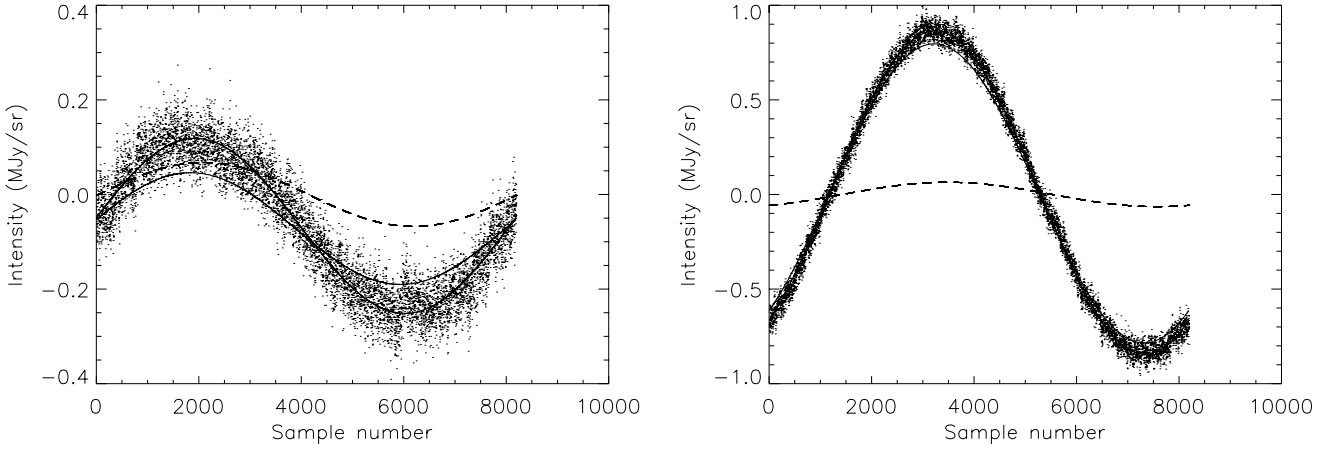
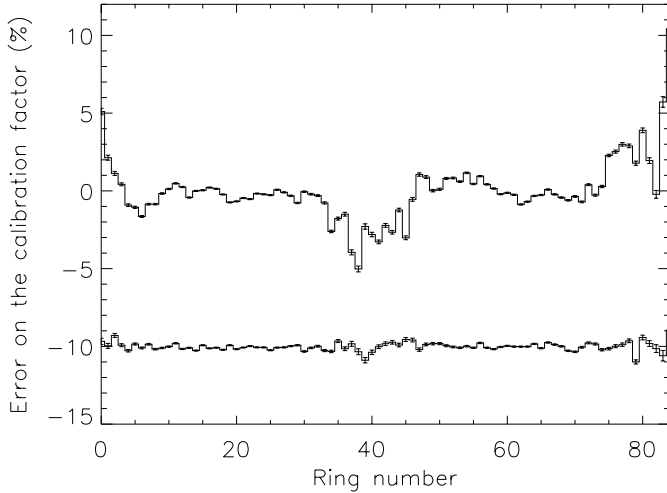
At 545 GHz (Fig. 5), the signal is dominated by galactic dust emission and the accuracy of the CMB dipole calibration is about the same whether CMB cosmological anisotropies are considered or not. The relative calibration between rings at 545 GHz is possible at a level of about 15%.

3.3.2. Shifted direction of the CMB dipole

The PM velocity vector direction is known with an accuracy of about 14 arcmin at 1σ (Lineweaver et al. 1996). To test the effect of this uncertainty on ring relative calibration, we fit the simulated data with a PM dipole shifted by 30 arcmin in all directions (about 2σ from COBE results). Figure 6 shows the results obtained close to the worst case. The accuracy on the relative calibration is not highly affected and the calibration factor standard deviation is increased by only 15%. These results show that a relative calibration on rings is still possible in an iterative way: with a first relative response correction and with enough observing time, the dipole direction will be improved and therefore the relative calibration will be enhanced.

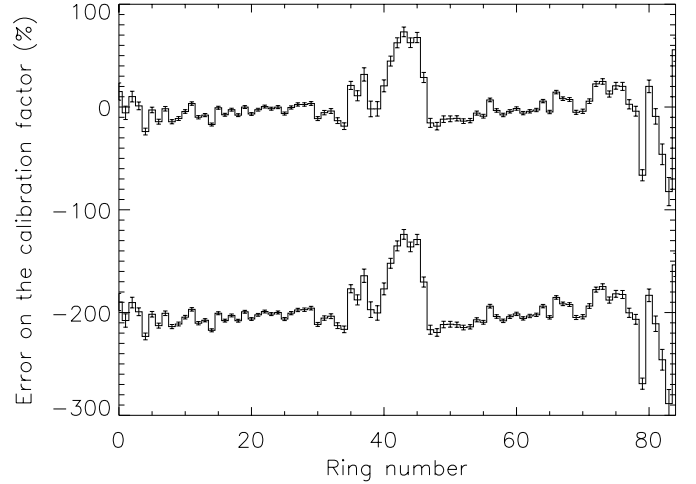
Table 1. Required sensitivities of Planck-HFI per unpolarised detection chain (expected sensitivities are twice better). The last two lines give the sensitivities per channel for the full mission.

Frequency (GHz)	857	545	353	217	143	100
Resolution (arcmin)	5	5	5	5	7.1	9.2
Number of detector	4	4	4	4	4	4
NET _{CMB} ($\mu\text{K Hz}^{-0.5}$)	182000	3995	553	182	123	99
Thermo. temperature sensitivity per ring (μK)	199000	4370	605	200	113	80
NEI ($\text{MJy sr}^{-1} \text{ Hz}^{-0.5}$)	269×10^{-3}	232×10^{-3}	165×10^{-3}	88×10^{-3}	47×10^{-3}	23×10^{-3}
Intensity sensitivity per ring (MJy sr^{-1})	294×10^{-3}	253×10^{-3}	180×10^{-3}	96×10^{-3}	43×10^{-3}	19×10^{-3}
Thermo. temperature sensitivity full mission (μK)	36500	801	111	37	17	11
Intensity sensitivity full mission (MJy sr^{-1})	54×10^{-3}	46×10^{-3}	33×10^{-3}	18×10^{-3}	6.6×10^{-3}	2.6×10^{-3}

**Fig. 3.** Example of the analysis done at 100GHz on two rings (No. 0 and No. 20). The points represent the simulated signal. The PM and OM dipoles are represented by light solid and dashed curves respectively. The bold solid curve is the OM plus PM motion dipole fitted on the signal.**Fig. 4.** Variations of the calibration factor for a HFI 100 GHz channel as a function of the simulated ring number. We have assumed perfectly known OM and PM dipoles characteristics. The lower curve has been computed without CMB cosmological anisotropies and is shifted by 10% for clarity. Regions where IRAS 100 μm emission greater than 10 MJy/sr were removed from the fit.

3.3.3. Effect of dust contamination

The effect of dust contamination on calibration can be tested by removing from the dipole fit the data points having an emission

**Fig. 5.** Variations of the calibration factor for a HFI 545 GHz channel as a function of the ring number. The legend is similar to Fig. 4. The lower curve is shifted by 200% for clarity.

in IRAS 100 μm map above a given level. For very low cut-off values, the fit is degraded due to the decrease in the number of data points. On the other hand, with a high cut-off value, all the emission of dust in our Galaxy is taken into account in the fit and degrades the final accuracy. We therefore expect an optimum value to exist. In order to study this effect, the standard

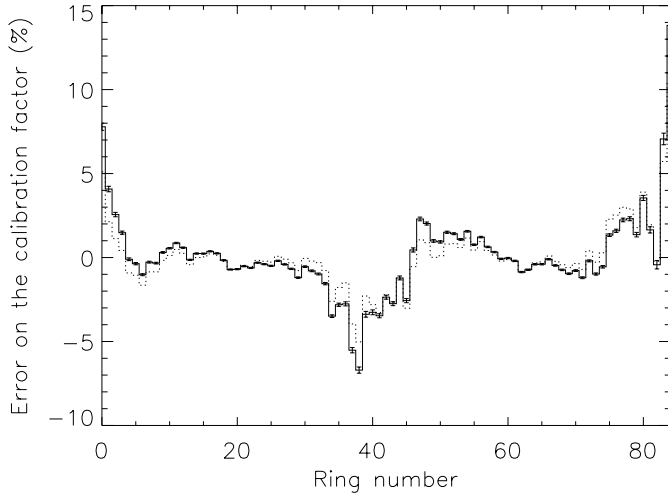


Fig. 6. Variations of the calibration factor for a HFI 100 GHz channel as a function of the ring number with an error in the PM dipole direction of 30 arcmin. The dotted curve assumed a perfectly known PM dipole direction. Regions where IRAS 100 μm emission is greater than 10 MJy/sr were removed from the fit.

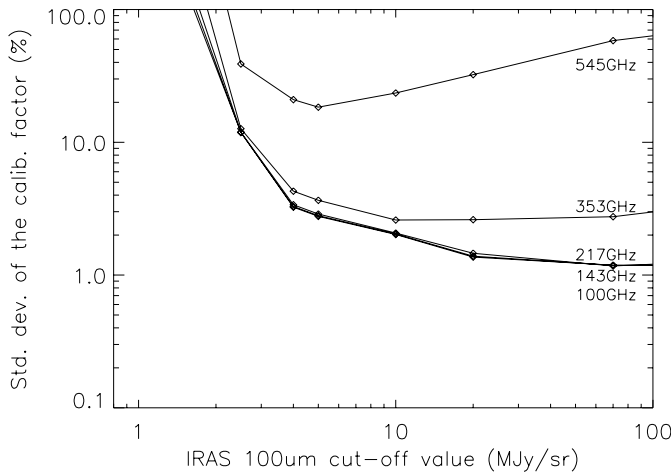


Fig. 7. Variations of the standard deviation of the calibration factor (expressed in percentage of the calibration factor) for all HFI channels, except the 857 GHz, as a function of the IRAS 100 μm cut-off value.

deviation of the calibration factor on all rings is plotted in Fig. 7 as a function of the IRAS 100 μm cut-off value.

On CMB channels (100 GHz, 143 GHz and 217 GHz), increasing the IRAS 100 μm cut-off value does not decrease the relative calibration accuracy: as shown in the previous section, this accuracy is limited only by CMB cosmological anisotropies. A relative calibration accuracy of 1.2% at 1σ is possible on these channels. For higher frequency channels, the emission of galactic dust is more dominant and there is, as expected, an optimum cut-off value at a few MJy/sr. Near this optimum, an accuracy of about 15% in relative calibration can be expected at 545 GHz using the dipole signal alone.

3.4. Absolute calibration accuracy

In order to test the accuracy of the absolute calibration on a global map, we have fitted simultaneously all simulated rings with a dipole term from OM and PM. This is an approximation of a full fit on the whole sky. Our procedure nevertheless gives a first approach to the global calibration which will be expensive in computer resources.

We can write the signal as:

$$\text{Signal}(l, b) = F \times [\text{PM}_{(A_0, l_0, b_0)}(l, b) + \text{OM}(l, b) \quad (4)$$

$$+ \text{Gal}(l, b) + \text{CMBA}(l, b)] \quad (5)$$

where F is the calibration factor, A_0 is the PM dipole amplitude ($A_0 = 3.36$ mK), (l_0, b_0) is the PM dipole direction ($l_0 = 264.31^\circ, b_0 = 48.05^\circ$), Gal is the Galactic signal and CMBA the CMB anisotropy contribution. This analysis has been done only on CMB channels (100 GHz, 143 GHz and 217 GHz). We remove CMB cosmological anisotropies from the fit since, in our case, they introduce an $\ell = 1$ term which will not be present when using the whole sky. In order to remove the dust contamination effect, we fit only parts of the rings where IRAS 100 μm emission is lower than 15 MJy/sr. We assume in the procedure that we perfectly know only the OM dipole so that the calibration is due to this term. We first search for the best F , A_0 , l_0 and b_0 and their accuracy by fitting simultaneously the 84 ring signals of one CMB channel. This analysis shows that we can separate our problem into two much faster fitting procedures: one to get the best calibration factor and PM dipole amplitude, and the other to find the best PM dipole direction. These two problems are mostly decorrelated since a change in the PM dipole direction cannot be compensated by a change in its amplitude (or in the calibration factor). This lead to χ^2 contour plots shown in Figs. 8 and 9. We obtain the following results for one 100 GHz detection chain:

- we can recover the PM dipole direction at better than 1.7 arcmin (Fig. 8);
- we find $A_0 = (3.374 \pm 0.007)$ mK at a 95% confidence level and
- F is found to be equal to 0.996 ± 0.002 at a 95% confidence level (Fig. 9).

This shows on the one hand that Planck-HFI will be able to make a new and accurate determination of the PM dipole direction. On the other hand, by combining the error on F and A_0 and considering the OM dipole as an absolute calibrator, we see that we can reach an absolute calibration level better than 0.4% for HFI at low frequency. This accuracy is very good even if quite pessimistic since it takes into account only part of Planck-HFI one year data.

4. Detectability of the dipole effect of the Far InfraRed Background (FIRB)

The FIRB is due to the integrated emission of distant redshifted galaxies. Its SED between 100 μm and 1 mm is well represented by the following expression (Lagache et al. 1999):

$$I(\nu) = 8.8 \times 10^{-5} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{1.4} P_\nu(T_0) \quad (6)$$

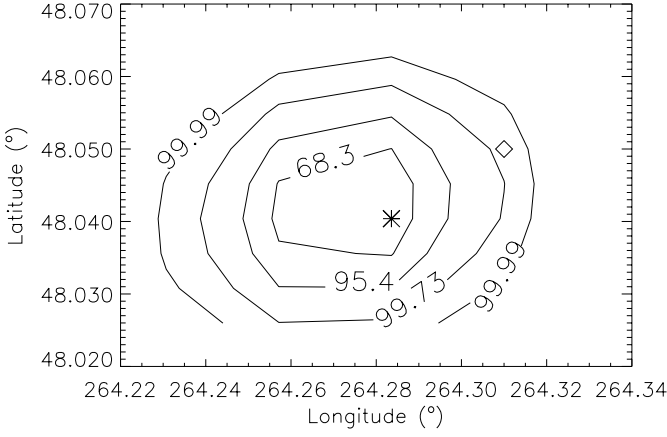


Fig. 8. Contour plot in the l/b plane of the χ^2 obtained for the fit of the PM dipole direction, expressed in percentage of confidence level, for a 100 GHz channel. We assumed that the PM dipole amplitude and instrument response for this fit are known (see text). The asterisk represents the best fit while the diamond is the input dipole direction. Regions with IRAS 100 μm emission higher than 15 MJy/sr were removed from the fit.

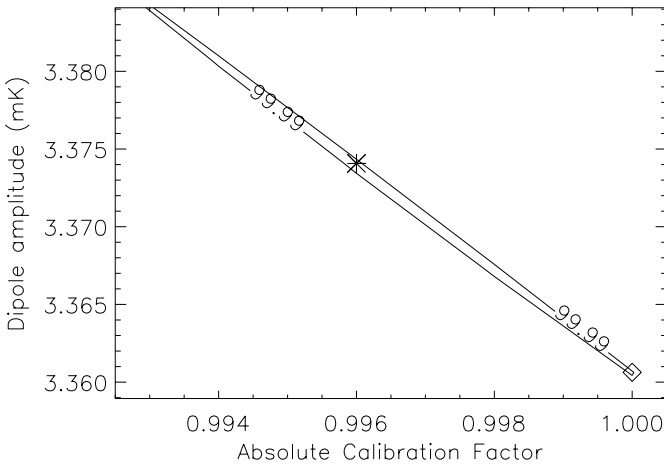


Fig. 9. Contour plot in the F/A_0 plan of the χ^2 obtained for the fit of the PM dipole amplitude and instrument response, expressed in percentage of confidence level, for a 100 GHz channel. We assumed that the PM dipole amplitude and instrument response for this fit are known (see text). The asterisk point represents the best fit while the diamond is the input of the simulation. Regions with IRAS 100 μm emission higher than 15 MJy/sr were removed from the fit.

where $\nu_0 = 100 \text{ cm}^{-1}$, $T_0 = 13.6 \text{ K}$ and $P_\nu(T)$ is the Planck function. This expression has been obtained by averaging over multiple clean regions, almost homogeneously distributed on the sky, where dust contamination is low. The FIRB dipole spectrum can be deduced from its monopole spectrum by using Eqs. (2) and (6):

$$I_{\text{dip FIRB}}(\nu) = \beta I(\nu) \left(\frac{x e^x}{e^x - 1} - 1.4 \right) \quad (7)$$

where $x = h\nu/(kT_0)$.

In this section, we analyse the detection of the FIRB dipole by Planck-HFI which, if detected, could give indirect information on the monopole term not accessible with this instrument.

4.1. Signal to noise ratio

4.1.1. White noise case

In order to evaluate the expected sensitivity of HFI on the FIRB dipole signal, we first consider the case of instrumental noise having a pure white spectrum. As for the CMB dipole, the FIRB dipole will be best detected on a full sky map where no aliasing from CMB anisotropies will occur. An estimate of the Signal-to-Noise Ratio (SNR) can be done on the $\ell = 1$ multipole of the angular power spectrum decomposition. The expected C_1 for a dipole signal having an amplitude A is given by:

$$C_1 = \frac{4\pi}{9} A^2. \quad (8)$$

Knox (1995) and Tegmark (1997) have shown that the effect of uniform instrumental noise can be accurately modeled as an additional random field on the sky, with an angular power spectrum given by:

$$C_{\ell \text{ noise}} = \Omega_b \sigma^2 \quad (9)$$

where Ω_b is the beam solid angle and σ is the rms noise per pixel. The SNR on C_1 is therefore equal to $SNR = C_1/C_{1 \text{ noise}}$ and the results are summarised in Table 2. It shows that the FIRB dipole can be detected at 857 GHz and 545 GHz, but not at 353 GHz, with averaging over at least 10° if the detection noise is white.

4.1.2. Effect of the $1/f$ noise

The HFI will exhibit $1/f$ noise mainly due to the readout electronics (Gaertner et al. 1997; Piat et al. 1997), temperature fluctuations of the cryogenic system (Piat et al. 1999) and from far side lobe signal (Delabrouille 1998b). The assumed knee frequency is 10 mHz for HFI in order to have enough stability on a timescale of 1 min corresponding to the spin period of the satellite (Piat et al. 1999). A destriping algorithm can remove an important fraction of low frequency drifts. Delabrouille (1998c) has shown that removing fluctuations on timescales larger than the spin period of Planck is possible thanks to redundancies. A conservative analysis could be made by assuming that all slow components of the noise, except frequencies lower than the spin frequency, are not filtered. Equation (3) allows us to express the ring anisotropy power spectrum Γ_m with the C_ℓ angular power spectrum on the sky. The window functions $W_{\ell m}$ are given by Delabrouille et al. (1998a):

$$W_{\ell m} = B_\ell \mathcal{P}_{\ell m}^2(\Theta) \quad (10)$$

where Θ is the ring angular radius, B_ℓ is the beam response function (assuming a symmetric beam) and $\mathcal{P}_{\ell m}$ are given by the following expression where $P_{\ell m}$ are the associated Legendre polynomials:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\ell m}(\theta) &= \sqrt{\left(\frac{2\ell+1}{4\pi}\right) \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} P_{\ell m}(\cos\theta), \quad \text{for } m \geq 0, \\ &= (-1)^{|m|} \mathcal{P}_{\ell |m|}(\theta), \quad \text{for } m < 0. \end{aligned}$$

Table 2. FIRB dipole level in the Planck-HFI channels and SNR for three pixelisations assuming a white detector noise only. We also assumed a 1.17 year mission, square pixels with size given by $FWHM$ and bolometer noise given in Table 1.

Frequency (GHz)	857	545	353
FIRB dipole intensity amplitude (MJy/sr)	1.6×10^{-3}	3.4×10^{-4}	4.9×10^{-5}
SNR per pixel	0.04	0.01	0.00
SNR per pixel of 1°	0.50	0.12	0.02
SNR per pixel of 10°	5.0	1.2	0.2
$C_{1\text{FIRB}}$ ((MJy/sr) 2 rad 2)	3.5×10^{-6}	1.7×10^{-7}	3.4×10^{-9}
$C_{1\text{noise}}$ ((MJy/sr) 2 rad 2)	6.1×10^{-9}	4.6×10^{-9}	2.3×10^{-9}
SNR full map on C_1	565	36	1.5

Equation (3) can be used to deduce the angular power spectrum of the instrumental noise from the Noise Equivalent Power (NEP) spectrum.

A mode m on a ring has an equivalent frequency bandwidth of $1/(2T_{\text{spin}})$ where T_{spin} is the spin period. Furthermore, the noise power spectrum has to be filtered by the beam filter in order to obtain the noise spectrum projected on the sky. The NEP is therefore related to the ring power spectrum of the noise by:

$$NEP^2(f)B^2(f) = 2T_{\text{spin}}\Gamma_m \quad (11)$$

where $f = m/T_{\text{spin}}$ is the frequency. $B(f)$ is the beam filter given by the following expression in the case of a Gaussian beam shape of Full Width Half Maximum $FWHM = \sigma_b \sqrt{8 \ln 2}$:

$$B(f) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(f\frac{\sigma_b T_{\text{spin}}}{\sin\Theta}\right)^2\right]. \quad (12)$$

Equation (3) can therefore be expressed in terms of NEP:

$$NEP^2(f = m/T_{\text{spin}}) = \frac{2T_{\text{spin}}}{B^2(f)} \sum_{\ell=|m|}^{\ell_{\text{max}}} C_{\ell\text{noise}} W_{\ell m} \quad (13)$$

where the sum is carried over all accessible ℓ . The value of ℓ_{max} is given by the highest frequency f_{max} transmitted by the readout electronics, about 100 Hz for HFI, that leads to $\ell_{\text{max}} = T_{\text{spin}} f_{\text{max}} / \sin\Theta = 6000$ for a ring angular radius $\Theta = 90^\circ$.

Equation (13) can be viewed as a matrix multiplication:

$$NEP^2 = M \times C_{\text{noise}} \quad (14)$$

where NEP and C_{noise} are vectors containing $NEP(f = m/T_{\text{spin}})$ and $C_{\ell\text{noise}}$ respectively. M is a triangular matrix since Γ_m depends only on C_ℓ with $\ell \geq |m|$, and the solution is therefore quite easy to obtain. With this method, we get $C_{\ell\text{noise}}$ assuming a noise spectrum of Planck-HFI given by:

$$NEP^2(f) = NEP_0^2 \left[1 + \left(\frac{f_{\text{knee}}}{f} \right)^\alpha \right] \quad (15)$$

where NEP_0 is the NEP value in the white part of the noise, f_{knee} is the knee frequency and α a constant. The effect of $1/f$ noise on the angular power spectrum is shown in Fig. 10 for a knee frequency of 10 mHz in 4 different cases of noise behaviour. The SNR on C_1 will be degraded by a maximum factor of about 270 which nevertheless allows a detection at more than 2σ at 857 GHz.

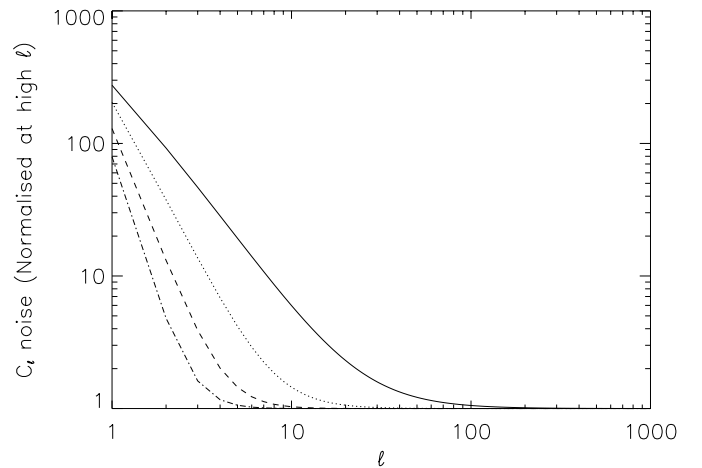


Fig. 10. Effect of $1/f$ noise on the noise angular power spectrum $C_{\ell\text{noise}}$ normalised at high ℓ , for a knee frequency of 10 mHz. The solid curve correspond to a power $\alpha = 1$ (see Eq. (15)) while the dotted, dashed and dot-dashed lines are for $\alpha = 2, 3$ and 4 respectively.

4.2. Estimation of the total dipole spectrum

In order to evaluate the effect of calibration and component separation on the detectability of the FIRB dipole, the relative level of FIRB dipole with respect to other components has to be evaluated. The total dipole signal in Planck-HFI channels is produced by the CMB, the FIRB, the inhomogeneous dust distribution in the Galaxy and the dipole term in the IPD emission. The analysis described in Sect. 3.1 showed that this later contribution at highest frequencies is about an order of magnitude lower than the FIRB dipole term. The IPD emission is therefore assumed to be negligible.

The repartition of dust in the Galaxy produces a dipole signal, the so-called ‘‘dust dipole’’, that is not due to the Doppler effect. This signal has been estimated on the COBE-DIRBE sky map at 100 μm , 140 μm and 240 μm . In order to remove strong emission from the galactic plane, a cut in galactic latitude or a cut-off in maximum emission level has been applied. Both methods lead to about the same results for intermediate cut, within less than 20° on the fitted dipole direction and about 10% accuracy on its amplitude. The dipole that dust mimic is pushed toward the galactic south pole as the cut in the latitude is increased, or the cut-off in maximum emission is decreased. A reasonable cut in galactic latitude of $\pm 15^\circ$ has therefore been applied. These data have been used to interpolate the

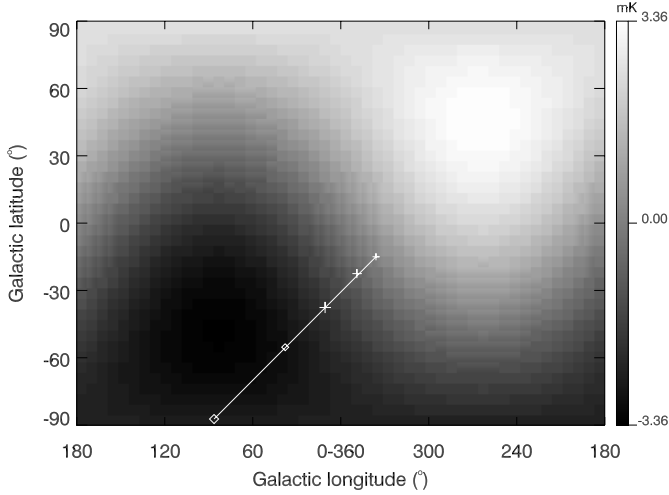


Fig. 11. Dust dipole directions superimposed on the CMB dipole. The crosses are data points obtained with COBE-DIRBE data at $100\ \mu\text{m}$, $140\ \mu\text{m}$ and $240\ \mu\text{m}$ with increasing size of the symbol, assuming a cut in galactic latitude of $\pm 15^\circ$. These points have been extrapolated to HFI $350\ \mu\text{m}$ ($857\ \text{GHz}$) and $550\ \mu\text{m}$ ($545\ \text{GHz}$) channels represented by diamonds with increasing size.

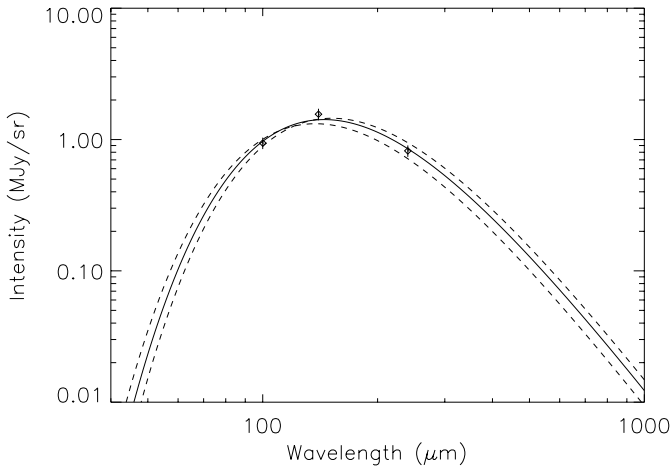


Fig. 12. Spectrum of the dust dipole. The diamonds are the points obtained with COBE-DIRBE assuming a cut in galactic latitude of $\pm 15^\circ$. The solid line is the best fit with a λ^{-2} emissivity leading to a dust temperature of $(20 \pm 1)\ \text{K}$ and a H I column density of $(5.2 \pm 1.5) \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-2}$. The dashed lines give the upper and lower limits.

dust dipole on Planck-HFI $545\ \text{GHz}$ and $857\ \text{GHz}$ as shown in Figs. 11 and 12. The dipole direction has been extrapolated linearly with galactic coordinate, assuming a $\pm 20^\circ$ uncertainty. It seems to go in the direction of the south galactic pole with increasing wavelength, meaning that only the north/south asymmetry will be seen. The dust dipole spectrum follows a $(20 \pm 1)\ \text{K}$ blackbody modified by a ν^2 emissivity and with a H I column density of $(5.2 \pm 1.5) \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-2}$. We also assumed that 90% of this signal can be removed by component separation. The resulting dust dipole spectrum with its uncertainty, projected on the CMB dipole axis, is shown in Fig. 13 together with the CMB, FIRB and total dipole. The FIRB dipole signal is only about 10% of the total dipole which is dominated

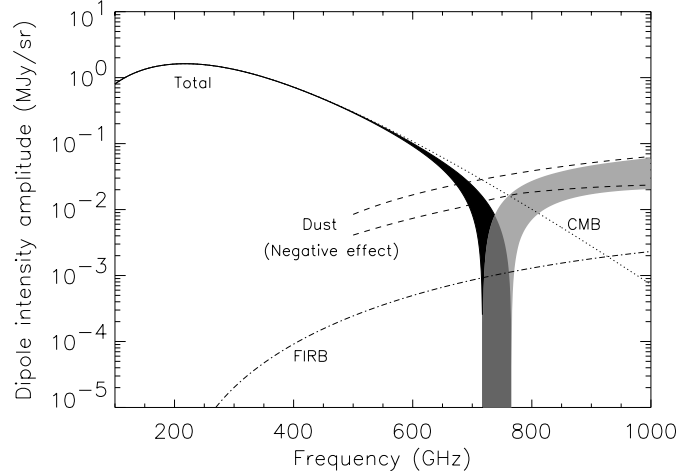


Fig. 13. SED of dipoles from the CMB (dotted line), dust assuming that 90% is removed (dipole projected on the CMB dipole direction, dashed lines giving lower and upper limits) and the FIRB (dot-dashed line). The solid region gives the spectrum of the total dipole with the uncertainty on the dust dipole, the black one of the positive dipole while the grey one is for the negative dipole.

by the dust contribution for frequencies higher than $700\ \text{GHz}$. This has two consequences:

1. To recover the FIRB dipole signal, the dust dipole has to be removed using component separation methods at the 1% accuracy level (10 times better than currently assumed) which will be difficult to achieve, even on large scales;
2. the calibration of the $545\ \text{GHz}$ and $857\ \text{GHz}$ channels will be obtained by comparison with the galactic plane emission measured with COBE-FIRAS. The accuracy in these channels will probably be limited by the COBE-FIRAS calibration accuracy which is about 3%, a factor of 3 higher than needed to detect the FIRB dipole effect.

The detection by Planck-HFI of the FIRB dipole is therefore unfortunately very difficult, due to the component separation and calibration accuracies of the high frequency channels.

5. Conclusion

We have shown that we can use the PM and OM dipoles observation for relative and absolute calibration for Planck-HFI. For CMB channels, we reach a relative calibration accuracy of about 1.2% on rings. An absolute calibration accuracy better than 0.4% has been obtained when the whole sky is used. At the end, the Planck-HFI absolute calibration will be limited by the uncertainty on the CMB temperature. Moreover, we show that the CMB dipole direction will be improved by Planck. The next step consists of a detailed study of systematic effects on calibration.

The detectability of the FIRB dipole has also been studied and we have shown that such study is a difficult challenge due mainly to dust contamination.

References

- Bernstein, R. A., Freedman, W. L., & Madore, B. F. 2001 [astro-ph/0112153]
- Blake, C., & Wall, J. 2002, *Nature*, 416, 150
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J. P., et al. 1996, *A&A*, 312, 256
- Cambrésy, L., Reach, W. T., Beichman, C. A., & Jarrett, T. H. 2000, *ApJ*, 555, 563
- Delabrouille, J., Górski, K. M., & Hivon, E. 1998, *MNRAS*, 298, 445
- Delabrouille, J. 1998, Ph.D. Thesis
- Delabrouille, J. 1998, *A&AS*, 127, 555
- Dwek, E., Arendt, R. G., Hauser, M. G., Fixsen, D., et al. 1998, *ApJ*, 508, 106
- Fixsen, D. J., Cheng, E. S., Gales, J. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 576
- Fixsen, D. J., Dwek, E., Mather, J. C., et al. 1998, *ApJ*, 508, 123
- Gaertner, S., Benoit, A., Lamarre, J. M., et al. 1997, *A&AS*, 126, 151
- Giard, M., Hivon, E., Nguyen, C., et al. 1999 [astro-ph/9907208]
- Gispert, R., Lagache, G., & Puget, J. L. 2000, *A&A*, 360, 1
- Gorjian, V., Wright, E. L., & Chary, R. R. 2000, *ApJ*, 536, 550
- Górski, K. M., Hivon, E., & Wandelt, B. D. 1998, in Proc. of the MPA/ESO Cosmology Conf., Evolution of Large Scale Structure, ed. A. J. Banday, R. S. Sheth, & L. Da Costa
- Halpern, M., & Scott, D. [astro-ph/9904188]
- Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., et al. 1998, *ApJ*, 508, 25
- Janssen, M., Scott, D., White, M., et al., 1996 [astro-ph/9602009]
- Knox, L. 1995, *Phy. Rev. D*, 52(8), 4307
- Kelsall, T., et al. 1998, *ApJ*, 508, 44
- Kogut, A., Lineweaver, C., Smoot, G. F., et al. 1993, *ApJ*, 419, 1
- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., et al. 1999, *A&A*, 344, 322
- Lagache, G., Haffner, L. M., Reynolds, R. J., & Tufte, S. L. 2000, *A&A*, 354, 247
- Lamarre, J. M. 1998, Proc. of the workshop on The Cosmic Microwave Background and the Planck mission, 22–26 June 1998, Santander, Spain
- Lamarre, J. M. 2001, HFI Instrument Working Group, 27–28 September 2001 held in IAS, Orsay, France
- Lauer, T. R., & Postman, M. 1994, *ApJ*, 425, 418
- Lineweaver, C. H., Tenorio, L., Smoot, G. F., et al. 1996, *ApJ*, 470, 38
- Piat, M., Lamarre, J. M., Benoit, A., et al. 1997, Proc. 7th Int. Workshop on Low Temperature Detectors LTD-7, 27 July–2 August 1997, Munich, Germany, pub. by MPI Physik, ISBN 3-00-002266-X, avail. from urg@mppmu.mpg.de
- Piat, M., Leriche, B., Torre, J. P., et al. 1999, *NIMA* 444, 413-418
- Pozzetti, L., Madau, P., Zamorani, G., et al. 1998, *MNRAS*, 298, 1133
- Puget, J. L., Abergel, A., Bernard, J. P., et al. 1996, *A&A*, 308, L5
- Renault, C., Barrau, A., Lagache, G., & Puget, J.-L. 2001, *A&A*, 371, 771
- Scaramella, R., Vettolani, G., & Zamorani, G. 1991, *ApJ*, 376, L1
- Seljak, U., & Zaldarriaga, M., 1996, *ApJ*, 469, 437
- Stanev, T., & Franceschini, A. 1998, *ApJ*, 494, L159
- Tegmark, M. 1997, *Phy. Rev. D*, 56(8), 4514
- Wright, E. L. 2001, *ApJ*, in press

Planck-HFI thermal architecture: from requirements to solutions

Michel Piat^{a*}, Jean-Michel Lamarre^b, Julien Meisssonier^a, Jean-Pierre Torre^c, Philippe Camus^d,
Alain Benoit^d, Jean-Pierre Crussaire^a, Peter A.R. Ade^c, Jamie Bock^f, Andrew Lange^g, Ravinder S.
Bhatia^g, Bruno Maffei^c, Jean-Loup Puget^a, Rashmi V. Sudiwala^e

^a Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay, France

^b LERMA, Observatoire de Paris, France

^c Service d'Aéronomie, Verrières le Buisson, France

^d CRTBT, Grenoble, France

^e Cardiff University, Wales, UK

^f Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, Ca, USA

^g Caltech, Pasadena, Ca, USA

ABSTRACT

The Planck-High Frequency Instrument (HFI) will use 48 bolometers cooled to 100mK by a dilution cooler to map the Cosmic Microwave Background (CMB) with a sensitivity of $\Delta T/T \sim 2 \cdot 10^{-6}$ and an angular resolution of 5 minutes of arc. This instrument will therefore be about 1000 times more sensitive than the COBE-DMR experiment. This contribution will focus mainly on the thermal architecture of this instrument and its consequences on the fundamental and instrumental fluctuations of the photon flux produced on the detectors by the instrument itself. In a first step, we will demonstrate that the thermal and optical design of the HFI allow to reach the ultimate sensitivity set by photon noise of the CMB at millimeter wavelength. Nevertheless, to reach such high sensitivity, the thermal behavior of each cryogenic stages should also be controlled in order to damp thermal fluctuations that can be taken as astrophysical signal. The requirement in thermal fluctuation on each stage has been defined in the frequency domain to degrade the overall sensitivity by less than 5%. This leads to unprecedented stability specifications that should be achieved down to 16mHz. We will present the design of the HFI thermal architecture, based on active and passive damping, and show how its performances were improved thanks to thermal simulations.

Keywords: Sub-millimeter bolometric instrumentation – thermal architecture – thermal stability

1. HFI OVERVIEW

The project Planck¹ of the European Space Agency is intended to be, after COBE and MAP², the next generation of Cosmological Microwave Background (CMB) experiments, pushing to its limits the knowledge that will be retrieved from the CMB observation with unprecedented angular resolution and sensitivity. This satellite will survey the sky at sub-millimetre and millimetre wavelengths. Two instruments will share the focal plane of Planck: (i) the Low Frequency Instrument (LFI) using radio detectors and (ii) the High Frequency Instrument (HFI) using Caltech-JPL spiderweb bolometers³ cooled at 100mK by a space qualified dilution cooler.

The six spectral bands of HFI will cover the frequency range between 100 and 1000GHz with an angular resolution of about 5 minutes of arc and a sensitivity of $\Delta T/T \sim 2 \cdot 10^{-6}$. As will be seen, the HFI sensitivity will be limited, in the CMB channels, by the statistical fluctuations of the CMB itself, which makes it a kind of ultimate experiment. It will also measure the polarization of the CMB in three channels, giving independent and unique information on the CMB anisotropy⁴. The Planck-HFI mission and objectives are detailed in these proceedings⁵.

In this paper, we present the thermal architecture of this instrument and its consequences on the performances.

* michel.piat@ias.u-psud.fr; phone 33 (0)1 69 85 85 77; fax 33 (0)1 69 85 86 75; Institut d'Astrophysique Spatiale, Bâtiment 121, Université Paris Sud, 91405 Orsay France

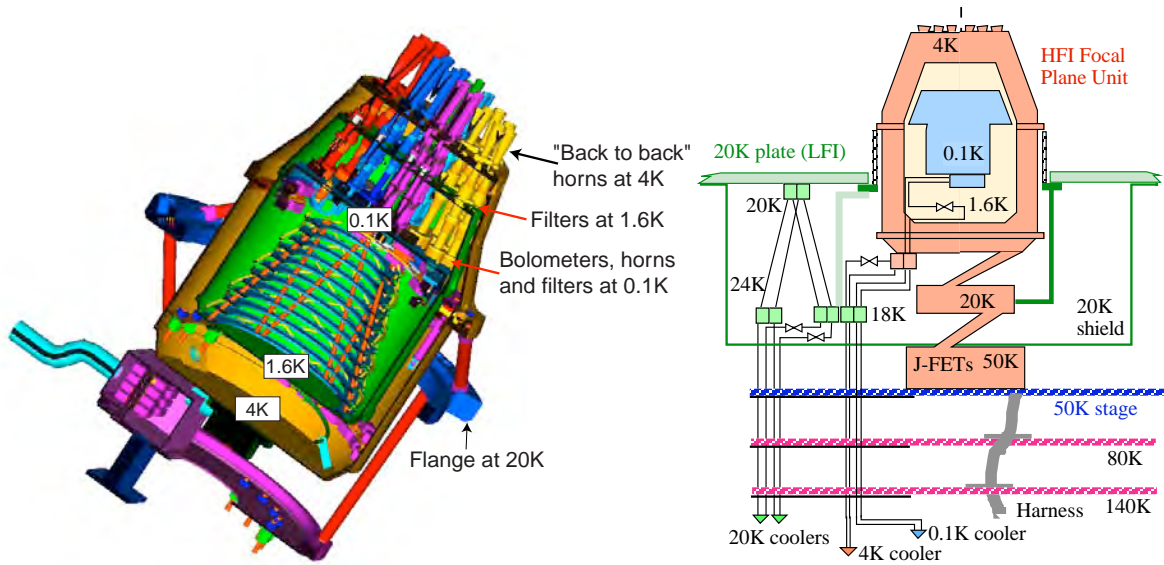


Fig. 1: Left: internal architecture of the HFI Focal Plane Unit. Right: HFI cryogenic architecture.

2. ARCHITECTURE OF THE DETECTOR ASSEMBLY

A major difficulty of high sensitivity submillimetre instruments is to obtain a good optical coupling of the bolometers while insuring a perfect thermal isolation of the coldest stage, including from the radiative point of view. The solution that is used for the HFI is original. A prototype of it has recently been tested with success on the Archeops balloon-borne experiment⁶. The architecture of the detector assembly is represented in Fig. 2.

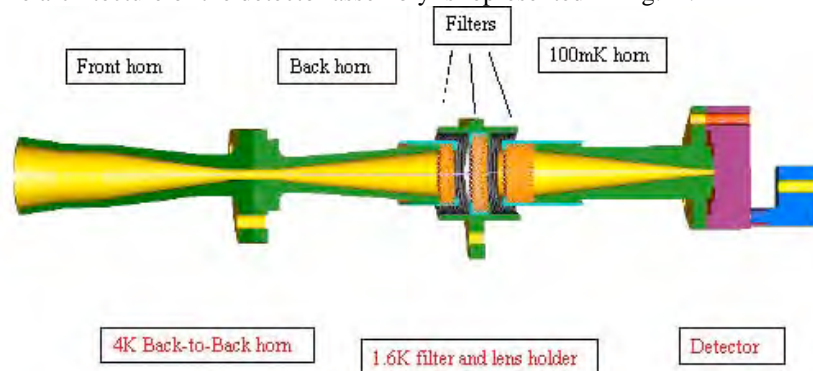


Fig. 2: Detector assembly showing, for each detector, the three horns, the lenses and the filters.

The main feature of this solution is to use three cryogenic stages to damp the thermal radiation by horns and filters while perfectly controlling the optical coupling. The key element is the back to back horn attached on the 4K stage, that permit only to the wanted radiation modes to propagate into the 4K enclosure.

For each detector assembly, filters are used on the three low temperature cryogenic stages (4K, 1.6K, and 0.1K). They are designed to define the bands of each channel and also to provide a proper thermal radiative insulation of the two coldest stages.

The first filter in the chain, situated on the 4K back-to-back horns, should reflect back to the sky as much unwanted high frequency radiation as possible. The 1.6K filter stack is positioned between the back horn and the 100mK horn, where a beam waist defined by the use of two lenses allows to use the filters in a parallel beam. These filters reject

radiation from the higher temperature horns. Finally, the waveguide filter on the 100mK stage rejects longwave power from the 4K horns.

Thus, strategic placement of the filters will enable us to:

- Define the spectral passbands with waveguide filters where appropriate.
- Minimise the thermal loading on the 100mK fridge and 1.6K stage by rejecting short wavelength thermal energy.
- Minimise stray light getting to detectors.
- Maximise the in-band spectral transmission.

3. ULTIMATE SENSITIVITY: THE PHOTON NOISE

The ultimate limitation to the sensitivity of radiometers is the quantum fluctuations of the radiation itself, i.e. photon noise of the flux reaching the detector, ideally only that from the observed source⁷. The High Frequency Instrument (HFI) is designed to approach this ideal limit. The signal to noise ratio obtained by one detector after an integration time t can be given by:

$$\frac{S}{N} = \frac{W_{\text{signal}}}{NEP (2t)^{-1/2} + W_{\text{systematics}}}$$

where W_{signal} is the power absorbed by the detector, after transmission by the optical system, NEP is the Noise Equivalent Power of the detection system, including intrinsic detector noise, photon noise, and spurious signals and $W_{\text{systematics}}$ is the power associated with the part of systematic effects, such as spin synchronous variations of straylight and temperature, that cannot be taken away in the data reduction process.

The various contributors to the background power on the HFI detectors, and therefore to the photon noise, are represented in Fig. 3. The background power originates mainly from the CMB for $\lambda > 1.5\text{mm}$, and mainly from the thermal emission of the telescope at shorter wavelengths. A colder telescope improves the sensitivity at high frequencies. At low frequencies, the HFI is designed to approach the quantum noise of the CMB itself.

The thermal background from the 1.6K and the 4K stages may be limiting factors to the sensitivity of the instrument. Therefore, their temperature must be limited.

An instrument approaching the theoretical limit sensitivity must meet severe requirements in several domains:

- The detectors intrinsic noise must be small with respect to photon noise
- The efficiency of the optical system must be high.
- The straylight must have negligible impact on the measurement.
- The time response, the noise spectrum, and the detector layout must be consistent with the sky coverage strategy
- In addition, other sources of noise, such as those induced by ionising particles or electromagnetic interference must be kept negligible.

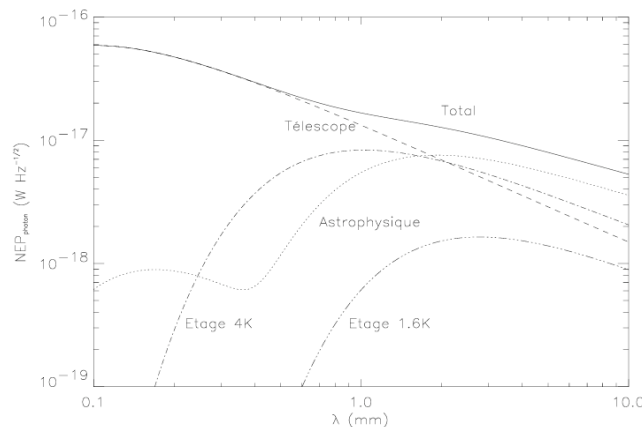


Fig. 3: The power on the detectors originates from internal and external sources that produce contributions to the total photon noise. At low frequencies (long wavelength), photon noise from the CMB itself limits the sensitivity.

4. THERMAL FLUCTUATIONS

4.1 The Planck scanning strategy and its consequences

The whole sky will be covered by scanning it slowly along large circles. The Planck satellite will orbit around the L2 point at a distance of $\sim 1.5 \cdot 10^6$ km from the Earth. It will rotate at 1rpm around its spin axis which will be in antisolar direction. The beam axis, located at about 85° from the spin axis, scans the sky along large circles. The spin axis is relocated about every hour so that each circle is scanned about 60 times covering the whole sky on six months.

We can therefore write the measured signal $m(t)$ as the multiplication of a 60 seconds periodic signal $s(t)$ by a top hat function $p_{\Delta t}(t)$ of width Δt equal to about 3600 seconds. In the Fourier space, it is equivalent to convolving the corresponding Fourier transforms:

$$M(f) = S(f) * P_{\Delta t}(f)$$

with $P_{\Delta t}(f) = \Delta t \operatorname{sinc}(f \Delta t)$.

As $s(t)$ is a periodic signal, its Fourier transform is a series, f_{spin} being the spinning frequency (1/60Hz):

$$S(f) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k \delta(f - k f_{\text{spin}})$$

The spectrum of the Planck data is shown schematically in Fig. 4.

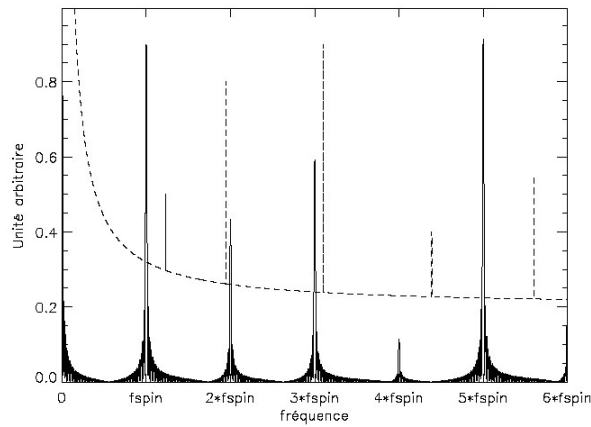


Fig. 4: Example of a realization of the Planck/HFI Signal (solid line) and the noise (dashed line) in the Fourier space (partially represented for convenience).

Each of the components k of the signal is of interest and the a_k will be measured by using an appropriate filter, the simplest one being a sinc function centred on the studied frequencies: $H_k(f) = \operatorname{sinc}[\Delta t (f - k f_{\text{spin}})]$.

As a consequence, the measurement stability must be provided down to 0.01Hz, but only spin-synchronous (or nearly synchronous) fluctuations are detected as a signal.

For example, the readout electronics based on an AC bias associated with a capacitive load does not add low frequency excess noise down to 0.01Hz^{8,9}.

It has been shown that low frequency noise not correlated with the pointing direction could be removed during post-flight data processing¹⁰. This is obtain by using data redundancy when the observation strategy produces crossing circles on the sky and in the absence of any other sources of low frequency noise. Nevertheless, a stable instrument assures that scientific results will be available even in the case of partial sky coverage, and the baseline requirement of Planck/HFI is measurement stability down to 0.01Hz.

4.2 Temperature stability requirements

In the space-qualified version of the dilution refrigerator, ^3He and ^4He are mixed at the junction of two small capillary tubes, which creates a random sequence of ^3He concentrated and ^3He diluted phases. This succession causes fluctuations of the 0.1K stage temperature that are mainly at low frequencies.

Low frequency fluctuations of the 0.1K stage temperature produce noise on bolometers essentially via conductive coupling. At frequencies used for the measurement, the Noise Equivalent Power (NEP) NEP_T coming by conduction from thermal fluctuations of the 0.1K stage must be less than 30% of the total NEP: $\text{NEP}_T < 30\% \text{NEP}_{\text{tot}}$.

This means that we allow an increase of the total NEP of less than 5%, which is a conservative requirement. The requirement in terms of Amplitude Spectral Density (ASD) of the 0.1K stage temperature is deduced by using the characteristic of the coupling:

$$ASDT = \frac{NEP_T}{\frac{\partial W}{\partial T}} < \frac{30\% NEP_{tot}}{\frac{\partial W}{\partial T}}$$

where the coupling factor is the dynamic conductance of the bolometer:

$$\frac{\partial W}{\partial T} = G - \frac{\alpha RI^2}{T}$$

G is the static conductance of the bolometer, α is the dimensionless sensitivity of the bolometer, R its resistance, I the bias current and T the temperature.

This approach applied to HFI leads to the requirement $ASDT < 19 \text{ nK.Hz}^{-0.5}$ for the 100mK stage that supports the bolometers.

For spin induced fluctuations which have a line spectrum, it is more convenient to compare the RMS value:

$$T_{RMS} < \frac{0.3}{\sqrt{\Delta f}} \frac{NEP_{tot}}{\frac{\partial W}{\partial T}} = \frac{0.3}{60} \frac{NEP_{tot}}{\frac{\partial W}{\partial T}}$$

This leads to $T_{RMS} < 0.32 \text{ nK}$.

4.3 100mK stage thermal architecture

The main sources of temperature fluctuations on the 100mK bolometer plate are the dilution itself and background radiation fluctuations. An estimated damping factor of about 5000 is needed to stabilize the system. To damp temperature fluctuations, a thermal architecture has been defined, using a passive thermal filters to remove high frequency fluctuations and an active control that suppress low frequency components. Such systems have been tested successfully¹¹ on the Symbol cryostat which is a test bench for HFI sub-systems. The principle to realize such thermal architecture is summarized with the 3 following rules¹²:

1. Control all thermal paths between sources of temperature fluctuations and point to stabilize (filters, horns)
2. Active control in the thermal path to allow long period stability
3. Low pass filtering to remove artifacts of the active system and to allow short term stability.

Fig. 5 is a support for the description of the various elements used for the HFI 100mK thermal architecture and of their interconnection.

The mechanical support of the heat exchanger consists of struts of Niobium-titanium alloy and of plateaus used to thermalize the heat exchanger tubes and the wiring (the number of plateaus is not properly represented on Fig. 5).

The counterflow heat exchanger is thermally connected to all plateaus except for the coldest one (the dilution plate). It goes directly from the last but one plateau (at 105mK) to the dilution exchanger. The dilution exchanger (dilution on the drawing) is a cylinder around which the dilution tubes are wound. Part of this cylinder consists of high heat capacity material (to damp high frequency thermal fluctuations at the source) through which it is attached to the PID1 box. The PID1 box is a hollow Nb-Ti alloy cylinder (a good thermal isolator at 100mK) implementing the mechanical support of the dilution and PID1 assembly. This system is described in the next section. Its function is to actively damp near to the source the fluctuations induced by the dilution.

The Dilution plate supports the PID1 box, the wiring and the connectors needed for the PID1.

The wiring runs along the mechanical support. At contact with the dilution plate, bunches of 7 wires are put in a flat arrangement and thermalized on the plate. Part of it stops at the dilution plate while most of it goes to the connector's plate. The part of the wiring from the dilution plate to the connector's plate is thermally linked to continuous or distributed pieces of Holmium (Ho foil on the drawing) in order to damp thermal fluctuations propagated through the wires.

YHo struts are the high heat capacity supports of the upper part. They implement a very efficient passive filtering¹³ as shown on Fig. 7.

The Connectors plate insures the interface with the bolometer's plate and supports the connectors. It can be in principle in any material provided that the proper thermal links are implemented from the YHo struts to the bolometer's plate.

PID2 insures the control of the absolute temperature of the bolometer's plates and compensate for very slow fluctuations induced by external sources such as cosmic rays or background radiation fluctuations.

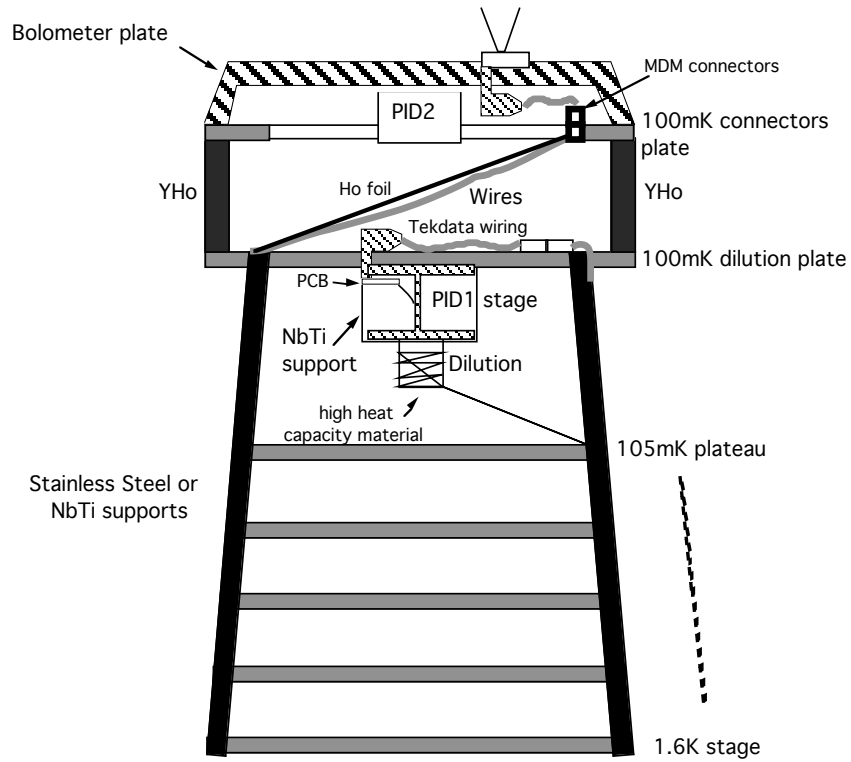


Fig. 5: Schematic view of the 100mK stage thermal control architecture (not to scale).

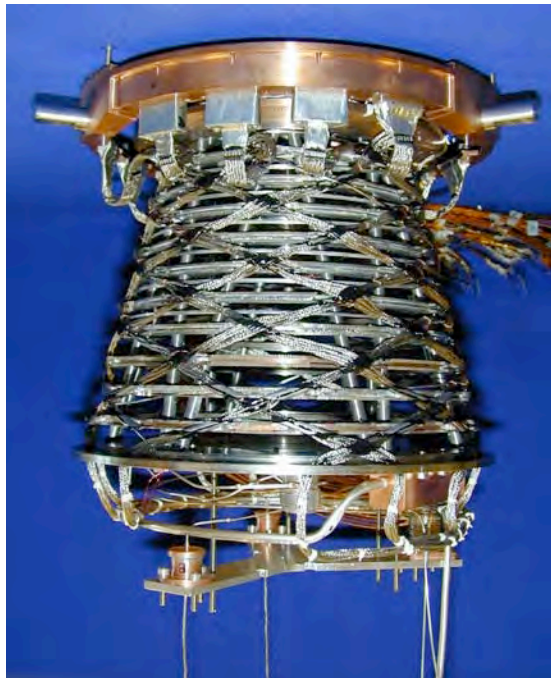


Fig. 6: Breadboard model of the Planck-HFI 100mK heat exchanger realised by Air Liquide.

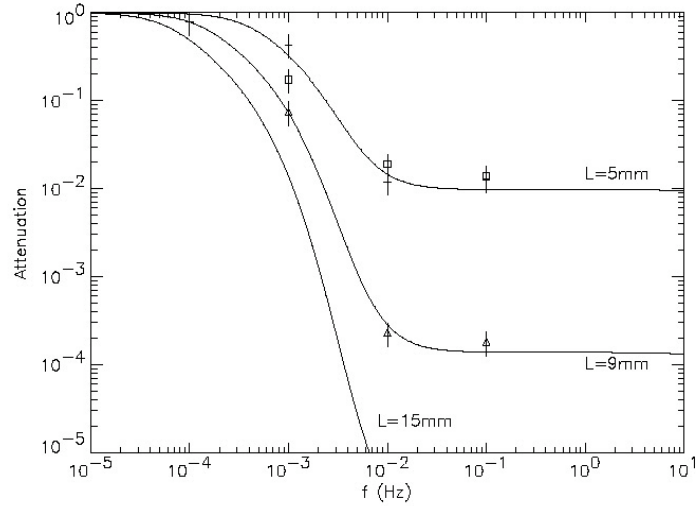


Fig. 7: The points represents the measured damping factor in temperature for different lengths of a YHo sample as a function of frequency. The solid line is the best fit from a model¹³.

4.4 Optimization of the active control PID1 system

The active control system PID1 is shown on Fig. 8a. Its mechanical support is obtained thanks to a NbTi hollow cylinder while the thermal link is realized by a Cu link. At low temperature (below about 1K), NbTi become a superconductor and the thermal conductivity between the dilution plate and the dilution itself is dominated by the thermal link. The connection between the thermal link and the two interfaces is done with two Cu arms that absorb differential thermal dilatation. The temperature used for the input of the regulation algorithm is measured with an optimized NTD Ge thermometer from Haller-Beeman^{14,15}.

In quasi-static regime, we can consider that the regulation system is perfect ($\delta T_{\text{regul}}=0$) and the transfer function of the system is similar to a divider bridge in electronics:

$$\frac{\delta T_{\text{dil plate}}}{\delta T_{\text{dil}}} = \frac{R_{\text{link}}}{R_{\text{link}} + R_{\text{support}}}$$

where R_{link} and R_{support} are the thermal resistances of the Cu link and of the mechanical support respectively. In the case of the PID1 system, the quasi static damping factor is theoretically higher than 2000.

In order to optimize this subsystem, a model has been realized with IDEAS and thermally simulated with the TMG module. This model is shown on Fig. 8b.

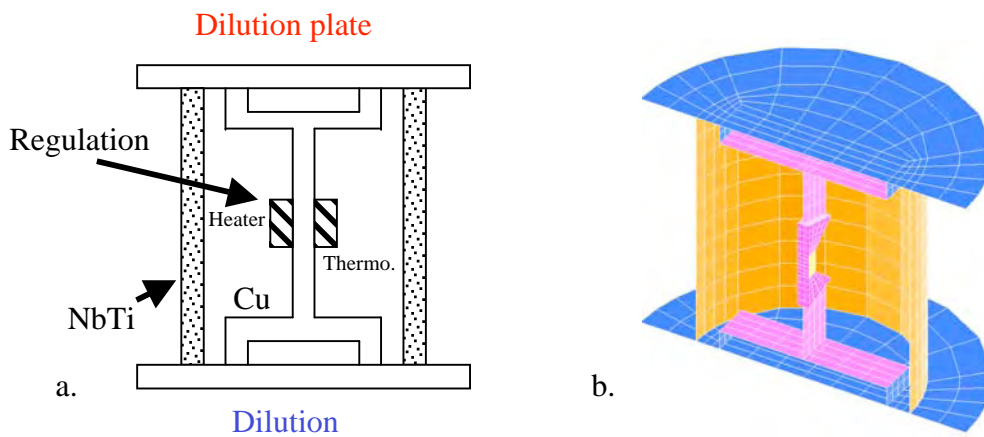


Fig. 8: a : Principles of the PID1 thermal control system. b: Cut-off view of the IDEAS-TMG PID1 model. This system realize the active control of the HFI 100mK thermal architecture.

In order to have realistic simulations, a real PID algorithm was added to the simulation by the way of a Fortran routines. This procedure use the temperature measured by the thermometer (averaged on its surface) to adjust the dissipated power on the heater. The regulation algorithm (which is a PID for Proportional Integral and Derivative) has been duplicated from the one used on the Symbol experiment.

First, these simulations allow us to optimize the thermal gradients that appear in the thermal link. This is the first principle determined experimentally: to suppress as much as possible all thermal paths that bypath the thermometer-heater regulation system. As shown on Fig. 8b, this leads to decrease the width of the thermal link where the thermometer-heater system is placed.

Nevertheless, with this first optimization step, the damping factor was limited to some 10 as shown in the blue curves of Fig. 9. This was due to important thermal gradients between the heater and the cold part of the system that are seen by the thermometer directly placed in front of the heater.

By placing the thermometer in a part of the thermal link where thermal gradients are lower, we get a damping factor of more than 2000, limited in this case by the finite resolution of the simulation.

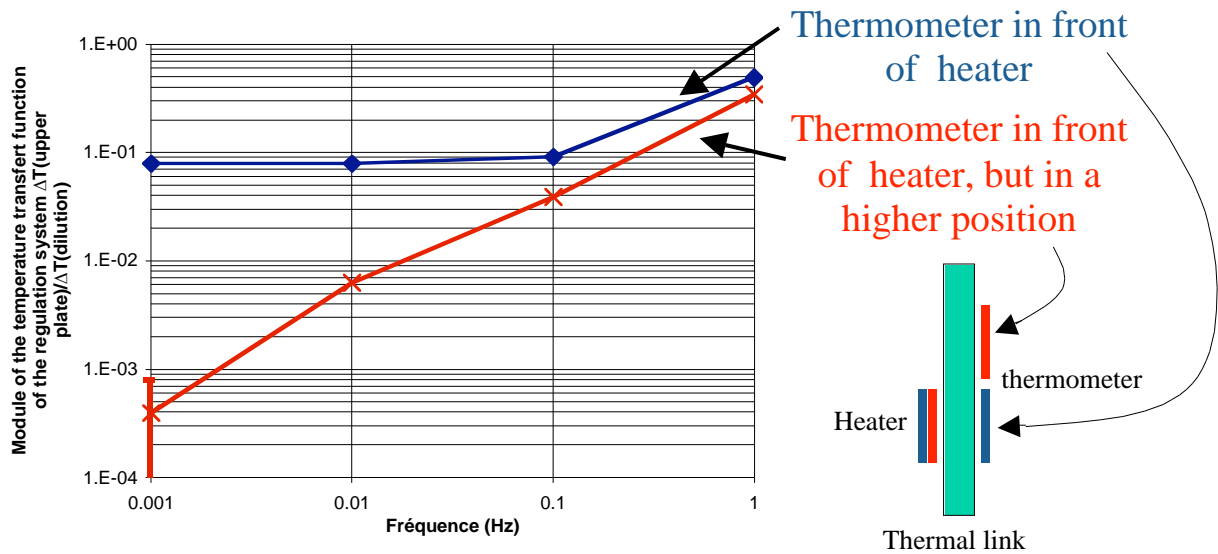


Fig. 9: Transfer function of the simulated PID1 system.

5. CONCLUSIONS

We have shown that the thermal architecture of the Planck-HFI allow to reach the ultimate sensitivity set by the photon noise of the CMB at millimeter wavelength. Nevertheless, thermal fluctuations of the coolers could induce substantial noise to the data, especially if perturbations are in the useful frequency band covering the range from 10mHz to about 100Hz. Dedicated thermal control architecture have therefore been designed to cope with this problem, especially at 100mK. These systems are based on a combination of a passive filtering and an active regulation system that allow to reach the required stability at high and low frequencies respectively. Thermal simulations have been used to optimize such architecture at 100mK and are currently being used for the 1.6K and 4K stages. The first test of this optimization will begin in September.

REFERENCES

1. ESA/Planck Web site: <http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck>
2. M. Halpern and D. Scott, Astro-ph/9904188
3. J. Bock et al., Proc. 30th ESLAB Symp. "Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation", 24-26 September 1996, Noordwijk, The Netherlands, ESA SP-388, 119-122, 1996.

4. F.R. Bouchet, J.L. Puget, J.M. Lamarre, *School of Les Houches*, 2000, pp. 103-220
5. J. M. Lamarre et al., *these proceedings*.
6. A. Benoit et al., 2002, *Astroparticle Physics* 17, 101-124.
7. J.M. Lamarre et al., *Space Science Reviews*, 74, 27-36, 1995.
8. Gaertner S. et al. 1997, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 126, 151-160.
9. Piat M. et al. 1997, *Proc. 7th Int. Workshop on Low Temperature Detectors LTD-7*, 27 July – 2 August 1997, Munich, Germany, pub. by MPI Physik, ISBN 3-00-002266-X.
10. J. Delabrouille, 1998, *PhD thesis univ. Paris XI*.
11. M. Piat et al, 2000, *Proc. 8th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-8*, NIMA 444, 413-418.
12. M. Piat, 2000, *PhD thesis univ. Paris XI*.
13. K. Madet et al., 2002, submitted to *Cryogenics*.
14. M. Piat et al., 2001, *JLTP*, Vol.125, Nos. 5/6.
15. M. Piat et al. 2002, *Proc. 9th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-9*, AIP Conference Proceeding Series, 605, 79-82.