



HAL
open science

Détecteurs cryogéniques et leurs applications en Astrophysique et Astroparticules

S. Marnieros

► **To cite this version:**

S. Marnieros. Détecteurs cryogéniques et leurs applications en Astrophysique et Astroparticules. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris Sud, 2014. tel-01088881

HAL Id: tel-01088881

<https://hal.in2p3.fr/tel-01088881>

Submitted on 28 Nov 2014

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

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

UNIVERSITÉ DE PARIS SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

MÉMOIRE D'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité

ASTROPARTICULES

Par

STEFANOS MARNIEROS

Sujet :

DÉTECTEURS CRYOGÉNIQUES ET LEURS APPLICATIONS EN
ASTROPHYSIQUE ET ASTROPARTICULES

Mars 2014



CENTRE DE SCIENCES NUCLEAIRES ET DE SCIENCES DE LA MATIÈRE
Université Paris-Sud – CNRS – IN2P3

Introduction

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été effectués au CSNSM (Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière) entre mon entrée au CNRS en mai 2000 et début 2014. Ils sont le fruit d'un travail d'équipe impliquant les chercheurs, les ingénieurs et les étudiants en thèse et post-doc qui se sont investis dans notre programme de développement des détecteurs cryogéniques. Beaucoup d'idées sont le résultat des discussions sur des nouvelles voies qui semblent intéressantes à explorer ou sur des problèmes rencontrés que nous essayons de résoudre ou de contourner. Il faut accepter de consacrer une partie non négligeable de son temps et de son énergie pour mettre en place ces échanges scientifiques et techniques, mais aussi pour bien répartir le travail et maintenir la motivation au sein d'une équipe. Il est évidemment primordial d'avoir des idées innovantes pour mettre au point un projet de recherche, mais il faut aussi réussir un travail d'échange et d'encadrement pour réunir les compétences de plusieurs personnes.

Je me suis basé sur trois projets distincts pour illustrer l'intérêt que représentent actuellement les détecteurs cryogéniques, ainsi que certains de leurs inconvénients, principalement liés à l'utilisation des techniques cryogéniques assez délicates à maîtriser et à fiabiliser. Le premier chapitre passe en revue les détecteurs de lumière à l'état solide les plus répandus, et permet de clarifier les conditions d'observation pour lesquelles les détecteurs bolométriques deviennent intéressants. L'observation du fond diffus cosmologique est indiscutablement le cas le plus spectaculaire. Le développement des matrices de bolomètres pour l'étude du rayonnement fossile et de sa polarisation est détaillé dans le chapitre 2. Dans le chapitre 3 est donnée un calcul des performances ultimes d'un détecteur de lumière utilisant un senseur supraconducteur TES à très basse température (typiquement 20mK). Cette modélisation est basée sur le détecteur développé pour le projet LUMINEU, consacré à l'étude des propriétés du neutrino. Le quatrième et dernier chapitre expose les développements effectués au CSNSM dans le cadre du projet EDELWEISS de recherche de matière noire non baryonique, sous forme de WIMPs.

Chapitre 1

1 Les photo-détecteurs pour l'Astrophysique.....	4
1.1 Introduction	4
1.2 Le photomultiplicateur	4
1.3 La photodiode	6
1.4 La photodiode à avalanche – APD et SiPM	7
1.5 Les détecteurs CCD	10
1.6 Les détecteurs CMOS	12
1.7 Les photodiodes HgCdTe	13
1.8 Kinetic inductance detectors (KIDs)	16
1.9 La détection cohérente.....	18
1.9.1 Les mélangeurs à base de jonctions SIS.....	22
1.9.2 HEB mixers (Hot Electron Bolometer).....	25
1.9.3 Bruit quantique en détection cohérente.....	26
1.10 REFERENCES.....	29

1 Les photo-détecteurs pour l'Astrophysique

1.1 Introduction

Notre connaissance de l'univers a connu un progrès assez vertigineux et incessant au cours des dernières décennies et suscite un grand intérêt, même auprès des personnes en dehors du milieu scientifique. Les avancées récentes en physique concernant les instruments de détection, l'observation de l'univers depuis des satellites, et les progrès incessants en modélisation et en puissance de calcul ont réellement révolutionné notre perception du monde. Les informations que nous avons aujourd'hui sur la formation et l'évolution de l'univers viennent de manière quasi exclusive du rayonnement électromagnétique arrivant sur nos détecteurs. Des études importantes sont aussi basées sur l'observation des particules cosmiques énergétiques, la matière céleste reçue par les météorites ou collectée dans l'espace et la détection directe des ondes gravitationnelles. Mais la quantité d'information obtenue par le rayonnement céleste, depuis les fréquences radio jusqu'aux photons gamma très énergétiques en passant par le domaine spectral visible, est incontestablement beaucoup plus importante. Le développement des détecteurs innovants et très performants est toujours un facteur clef pour progresser dans le domaine de l'Astrophysique observationnelle.

Nous allons brièvement exposer ici les principales percées technologiques dans le vaste domaine de la détection, en se focalisant principalement sur les senseurs de l'état solide semiconducteurs et supraconducteurs. Les senseurs thermiques fonctionnant à très basse température (calorimètres et bolomètres) ne seront pas détaillés dans ce chapitre.

1.2 Le photomultiplicateur

Après avoir scruté le ciel depuis la nuit des temps, les progrès technologiques ont condamné le détecteur le plus ancien au monde qu'est l'oeil humain, à contempler l'univers derrière un écran d'ordinateur. La possibilité de capter des images du ciel et de pouvoir les étudier par la suite avec des moyens de traitement de plus en plus perfectionnés est en partie à l'origine de cette évolution. Il existe plusieurs techniques différentes pour détecter la lumière issue du milieu céleste, et selon le but recherché nous pouvons nous intéresser à l'imagerie à haute résolution ou à grand champ, à la spectroscopie, à la photométrie ou encore à l'interférométrie. Le domaine spectral d'intérêt est très étendu, environ 15 ordres de grandeur en fréquence, et les détecteurs adaptés sont par conséquent de nature très variée en fonction de l'expérience envisagée.

Un des premiers détecteurs performants à avoir fortement révolutionné l'astronomie observationnelle fut le photomultiplicateur, dont le développement a commencé vers les années 1920-1940. Dans un photomultiplicateur les photons arrivent sur une photocathode très mince (environ 5 à 50nm) à l'intérieur d'un tube à vide, induisant l'émission d'électrons ([Figure 1.1](#)). Ces électrons sont accélérés par un champ électrique vers une première électrode appelée la dynode. Leur impact sur cette dernière produit l'émission d'un nombre supérieur d'électrons secondaires qui seront accélérés à leur tour vers la dynode suivante, portée à un potentiel électrique plus élevé. L'utilisation en cascade de plusieurs dynodes (typiquement une dizaine) multiplie le nombre d'électrons collectés sur l'anode (la dernière électrode) d'un facteur pouvant atteindre 10^8 . Dans les

photomultiplicateurs commerciaux nous obtenons typiquement un signal de 10^6 à 10^7 électrons par photon absorbé. Il s'agit d'un détecteur souvent utilisé pour le comptage rapide des photons, son temps de réponse pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de 1 ns. L'efficacité quantique des photomultiplicateurs (la fraction des photons incidents détectés) est typiquement de l'ordre de 20 à 30% dans le domaine spectral visible. Elle est limitée par l'efficacité de conversion d'un photon incident sur la cathode en un électron émis vers la première dynode, et chute très vite aux longueurs d'ondes supérieures à 700-900nm (Figure 1.2). Cette baisse d'efficacité quantique est liée à l'énergie du gap du matériau semi-conducteur utilisé pour l'effet photoélectrique sur la cathode (typiquement 3eV) ainsi que par son potentiel d'extraction. Des structures ayant un potentiel d'extraction de surface faible ou négatif seront plus performantes aux grandes longueurs d'onde. Vers les courtes longueurs d'ondes c'est la fenêtre d'entrée de la lumière dans le tube photomultiplicateur qui limite la transmission. Elle est habituellement fabriquée en verre ou en quartz. Associés à un filtre optique pour sélectionner la gamme des longueurs d'ondes souhaitée, les photomultiplicateurs ont été utilisés assez tôt en Astrophysique pour la photométrie de sources lumineuses célestes. De nos jours ils sont en concurrence avec les photodiodes Silicium classiques ou à avalanche (SiPM pour Silicon Photo-Multiplier) qui présentent souvent une meilleure efficacité quantique.

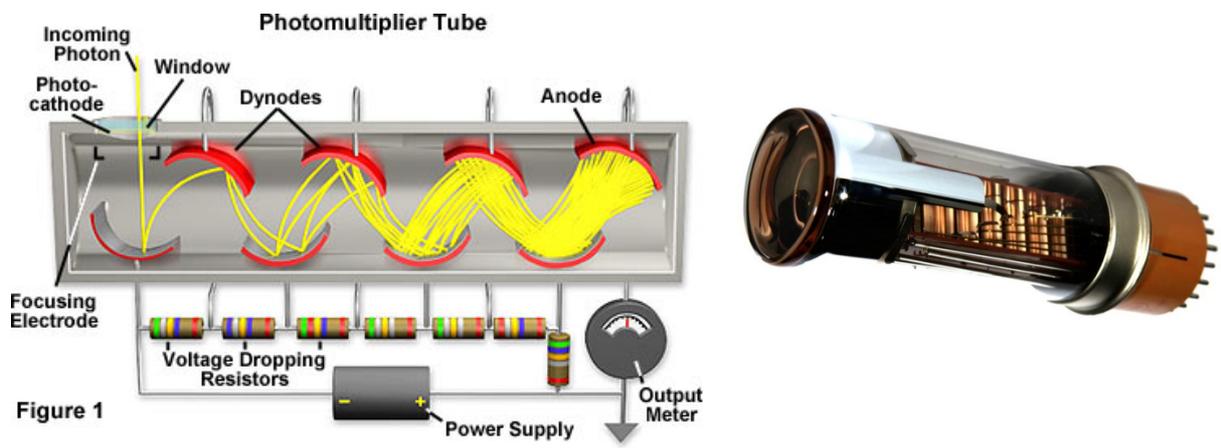


Figure 1.1 : Le fonctionnement d'un tube photomultiplicateur nécessite une source haute tension (>1000V) pour l'accélération des électrons entre les dynodes. Avec l'arrivée des simulations des lignes de champ sur ordinateur, la géométrie des dynodes a pu être optimisée et l'efficacité des photomultiplicateurs s'est largement améliorée.

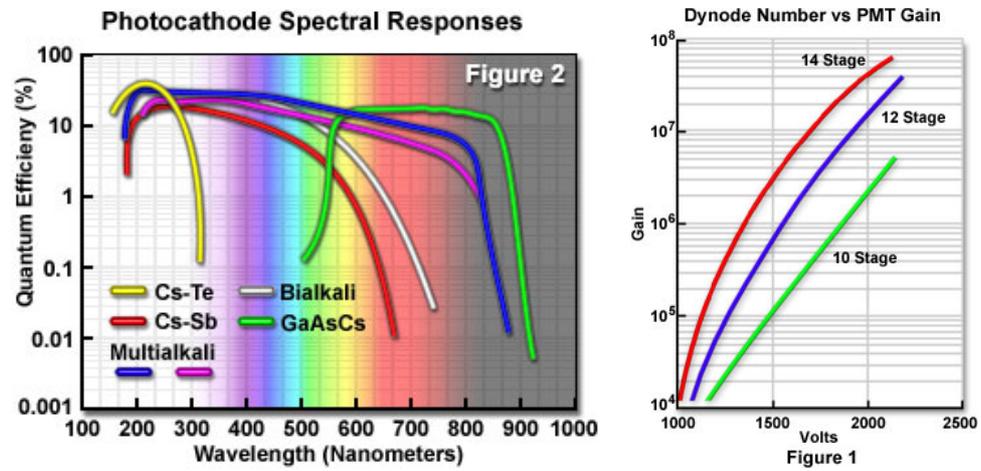


Figure 1.2 : Réponse spectrale des photomultiplicateurs utilisant différents types de photocathodes [1,2].

1.3 La photodiode

Les photodiodes sont basées sur une structure semi-conductrice comportant une zone de déplétion peu dopée. Un fort champ électrique y est appliqué afin de séparer de manière efficace les paires électrons-trous créées par effet photo-électrique. Divers matériaux semi-conducteurs peuvent être utilisés mais la plupart des photodiodes sont fabriquées à base des jonctions p-n ou p-i-n en Si dopée. Quand la jonction p-n est polarisée en inverse, il y a formation d'une zone étendue avec très peu de porteurs libres et un grand champ électrique (zone de déplétion). Cette région est propice à l'accélération et au transport des porteurs induits par l'excitation photoélectrique des électrons depuis la bande de valence vers la bande de conduction. Dans ce mode de fonctionnement il y a très peu de courant qui traverse la structure si elle n'est pas illuminée, le courant d'obscurité (dark current) étant principalement lié à l'activation thermique des porteurs. Le signal de sortie d'une photodiode est proportionnel au nombre de photons absorbés et à leur énergie (pour des énergies pas très proches du gap du semiconducteur). Le signal est soit directement amplifié soit stocké localement dans une structure capacitive, ce qui permet l'intégration du flux lumineux incident sur une période ajustable. C'est le cas des dispositifs CCD (Charge Coupled Device) dont le développement a commencé vers les années 1970.

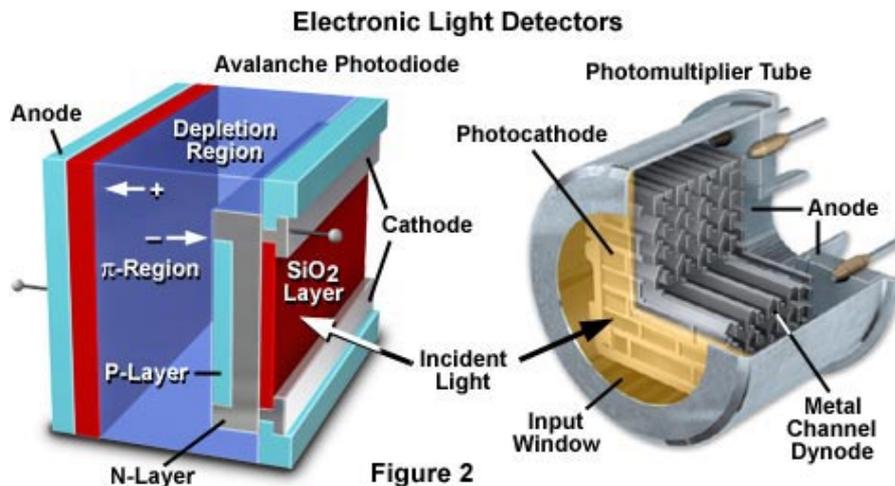


Figure 2

Figure 1.3 : Le principe de fonctionnement des photodiodes est basé sur l'effet photoélectrique dans un matériau semiconducteur. Contrairement aux photomultiplicateurs les charges ne sont pas accélérées dans le vide mais dans le semiconducteur.

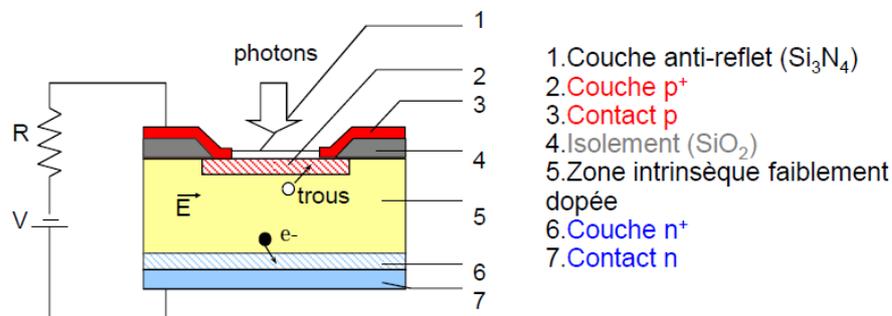


Figure 1.4 : Dans une photodiode la lumière incidente crée des paires électrons trous dans une zone semiconductrice faiblement dopée. Sous l'effet d'un champ électrique les charges se séparent et induisent un courant électrique mesurable.

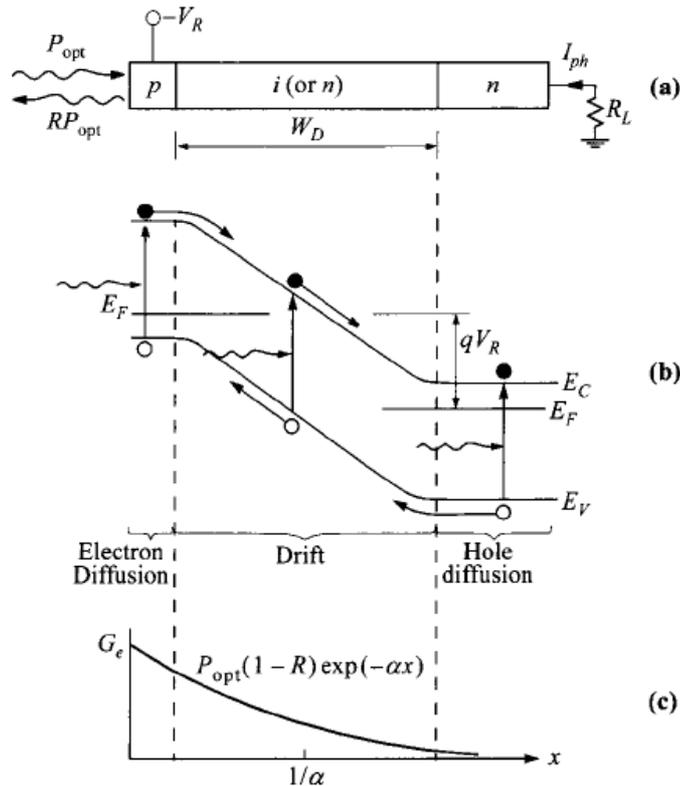


Figure 1.5 : Bandes d'énergie caractéristiques d'une jonction p-n polarisée en inverse. L'ajout d'une région intrinsèque "i", très peu dopée, permet d'obtenir une zone de déplétion facilement ajustable avec peu de piégeage lors du transport des paires électron-trou [3]

Contrairement à la cathode d'un photo-multiplicateur dont l'efficacité quantique est typiquement limitée à 30%, les photodiodes en Si sont beaucoup plus performantes avec des efficacités proches de 100% autour de $0.7\mu\text{m}$. Cet avantage, combiné aux progrès de la technologie du Silicium et à la possibilité d'utilisation des moyens de fabrication similaires à ceux développés pour la micro-informatique, ont fait des photodiodes les détecteurs les plus répandus actuellement. En outre, elles sont efficaces sur une grande gamme du spectre électromagnétique, depuis le rayonnement gamma très énergétique, voire même la détection des particules pour les diodes en Ge, jusqu'à l'infrarouge lointain pour les photodiodes en HgCdTe à petit gap.

1.4 La photodiode à avalanche - APD et SiPM

En augmentant suffisamment le potentiel de la polarisation inverse d'une photodiode, il devient possible d'obtenir une accélération suffisamment forte des porteurs pour déclencher un effet d'avalanche [4]. En effet, quand un porteur libre gagne suffisamment d'énergie par le champ électrique, il peut provoquer la création d'une nouvelle paire électron-trou qui sera accéléré à son tour. Pour les électrons dans les photodiodes en Si, cet effet se produit au delà de $2 \cdot 10^5$ V/cm. On parle alors des photodiodes à avalanche ou APD (Avalanche Photo-Diode). Cette multiplication des charges qui est analogue au fonctionnement d'un photomultiplicateur, induit un gain interne en courant, défini comme le nombre total d'électrons produits par la photoémission initiale d'une paire électron-trou. La valeur typique de ce gain est d'environ 500 à 1000. Pour des raisons d'optimisation du rapport signal sur bruit la création des paires a lieu dans une région différente de celle où se produit l'effet d'avalanche. Les électrons sont ensuite envoyés vers la zone de l'APD à

fort champ électrique contrairement aux trous qui ne subissent pas d'effet avalanche (Figure 1.6). En dessous de la tension de claquage le signal de sortie de l'APD reste proportionnel au nombre de paires électron-trous initialement créés. Grâce à leur grande efficacité quantique, les photodiodes à avalanche sont souvent utilisées à la place des photomultiplicateurs dans des applications à faible flux lumineux. Elles sont plus compactes et beaucoup moins sensibles à la présence d'un champ magnétique.

En polarisant une diode à avalanche au dessus de sa tension de claquage (V_{BD} , breakdown voltage), on obtient un mode de fonctionnement très différent. La multiplication des porteurs libres par effet d'avalanche va diverger et pour ne pas abîmer le dispositif, cet effet doit à un moment être arrêté (quenched) soit par un circuit actif externe soit de manière passive en ajoutant une résistance en série avec la tension de polarisation de la diode. Contrairement à l'APD en mode proportionnel, où une paire électron-trou ne va créer qu'une seule ou un nombre fixe d'avalanches, dans le cas d'une APD à $V > V_{BD}$ une paire électron-trou suffit pour faire transiter le système jusqu'au "quenching". Par conséquent le signal de sortie est binaire, indépendant du nombre des paires électron-trou initialement créées. On appelle ce dispositif une APD en mode Geiger ou Silicon PhotoMultiplier « SiPM », si la photodiode est en Si. Pour effectuer de la photométrie, plusieurs petites cellules d'APD (de quelques dizaines de microns de côté) sont assemblées en une matrice, afin d'obtenir au maximum une seule absorption de photon par pixel pendant la période d'intégration. En sommant le nombre de pixels qui ont transité il devient alors possible de faire du comptage de photons. Le temps de montée caractéristique d'une APD en mode Geiger est de l'ordre de 1 ns, et la fréquence de comptage de photons dépend du temps de recouvrement du système après une avalanche et est supérieure à 10MHz pour un quenching passif. Par contre il n'est pas possible de mesurer l'énergie des photons incidents. Toutes les impulsions d'une cellule auront la même amplitude. Le gain intrinsèque des APD en mode Geiger est souvent de l'ordre de 10^6 , ce qui est comparable au gain des photo-multiplicateurs. L'efficacité quantique est proche de 30% mais des progrès sensibles sont envisageables pour augmenter l'efficacité bien au delà de 50%. Les APD vont indiscutablement continuer à profiter des avancées réalisées dans la fabrication des circuits en microélectronique et informatique pour gagner en performance. Dans le cas des APD en mode Geiger, leur optimisation pour une expérience donnée nécessite la connaissance préalable du flux lumineux attendu pour rester dans la dynamique utile du détecteur. Leur dynamique est de l'ordre de 1000, et varie proportionnellement au nombre des pixels de la matrice. Les APD sont utilisées dans des nombreuses expériences en Physique des Particules et en Astrophysique. Comme pour beaucoup de dispositifs électroniques basés sur la technologie MOS, des études assez poussées ont été réalisées pour tester et optimiser leur comportement et leur vieillissement dans un environnement hostile, riche en particules et rayonnements ionisants très énergétiques (satellites, accélérateurs...).

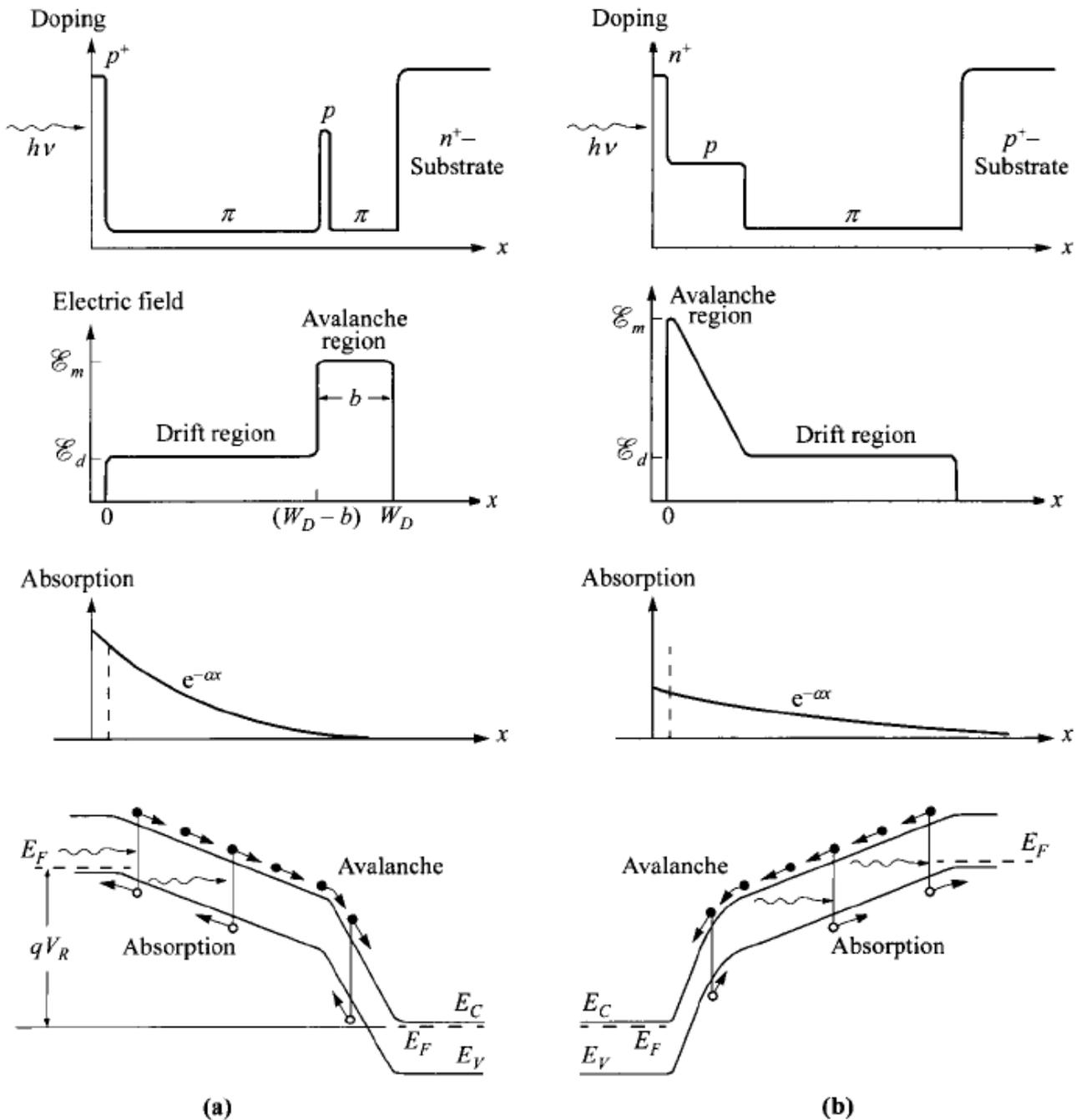


Figure 1.6 : Pour optimiser l'efficacité quantique et le rapport signal sur bruit, les APD comportent deux régions distinctes, une pour l'absorption de la lumière et une pour l'amplification par effet d'avalanche. La collecte de lumière et de drift des électrons vers la zone d'amplification est sous faible champ électrique et sa géométrie est adaptée à la longueur d'onde des photons à détecter. La zone d'avalanche à fort champ électrique est relativement étroite et se trouve selon le cas soit du côté où la photodiode est illuminée (figure b), soit à l'opposé (figure a). Les variations d'amplitude du champ électrique dans la photodiode sont obtenues par un profil adéquat du dopage.

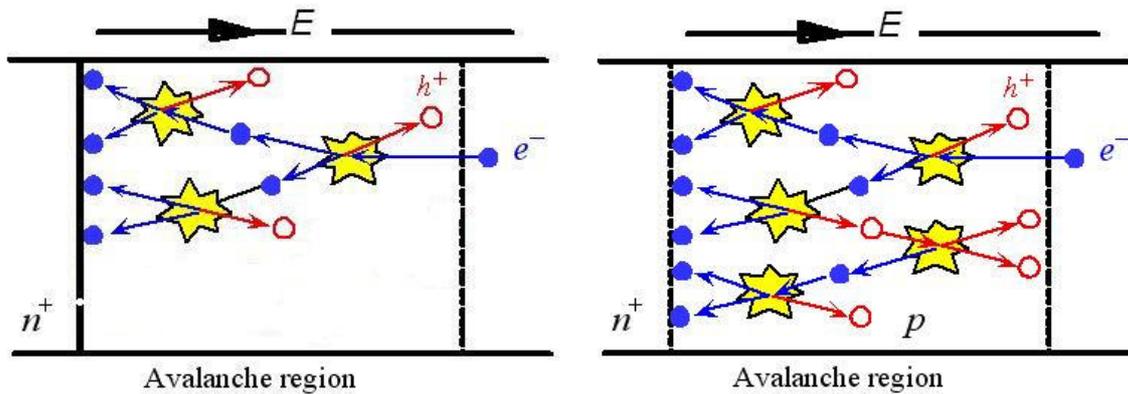


Figure 1.7 : En dessous du seuil de claquage, le pouvoir ionisant des trous (qui est inférieur à celui des électrons dans le cas du Si) n'est pas suffisant pour créer une nouvelle paire électron-trou. Les avalanches ont une trace pyramidale (dessin de gauche). Au-dessus du seuil, les trous acquièrent l'énergie nécessaire à l'ionisation d'une nouvelle paire et une deuxième avalanche s'amorce en amont, dans la région à fort champ. La différence entre une APD-Si en mode Geiger et en mode proportionnel réside dans le pouvoir des trous à déclencher des avalanches.

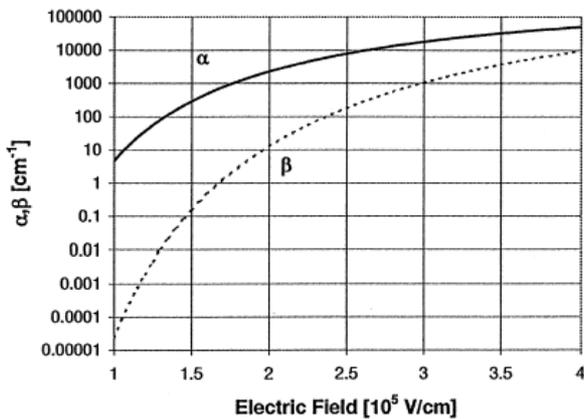


Figure 1.8 : Pouvoir ionisant des électrons (α) et des trous (β) dans le Si. Les APD en Si fonctionnent à des champs électriques de l'ordre de $2 \cdot 10^5$ V/cm tandis que les SiPM à des champs supérieures à $3 \cdot 10^5$ V/cm, afin d'obtenir une bonne efficacité du pouvoir ionisant des trous. Selon le matériau on obtient $\alpha > \beta$ (Si, InGaAs) ou $\alpha < \beta$ (Ge, InP).

1.5 Les détecteurs CCD

Si il existe un dispositif qui a largement révolutionné le monde de la détection c'est bien le CCD (Charge Coupled Device). Le concept du CCD a été introduit par Boyle et Smith en 1970 dans le but d'être utilisé comme "registre" dans les mémoires d'ordinateur (« shift register »). Ce développement n'a pas été fructueux, contrairement à ceux visant son utilisation en tant que dispositif d'imagerie. Aujourd'hui la technologie des CCD est très aboutie et plusieurs centaines de millions de CCD de plusieurs millions de pixels sont fabriqués par an, essentiellement pour le marché des caméras grand public. Grâce à leur efficacité de détection et à leur qualité d'imagerie à faible flux lumineux ils constituent des détecteurs incontournables pour des nombreuses applications scientifiques dans le domaine spectral visible et proche infrarouge.

La structure d'un CCD est détaillée dans la figure 1.9. Comme dans le cas d'une photodiode, les photons incidents vont créer des paires électron-trou dans une zone de déplétion, polarisée de manière adéquate en tension inverse. Par contre une couche isolante introduit un effet capacitif et empêche les électrons d'atteindre l'électrode de gate. Il n'y a donc pas de courant lors de l'absorption des photons dans la zone de déplétion mais plutôt une accumulation des charges sous la gate. Plusieurs cellules très proches les unes des autres sont fabriqués en même temps pour

former une matrice pouvant atteindre plusieurs millions de pixels. La taille de chaque pixel ou photo-site est habituellement inférieure à dix microns pour une détection dans le visible. Le CCD va accumuler les électrons (ou les trous) produits par effet photo-électrique sur une structure capacitive et ensuite transférer les paquets de charges de chaque pixel vers un amplificateur unique pour une lecture en série. La particularité du CCD c'est de pouvoir transférer de manière très efficace les charges accumulées vers le bord de la matrice où se situe l'amplificateur de charge. La lecture d'un CCD peut ainsi se faire à l'aide d'un seul amplificateur de charge (ou d'un petit nombre d'amplificateurs) ce qui aide énormément à l'homogénéité de l'image. En outre, avec peu d'amplificateurs il est beaucoup plus aisé d'obtenir un bon rendement de fabrication, ce qui n'est pas le cas pour les matrices CMOS qui utilisent un amplificateur par pixel. Une fois l'intégration de l'image accomplie, le transfert des charges peut se faire à travers les photo-sites, à l'aide d'une série de tensions appliquées sur leur gate. Le potentiel sous chaque pixel est modulé de manière à pousser le paquet des charges vers son voisin, et ainsi de suite jusqu'au bord de la matrice.

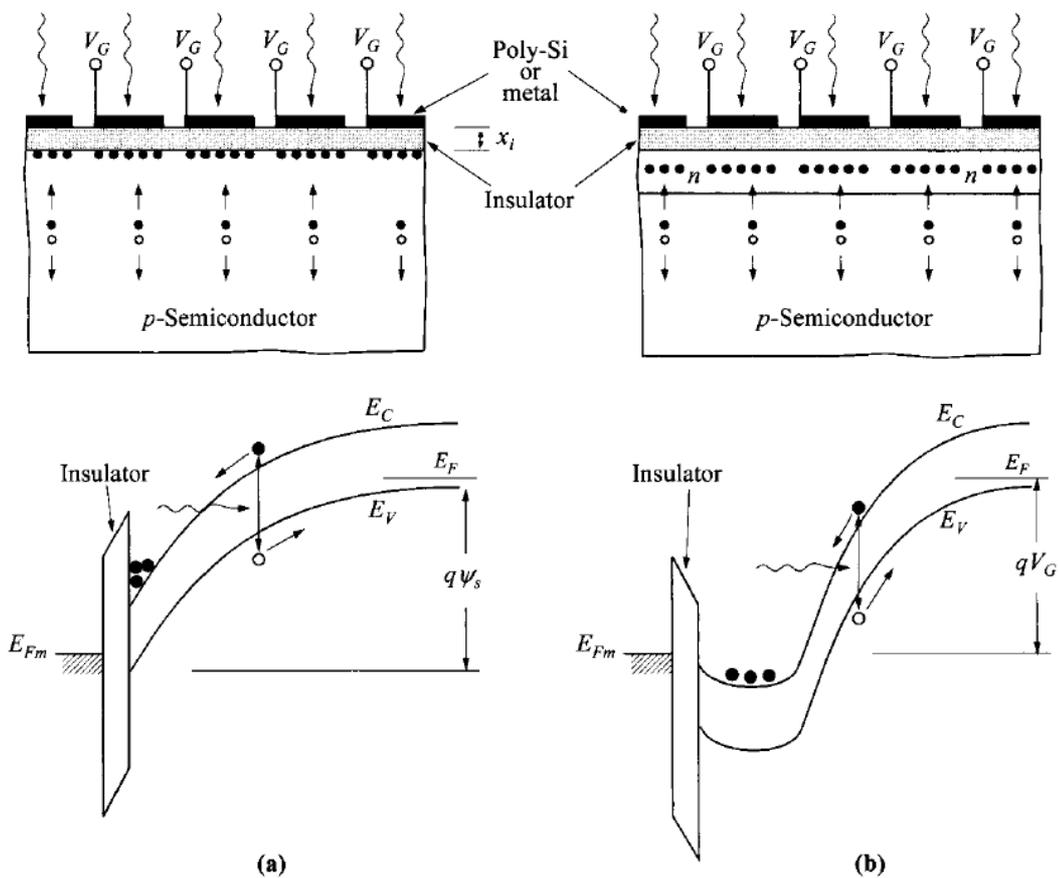


figure 1.9 : Géométrie et structure de bande d'un CCD classique (a) et d'un CCD à canal enterré (b).

Pour réduire le piégeage des charges sur les défauts de la couche isolante lors du transfert des charges, les CCD utilisent souvent une structure dite de canal enterré (figure 1.9). Par un dopage très localisé sous l'isolant et de type opposé au reste de la structure, il apparaît une région de quelques centaines de nanomètres où les charges peuvent transiter sans être piégées. L'efficacité de transfert dans un canal enterré peut atteindre des valeurs supérieures à $(1-10^{-5})$, c'est à dire une probabilité de piégeage des charges inférieure à 10^{-5} pendant le transfert entre deux pixels adjacents. Il existe de nombreuses techniques pour faire transiter les charges jusqu'à l'amplificateur sans passer par les photo-sites collectant la lumière. La plus répandue c'est la méthode Interline

Tranfer CCD (IT-CCD). Après l'intégration du signal sur un photo-site, la charge est repoussée vers un canal enterré sur le bord du pixel (Interline Tranfert), qui n'est pas sensible à la lumière. Les paquets de charges sont ensuite transférés de pixel en pixel en restant toujours sur le canal enterré du bord. Il est possible alors d'optimiser la collecte de lumière indépendamment de son transfert vers l'amplificateur.

Le bruit d'un CCD moderne de bonne qualité est de seulement quelques électrons par pixel. De manière analogue aux photodiodes classiques la température joue un rôle important sur l'amplitude du bruit et pour certaines applications il est intéressant de refroidir le détecteur. Les CCD du futur grand télescope LSST (Large Synoptic Survey Telescope) seront ainsi installés dans un cryostat refroidi à 180K. La dynamique du signal des CCD qui est de l'ordre de 10^5 (nombre maximal de charges pouvant être accumulées par pixel) ainsi que leur capacité d'intégrer la lumière sans dégradation des performances pendant un temps très long (plusieurs dizaines de secondes) constituent des avantages uniques. La capacité de fabriquer des matrices avec un très grand nombre de pixels ainsi que leur excellente efficacité quantique dans le visible ont contribué à faire des CCD des détecteurs très populaires et incontournables pour l'imagerie à grande résolution. On trouve commercialement des matrices bon marché de plusieurs dizaines de millions de pixels. Pour certains projets en Astrophysique nécessitant une très bonne couverture du plan focal, plusieurs matrices de CCD peuvent être assemblés en mosaïque. Le plan focal du LSST sera ainsi constitué de 189 CCD de 4096x4096 pixels, afin d'obtenir un total de 3,2 milliards de pixels, la taille des pixels étant de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$.

1.6 Les détecteurs CMOS

Parmi les inconvénients des CCD, les plus connus concernent la diaphonie d'un pixel en saturation vers ses voisins ou vers toute une ligne de la matrice (blooming), ainsi que le taux d'acquisition d'images (frame rate) qui reste relativement lent. Ces deux défauts sont en grande partie inhérents à la technique de transfert des charges à travers la matrice. Les détecteurs CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) basées sur une architecture différente ne présentent pas d'effet « blooming » et leur taux d'échantillonnage est intrinsèquement supérieur à celui des CCD. Ils possèdent un amplificateur intégré à chaque pixel, permettant d'obtenir localement une conversion de la charge accumulé vers une tension de lecture. Dans cette configuration il est facile d'obtenir un adressage rapide et indépendant de n'importe quel pixel de la matrice et de récupérer son signal de sortie sans transiter par les pixels voisins (Figure 1.10). En outre le gain de l'amplificateur peut être ajusté indépendamment sur chaque pixel lors de la fabrication. Ceci est très utile pour optimiser la dynamique des CMOS dans le cas très répandu de la reconstitution des couleurs basé sur un filtre RGB en mosaïque (Figure 1.11). Cependant l'architecture particulière des CMOS est aussi à l'origine d'une forte dispersion sur la sensibilité et le bruit entre différents pixels de la matrice. Il existe des techniques de calibration très efficaces pour réduire ce phénomène et homogénéiser la réponse de la matrice mais la réduction du bruit dans les CMOS reste un domaine de recherche et développement très actif. Les caractéristiques des matrices CMOS ne cessent de s'améliorer, et bien qu'étant actuellement moins performants que les CCD pour la détection de faibles flux lumineux, il ont tendance à les remplacer dans des nombreuses applications d'imagerie scientifique.

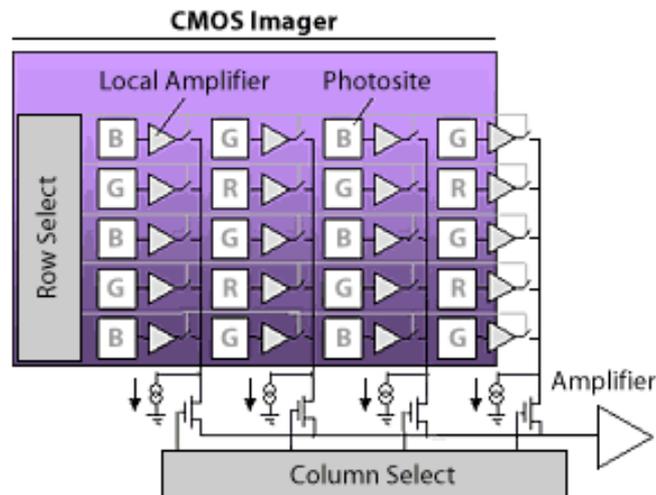


Figure 1.10 : Architecture de lecture CMOS. Après amplification sur le pixel (et conversion charge-tension) il est aisé de faire transiter rapidement le signal de n'importe quel pixel indépendamment de ses voisins. Les senseurs CMOS utilisent une technologie de fabrication leur permettant d'avoir beaucoup de transistors sur leur circuit imprimé. Contrairement aux CCD ils peuvent facilement intégrer des numériseurs et des composants de traitement de signal programmables.

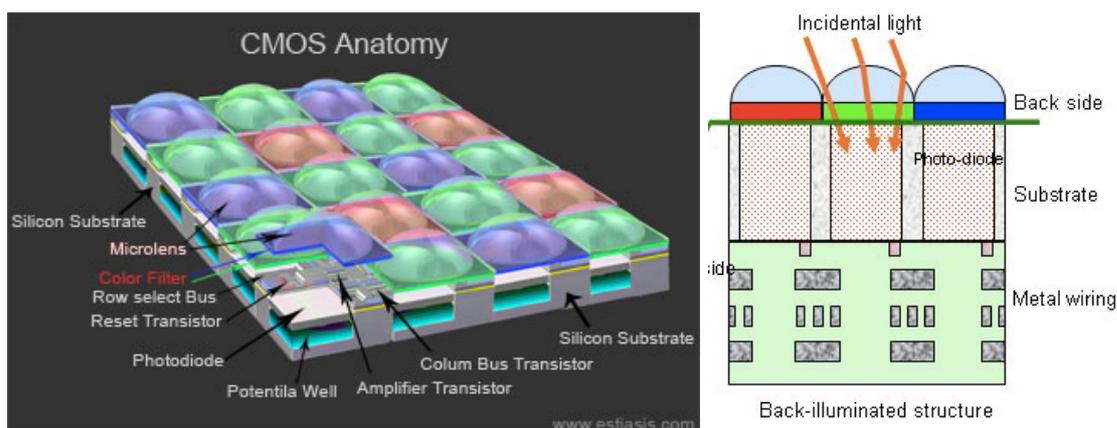


Figure 1.11 : Les matrices CMOS et CCD ne sont pas capables de distinguer l'énergie des photons dans la gamme spectrale visible. Pour reconstituer les couleurs, un filtre en mosaïque est introduit devant la matrice, permettant d'associer à chaque pixel une couleur (en général Rouge, Vert et Bleu – RVB). La reconstitution de l'image est obtenue par des algorithmes qui doivent garder autant que possible une résolution élevée et une bonne extrapolation des couleurs. Le filtre de "Bayer" illustré ci-dessus comporte deux fois plus de pixels verts que des bleues et rouges, et permet d'améliorer la résolution de l'image extrapolée dans la plupart des prises de vues de photographie "grand public".

1.7 Les photodiodes HgCdTe

Dans une photodiode, un photon d'énergie E ne peut créer une paire électron-trou par effet photo-électrique que si son énergie est supérieure au gap du semiconducteur utilisé. Pour le Si le gap d'énergie est de 1,12eV à température ambiante, ce qui équivaut à une longueur d'onde de 1,1 μm . Pour des photons proches de l'énergie du gap l'efficacité quantique de la photodiode diminue, et au delà d'une limite le semiconducteur devient transparent à la lumière incidente (Figure 1.12).

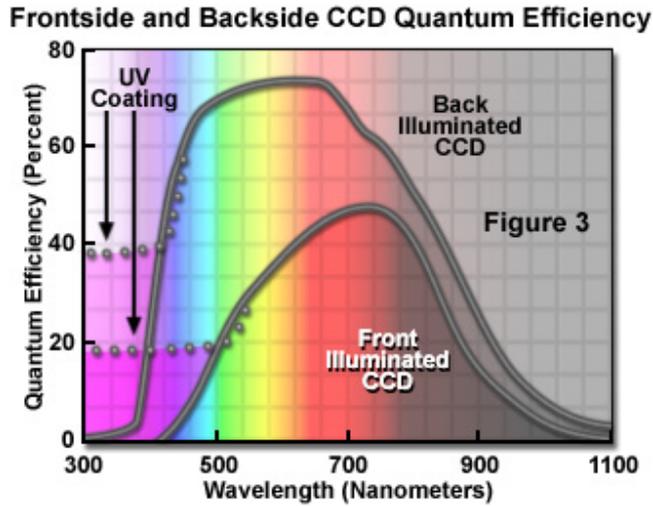


Figure 1.12 : Limite intrinsèque de l'efficacité quantique des CCD en Si vers le proche infrarouge. L'efficacité vers les courtes longueurs d'onde est habituellement limitée par des effets de surface des photodiodes. Les CCD performants utilisent un design où la lumière arrive du côté opposé aux structures métalliques de la gate (back-illuminated CCD).

L'intérêt de mettre au point un matériau ayant un gap plus petit que celui du Si afin d'obtenir des détecteurs sensibles dans l'infrarouge proche et lointain a été très vite soulevé, en particulier pour des applications militaires. Parmi les différentes solutions envisagées, les diodes en HgCdTe se sont avérées très prometteuses et ont connu un développement important tout au long des quatre dernières décennies. Le HgCdTe a été synthétisé dès 1958 [5] dans le but d'obtenir un semi-conducteur à gap direct, pour le domaine spectral LWIR (Long Wavelength Infrared Radiation : 8-14 μ m). Le Hg_{1-x}Cd_xTe est un alliage composite dont le gap peut être ajusté à travers la concentration relative entre le HgTe et le CdTe. En diminuant la concentration x en Cd, il est possible de réduire le gap du Hg_{1-x}Cd_xTe jusqu'à zéro. Le composé devient même semi-métallique en dessous de x=0,1 à température ambiante (Figure 1.13).

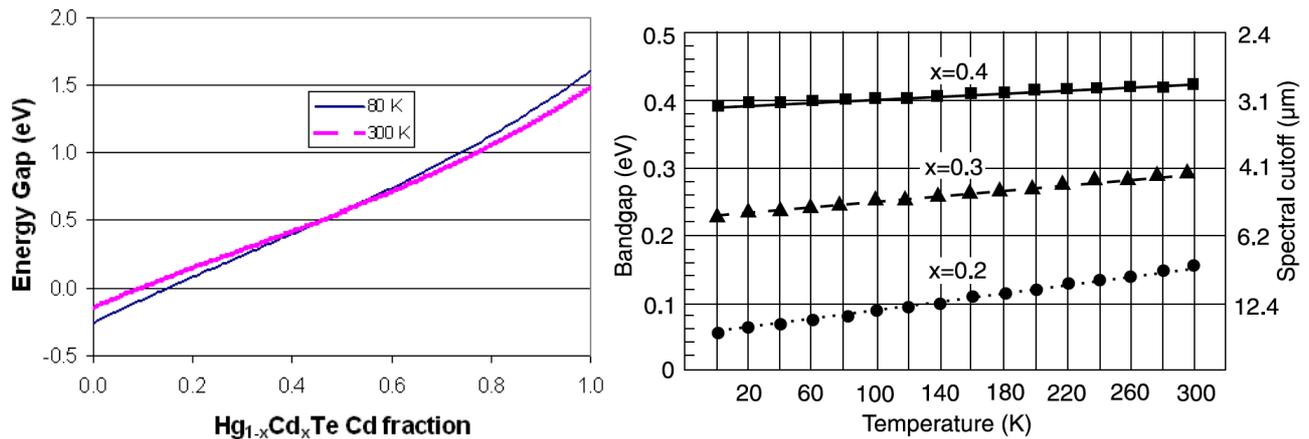


Figure 1.13 : Variation de l'énergie du gap du HgCdTe en fonction de la composition x. Les valeurs négatives du gap correspondent à un état semi-métallique du composé.

A priori il n'y a donc pas de limite théorique sur l'efficacité quantique d'une photodiode HgCdTe vers les grandes longueurs d'onde. Néanmoins, dans la pratique les détecteurs HgCdTe restent compétitifs jusqu'à environ 20 μ m. Au delà, ils présentent souvent des courants de fuite qui dégradent sensiblement leurs performances. L'activation thermique des porteurs peut aussi induire

un courant d'obscurité important qui nécessite le refroidissement des détecteurs HgCdTe à petit gap. L'énergie caractéristique d'un phonon (excitations du réseau cristallin) à température ambiante est de l'ordre de 25 meV ce qui correspond à une longueur d'onde de 50 μm . Pour obtenir une bonne efficacité quantique dans l'infrarouge lointain, avec peu de courant thermiquement activée, il est donc nécessaire d'abaisser la température de fonctionnement du détecteur (ceci reste vrai pour tout type de photodiode). On trouve ainsi des détecteurs HgCdTe qui opèrent à l'azote liquide à 77 K. Mais pour des longueurs d'onde supérieures à 50 μm et des faibles flux lumineux les détecteurs bolométriques fonctionnant à $T < 1\text{K}$ ou la détection hétérodyne sont mieux adaptés.

Dans le domaine spectral infrarouge 1-25 μm , les détecteurs HgCdTe restent très performants et des développements importants sont toujours en cours. Ces développements concernent en particulier la technique de fabrication du HgCdTe (épitaxie MBE sur substrat ZnTe par exemple), ou encore la mise au point d'un design avec empilement des couches HgCdTe à gaps différents, pour absorber une bande de longueur d'onde distincte sur chaque couche (two colors ou three colors array, Figure 1.14).

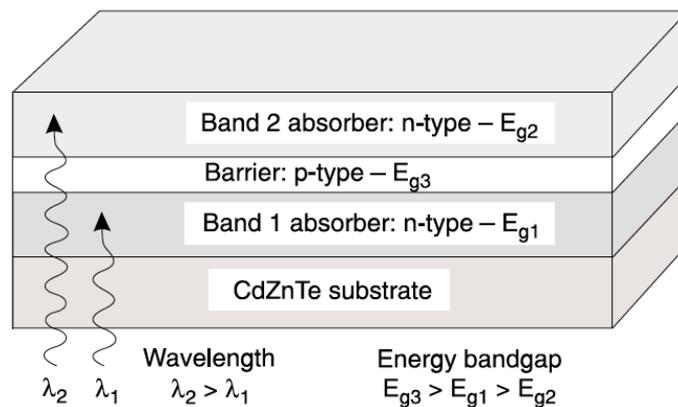


Figure 1.14 : Structure d'un détecteur HgCdTe composite avec détection simultanée de deux bandes spectrales (deux couleurs). Le flux de lumière infrarouge de courte longueur d'onde est absorbé dans la bande à grand gap E_{g1} , tandis que les photons de plus grande longueur d'onde sont absorbés dans la bande 2. Une couche mince de type p forme une barrière entre les deux bandes d'absorption.

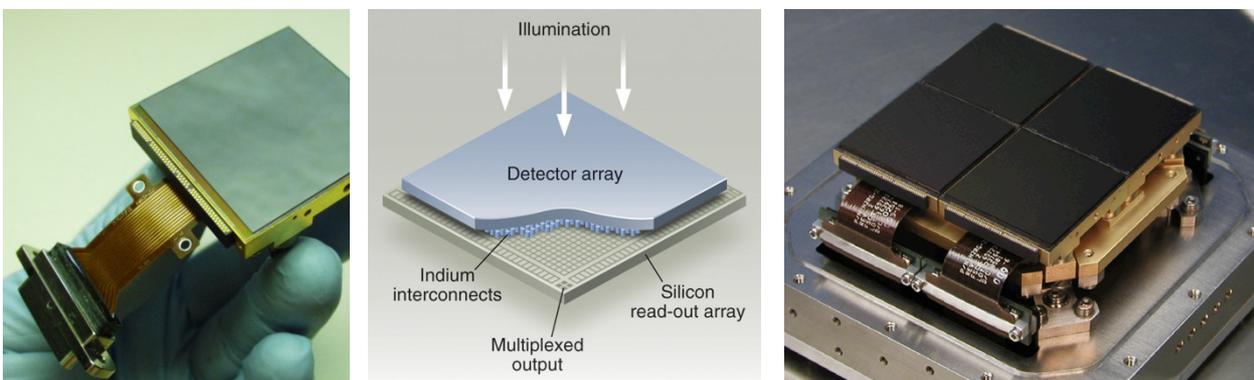


Figure 1.15 : Détecteur "H2RG" élaboré par Teledyne Image Sensors. Il s'agit d'une matrice de 4 M pixels ($2\text{K} \times 2\text{K}$) en HgCdTe avec des pixels espacés de $18\mu\text{m}$. La matrice est hybridée sur un circuit CMOS pour la lecture et le multiplexage du signal. Quatre de ces matrices sont assemblées sur le plan focal du CFHT [6].

La lecture du signal des matrices HgCdTe se fait habituellement en utilisant une hybridation sur un circuit Si par des billes d'indium. Cette méthode permet de profiter d'une interface de type CMOS, et de séparer l'optimisation de l'absorption de la lumière de celle de la lecture d'une matrice de photodiodes à grand nombre de pixels. Actuellement des matrices en HgCdTe de plusieurs millions de pixels existent commercialement et sont utilisés au plan focal de nombreux télescopes.

1.8 Kinetic inductance detectors (KIDs)

A la frontière entre les détecteurs à gap d'énergie et les senseurs cryogéniques, les KIDs sont des dispositifs relativement récents [7] qui détectent les excitations des paires de Cooper dans un supraconducteur. Ce dernier est caractérisé par un gap Δ dans la densité d'états de quasiparticules, lié à la température de transition supraconductrice T_c par la relation $2\Delta = 3,5 \cdot k_B T_c$. Un photon ayant une énergie suffisante ($h\nu > 2\Delta$) peut interagir avec le supraconducteur et casser une ou plusieurs paires de Cooper en créant des quasiparticules. Actuellement les meilleures performances sont obtenues avec des KIDs à base d'Aluminium. Sa température critique étant de l'ordre de 1,2 K le seuil en énergie et en fréquence pour les photons est d'environ $4 \cdot 10^{-4} eV$ et 90 GHz. Les KIDs sont utilisés en tant que détecteurs de photons individuels ou pour mesurer un flux lumineux dans le cas des longueurs d'onde millimétriques. Malgré leur petit gap, ils ne sont pas encore capables de détecter des photons individuels d'énergie inférieure à 1 eV. Leurs propriétés sont par contre très bien adaptées à la détection des faibles flux lumineux et en particulier pour les observations du fond diffus cosmologique microonde [8,9,10].

Le principe de fonctionnement d'un KID est basé sur la variation de son inductance cinétique avec le nombre des paires de Cooper. Un supraconducteur est un conducteur parfait à fréquence nulle mais présente une impédance de surface fini à haute fréquence: $Z_S = R_S + i\omega L_S$. L'inductance de surface L_S est la somme d'une inductance magnétique "géométrique" à l'origine du champ magnétique associé au super-courant de surface, et d'une inductance cinétique lié au moment cinétique des paires de Cooper. L'absorption d'un photon va diminuer le nombre des paires de Cooper ce qui induit une augmentation de R_S et de L_S . Le grand intérêt des KIDs réside dans le mode de lecture de leur impédance qui utilise un montage résonant à très haute fréquence, typiquement 1-10 GHz (Figure 1.16). Ceci permet une lecture très précise des fluctuations de Z_S par une mesure de variation d'amplitude ou de phase du signal résonant (Figure 1.17). Le facteur de qualité de la résonance étant très élevé, souvent supérieur à 10^4 , il est possible d'utiliser une ligne de transmission unique pour coupler plusieurs KIDs. En modifiant légèrement les caractéristiques géométriques de chaque résonateur, les fréquences de résonance seront décalées de manière à éviter la superposition des signaux (Figure 1.18). En utilisant un seul amplificateur HEMT bas bruit, il devient alors possible de lire simultanément plusieurs résonateurs KIDs (multiplexage fréquentiel). Cette possibilité combinée à la fabrication relativement simple des résonateurs KIDs, ont fait de ces derniers les détecteurs les plus prometteurs pour l'étude du CMB et plus généralement pour les observations astrophysiques dans la gamme de longueurs d'onde millimétriques et sub-millimétriques. La mise au point des missions spatiales futures, nécessite en effet l'utilisation des détecteurs très sensibles ayant une couverture optimale du plan focal du télescope, et par conséquent des matrices à grand nombre de pixels.

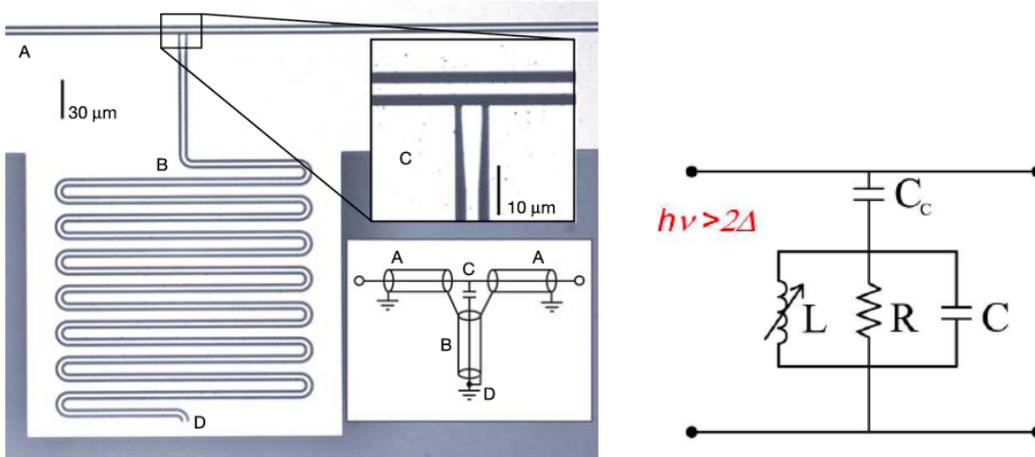


Figure 1.16 : Le KID est réalisé ici en forme de méandre avec un le côté bas relié au plan de masse et le côté haut couplé capacitivement à une ligne microonde. A la résonance, le circuit LC va charger la ligne introduisant une baisse de sa transmission. Le supraconducteur étant très peu dissipatif, le facteur de qualité du résonateur peut atteindre des valeurs très élevées, proches de 10^5 .

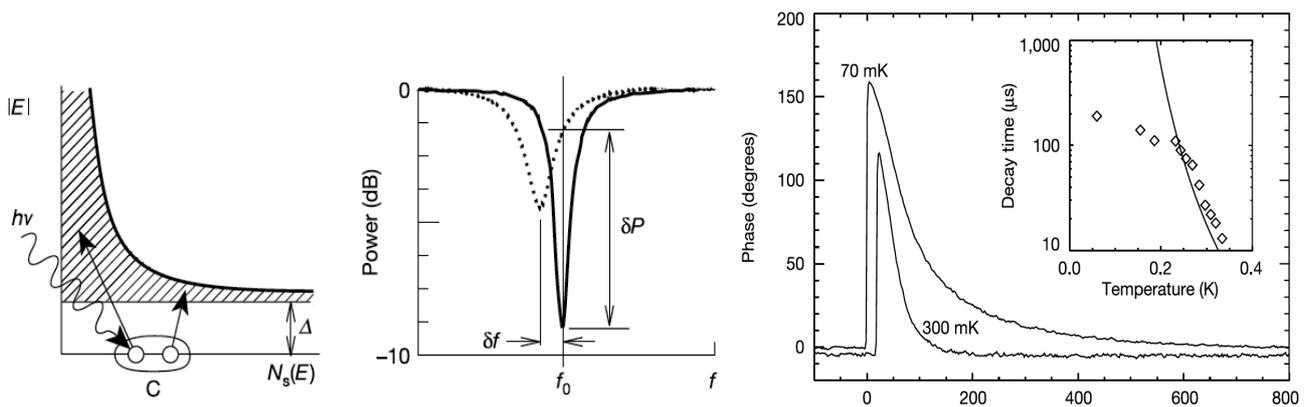


Figure 1.17 : La destruction d'une paire de Cooper par absorption d'un photon va abaisser la fréquence de résonance du circuit LC. En même temps la résistance de surface du KID augmente, ce qui introduit des pertes dans le résonateur et abaisse son facteur de qualité. Les variations d'amplitude δP ou de fréquence δf sont au premier ordre proportionnelles aux variations du nombre des paires de Cooper. Les quasiparticules créées par l'absorption des photons ont une durée de vie de l'ordre de $100\mu s$ à $1ms$ dans l'Aluminium (temps de décroissance du signal). Après ils se recombinent en cédant leur énergie aux phonons du système. Pour un fonctionnement optimal les KIDs doivent être refroidis bien en dessous de leur température critique.

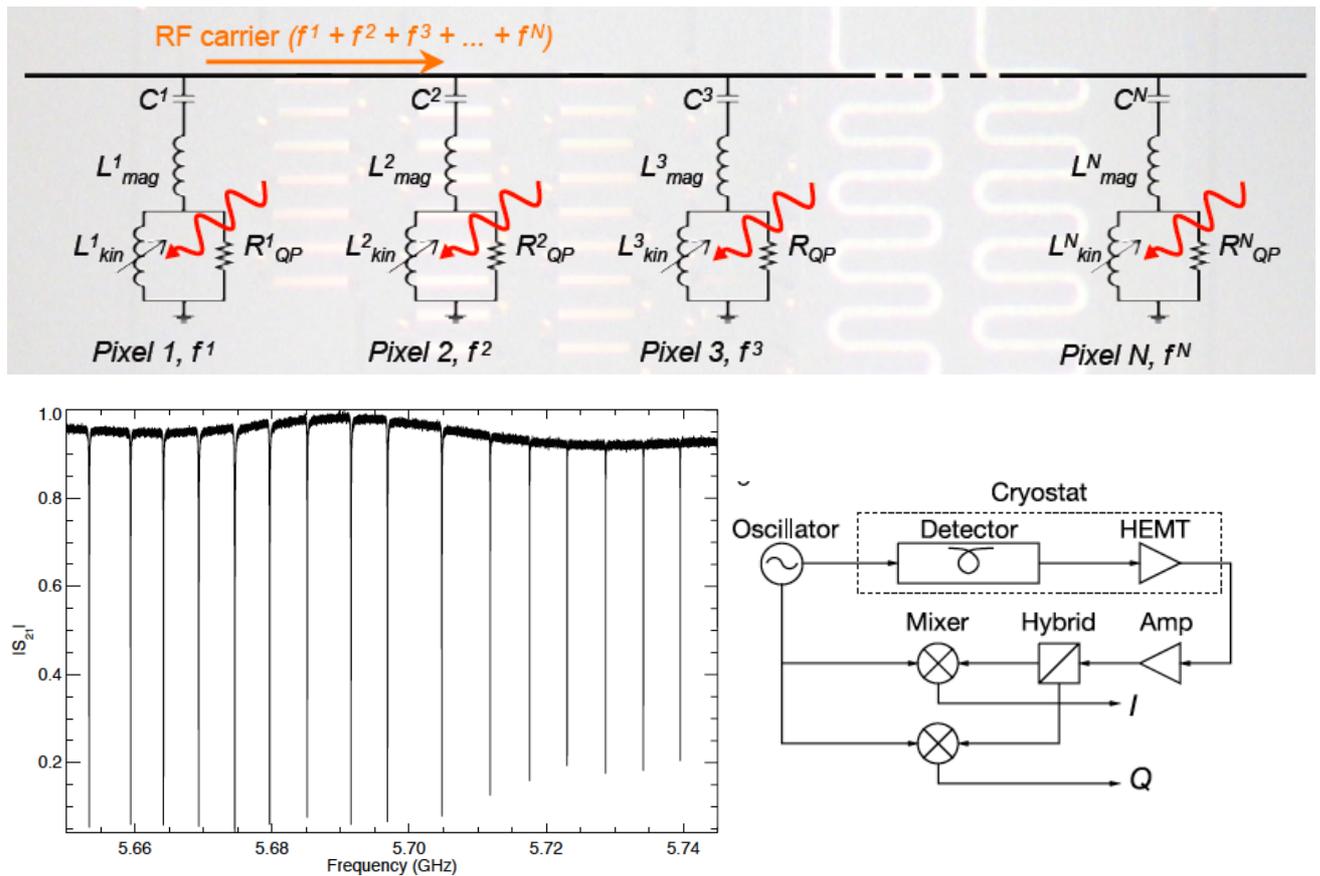


Figure 1.18 : Le grand facteur de qualité des résonances permet d'effectuer un multiplexage fréquentiel très efficace sur un grand nombre de pixels. Actuellement les instruments utilisent un amplificateur HEMT pour la lecture d'environ 500 pixels. Après une détection préliminaire de toutes les résonances du système on envoie sur la ligne de transmission les excitations correspondantes et on utilise une technique de détection synchrone à la sortie du signal amplifié. L'ajustement des résonances est obtenu en faisant légèrement varier la géométrie des KIDs lors de la fabrication.

1.9 La détection cohérente

Pour des longueurs d'onde supérieures à environ $100 \mu\text{m}$ (fréquence $< 3 \text{ THz}$), des détecteurs d'une conception très différente sont habituellement utilisés. Ils sont basés sur la détection cohérente directe ou hétérodyne du rayonnement électromagnétique. Contrairement à la détection incohérente qui mesure uniquement l'énergie des photons incidents, la détection cohérente va préserver la phase du champ électromagnétique.

Dans la gamme des longueurs d'ondes millimétriques et centimétriques ($< 300 \text{ GHz}$) il est possible d'amplifier directement le rayonnement incident en utilisant des préamplificateurs à très large bande passante, le plus souvent à base de HEMTs (High Electron Mobility Transistors). Le champ électrique du rayonnement va directement moduler la tension de gate de ces transistors. Pour minimiser leur bruit, les HEMTs sont souvent refroidis à basse température, typiquement entre 10 et 100K. De tels radiomètres ont été embarqués dans plusieurs missions spatiales pour l'étude large bande du fond diffus cosmologique (satellite COBE, WMAP, Planck LFI) ainsi que pour l'observation de la terre (climatologie, observation des océans).

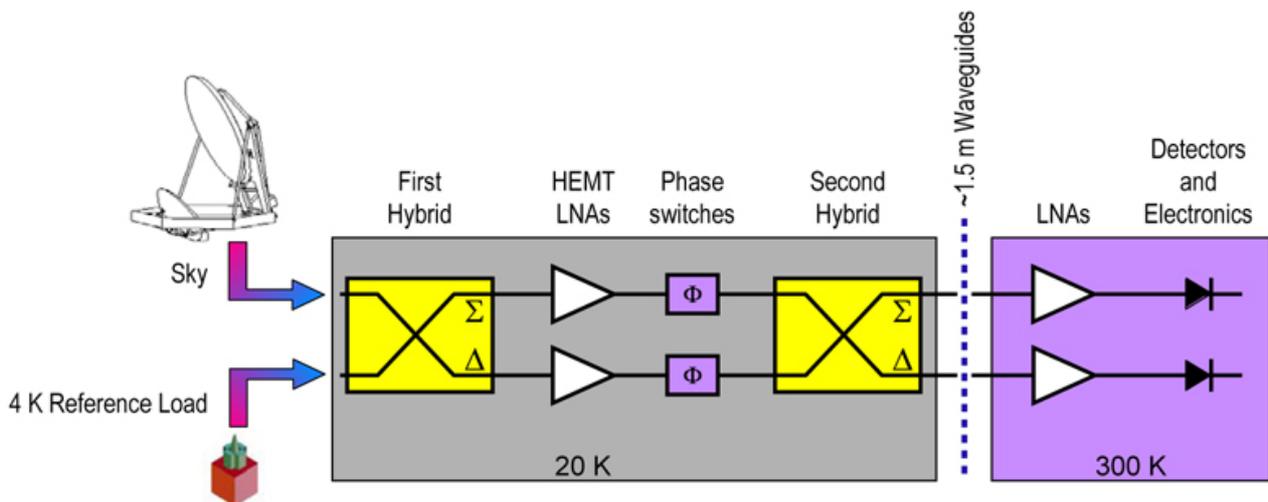


Figure 1.19 : Schéma des radiomètres du satellite Planck LFI (Low Frequency Instrument). Afin d'éliminer le bruit en $1/f$ provenant des fluctuations de gain des amplificateurs HEMTs, le signal provenant du ciel est comparé au signal de référence qui est stabilisé à $T=4K$. Les « phase switches » envoient alternativement à chacune des diodes le signal du ciel et celui de la référence 4K.

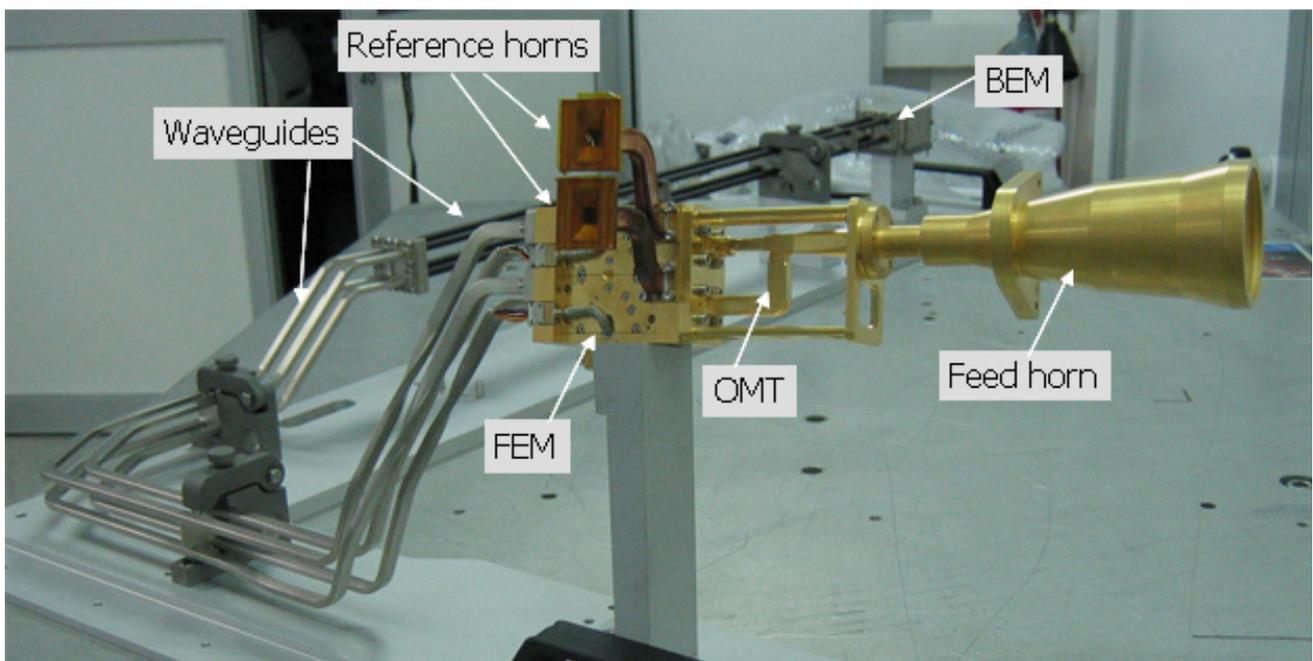


Figure 1.20 : Photographie du radiomètre 30 GHz du satellite Planck. Quatre guides d'onde relient le module "Front End" 20K au module à 300K (Back End Module – BEM). Le cornet (Feed horn) permet un couplage efficace du rayonnement à 30 GHz vers le module OMT (Orthogonal Mode Transducer) qui sépare les deux polarisations de la lumière.

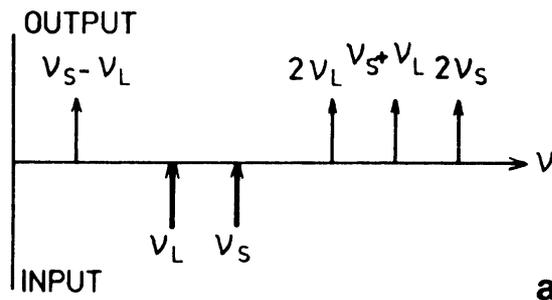
Pour les observations de spectroscopie à haute résolution, la détection cohérente est combinée à une technique de mixage du signal appelée détection hétérodyne. Le signal provenant du ciel est mélangé à un signal de référence monochromatique, fabriqué par un oscillateur local (Local Oscillator – LO). Pour obtenir le mélange des deux signaux il faut utiliser un composant ayant une réponse non linéaire. Dans le cas le plus simple d'un mélangeur quadratique, le signal de sortie a la forme suivante :

$$I = \alpha \cdot U^2$$

U est la somme du signal $E \cdot \sin(2\pi\nu_s t + \delta_s)$ et de l'oscillateur local $V \cdot \sin(2\pi\nu_{LO} t + \delta_{LO})$

Le signal de sortie est alors donné par l'expression suivante :

$$I = \begin{aligned} & \frac{1}{2} \alpha (E^2 + V^2) && \text{(composante continue)} \\ & -\frac{1}{2} \alpha E^2 \sin(4\pi\nu_s t + 2\delta_s + \pi/2) && \text{(2me harmonique du signal)} \\ & -\frac{1}{2} \alpha V^2 \sin(4\pi\nu_{LO} t + 2\delta_{LO} + \pi/2) && \text{(2me harmonique du LO)} \\ & +\alpha VE \sin[2\pi(\nu_s - \nu_{LO})t + (\delta_s - \delta_{LO} + \pi/2)] && \text{(différence des fréquences)} \\ & -\alpha VE \sin[2\pi(\nu_s + \nu_{LO})t + (\delta_s + \delta_{LO} + \pi/2)] && \text{(somme des fréquences)} \end{aligned}$$



L'intérêt principal de la détection hétérodyne est lié au fait de transposer une partie du spectre du signal à beaucoup plus basse fréquence, typiquement en dessous de 10GHz. Dans cette gamme des fréquences il est plus facile d'amplifier le signal et d'effectuer une analyse spectrale à très grande résolution $\left(\frac{f_s}{\Delta f_s} \geq 10^6\right)$. La fréquence de l'oscillateur local est choisie proche de celle du rayonnement incident, afin d'obtenir un signal de fréquence suffisamment basse à la sortie du mélangeur ($\nu_s - \nu_{LO}$). Cette composante du signal s'appelle "IF" (Intermediate Frequency).

Le mélangeur (mixer) est un élément essentiel de la détection hétérodyne. Les mélangeurs à base de diodes Schottky en silicium ou GaAs ont été progressivement remplacés par des composants supraconducteurs SIS (jonction Superconductor-Insulator-Superconductor) ou HEB (Hot Electron Bolometer). Ces derniers ont en effet des meilleures performances et continuent encore à progresser, notamment dans le domaine submillimétrique (>500 GHz).

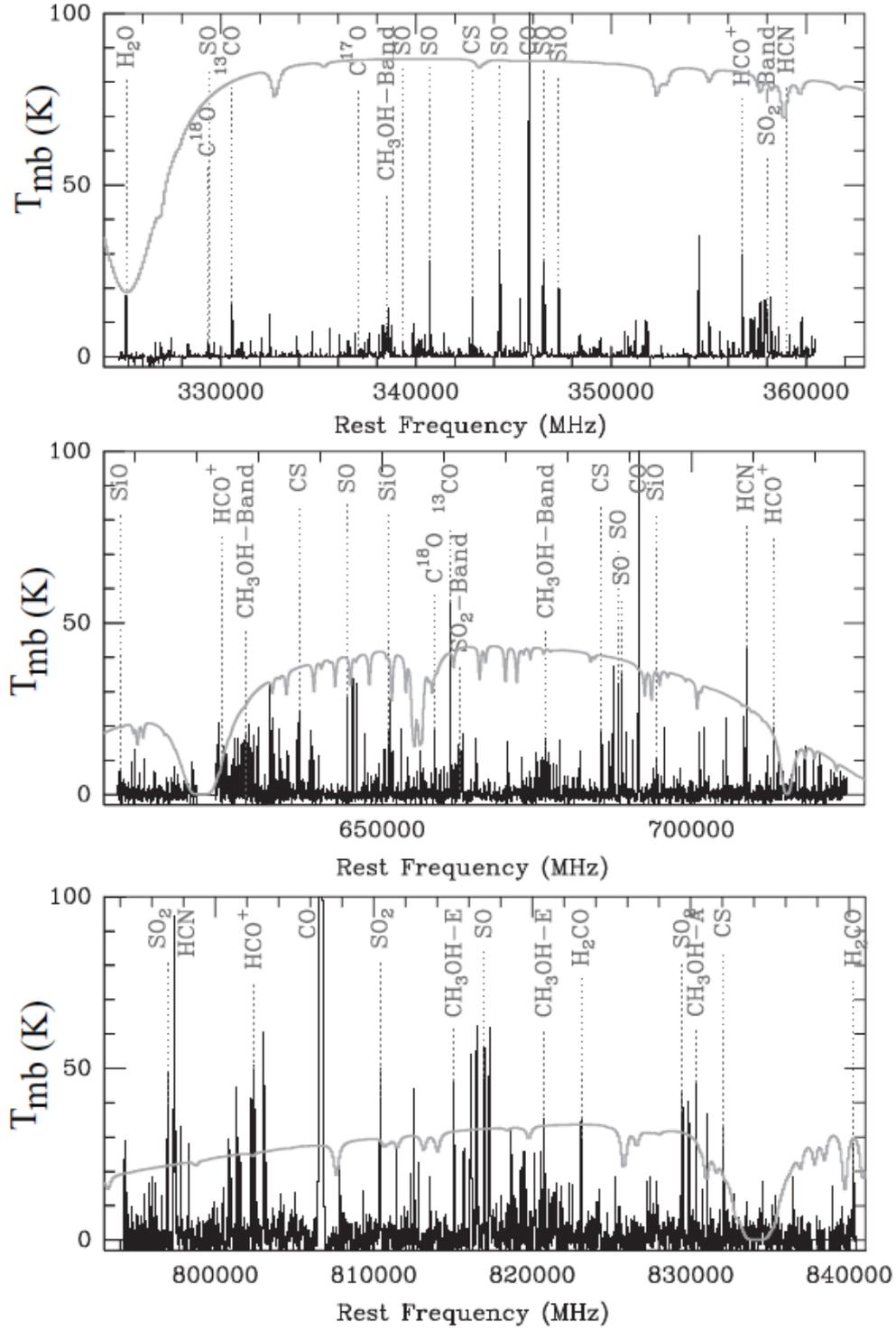


Figure 1.21 : Analyse spectrale du nuage moléculaire d'ORION (CSO – Caltech Submillimeter Observatory). [11,12]. Le refroidissement du nuage par désexcitation des niveaux de rotation moléculaires avec émission de photons, donne un spectre très riche en information dans la gamme des longueurs d'onde millimétrique et submillimétrique. Ce type d'observations sont très intéressantes pour l'étude de formation des étoiles dans les galaxies, l'évolution des galaxies ou encore l'étude du milieu interstellaire.

1.9.1 Les mélangeurs à base de jonctions SIS

Une jonction SIS est constituée d'un empilement de deux supraconducteurs séparés par une couche isolante très fine d'environ 1 nm. Des paires de Cooper ou des quasi-particules peuvent traverser la jonction par effet tunnel, induisant un courant électrique dont l'amplitude est fonction de la tension appliquée entre les deux supraconducteurs. Dans le cas des mélangeurs en SIS le courant lié aux paires de Cooper (courant Josephson) est éliminé par l'application d'un champ magnétique de l'ordre de 100 Gauss et on ne s'intéresse qu'au courant tunnel des quasi-particules. Les jonctions fonctionnent bien en dessous de la température critique des supraconducteurs utilisés et leur taille typique est de l'ordre de $1 \mu\text{m}^2$. Elles sont intégrées dans un circuit planaire microonde, permettant leur couplage au rayonnement électromagnétique incident (signal du ciel + oscillateur local) ainsi qu'à l'étage de sortie. Il existe deux méthodes pour apporter le signal radiofréquence vers la jonction SIS, soit en utilisant un guide d'onde soit par un couplage quasi-optique (Figure 1.23 et Figure 1.24). Dans le premier cas le guide d'onde va transmettre le rayonnement incident entre un cornet pointé vers le ciel et une sonde (probe) sur le circuit planaire du SIS. Dans le cas du couplage quasi-optique le SIS reçoit l'onde électromagnétique via une antenne planaire dessinée sur le même circuit. Une optique adaptée est montée devant l'antenne afin d'optimiser l'absorption du rayonnement. Le rendement de détection d'un circuit SIS bien conçu est proche de 1 pour les deux types de couplage.

Une jonction SIS est caractérisé par une courbe I-V avec une forte augmentation du courant tunnel à une tension appliquée $V_0 = 2\Delta / e$, où Δ est le gap du supraconducteur utilisé (Figure 1.22). Ce comportement est dû à la forme singulière de la densité d'états des quasi-particules dans les supraconducteurs et en particulier à sa divergence près du gap :

$$N(E) = N_0 \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}, \quad E > \Delta$$
$$N(E) = 0, \quad E < \Delta$$

En appliquant une tension V , les énergies de Fermi des deux supraconducteurs se décalent entre eux de $E = eV$. Pour $V > V_0 = 2\Delta / e$ les quasi-particules peuvent traverser la barrière isolante par effet tunnel et un saut en courant apparaît dans la courbe I-V. Sous l'effet du rayonnement de l'oscillateur local (LO) la courbe I-V de la jonction SIS se modifie parce que les quasi-particules peuvent effectuer un saut tunnel assisté par l'absorption d'un photon du LO (courbe I-V pompée). On observe alors une marche de courant supplémentaire à $V = 2\Delta / e - h\nu_{LO}$, ν_{LO} étant la fréquence de l'oscillateur local. Des sauts tunnel assistés par absorption simultanée de plusieurs photons sont aussi possibles mais beaucoup moins fréquents.

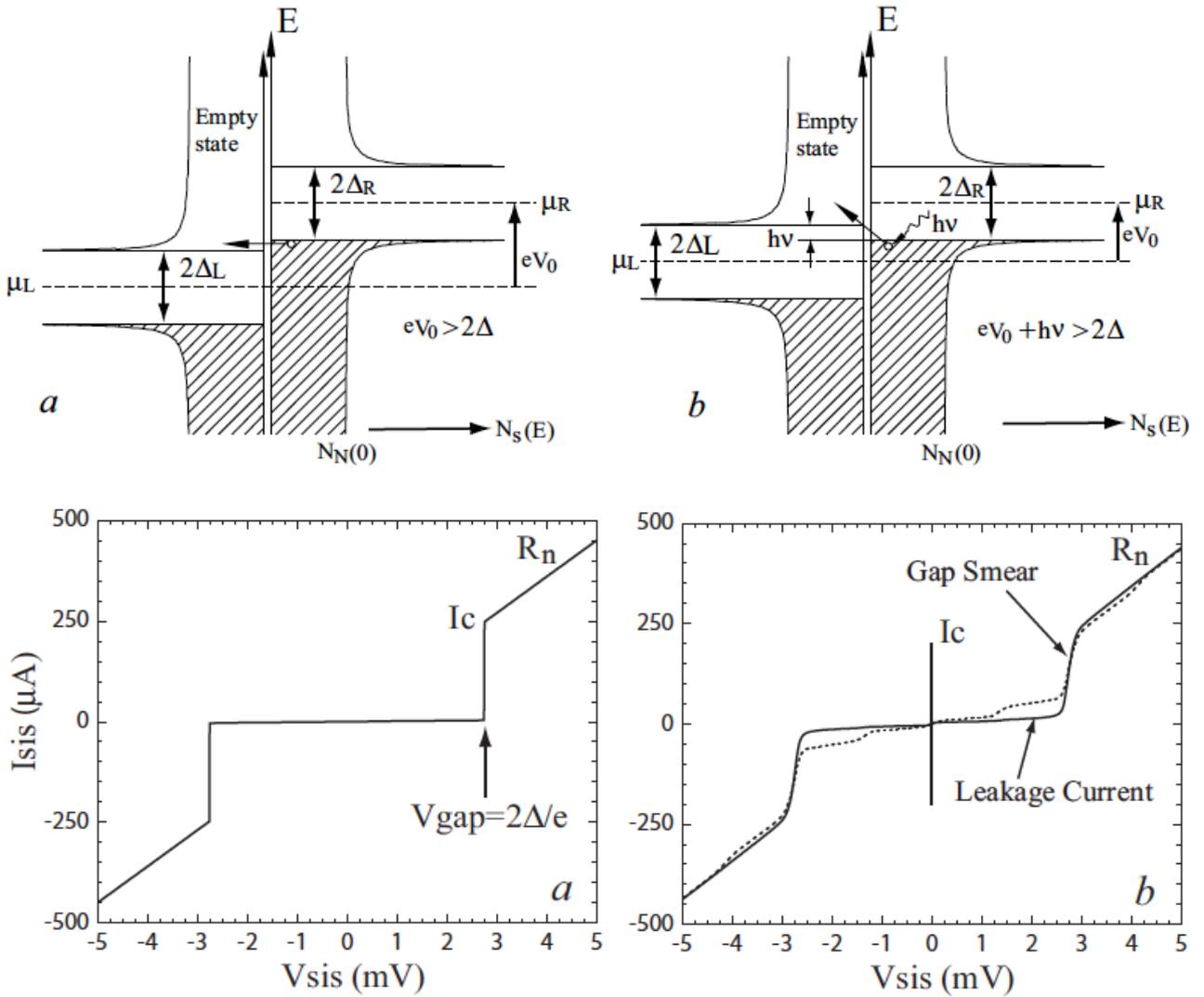


Figure 1.22 : Densité d'états des quasi-particules d'une jonction SIS et sa courbe I-V caractéristique. La courbe de gauche correspond au cas idéal à $T=0$. Celle de droite au cas réel avec un "Gap Smear" à cause de la température de fonctionnement finie et un courant de fuite traversant la jonction. Le rayonnement du LO va modifier le comportement de la courbe I-V (en pointillés), à cause du courant tunnel assisté par l'absorption des photons du LO. Le point de fonctionnement d'un SIS pour obtenir un mélange des signaux efficace, correspond à une tension V située sur le plateau de la courbe I-V pompée : $2\Delta - hv_{LO} < eV < 2\Delta$.

Pour calculer la fonction de réponse du mélangeur SIS il faut aller au delà du modèle classique basé sur les caractéristiques I-V d'une jonction polarisée en DC à $V_0 = 2\Delta / e$, et qui voit sa tension V_{SIS} modulée par le rayonnement incident. L'effet tunnel des quasi-particules et le saut brutal en courant de la jonction sur une très faible variation de tension ΔV ($\Delta V \ll hv/e$, typiquement quelques dizaines de μV), nécessitent un calcul en mécanique quantique [13] pour obtenir le comportement du mélangeur. Le rayonnement électromagnétique provenant du ciel étant beaucoup plus faible que celui du LO, il est traité en théorie quantique de perturbation. La théorie quantique du mixage hétérodyne montre en particulier que la forte non-linéarité de la courbe I-V peut induire un gain du signal lors de sa conversion dans le SIS (contrairement à la théorie classique du mixage). Par ailleurs, comme on le verra par la suite, le bruit ultime d'un mélangeur est limité par des effets quantiques et dépend de la fréquence du rayonnement électromagnétique incident.

Le gap en énergie du supraconducteur utilisé pour les jonctions SIS va imposer une limite supérieure en fréquence aux photons détectés. Dans le cas du Nb cette limite se situe à 700 GHz. Des supraconducteurs à plus grand gap comme le NbN ou le NbTiN peuvent fonctionner à plus haute fréquence, jusqu'à environ 1,5 THz. La capacité de la jonction SIS influence par ailleurs fortement ses propriétés de mixage à haute fréquence et nécessite un calcul précis du design de l'étage de sortie (compensation de la capacité du SIS, calcul de l'amortissement des harmoniques des signaux de sortie, etc). Au delà de 1,5 THz, les jonctions SIS sont remplacées par les mélangeurs à base de bolomètres à électrons chauds (HEB).

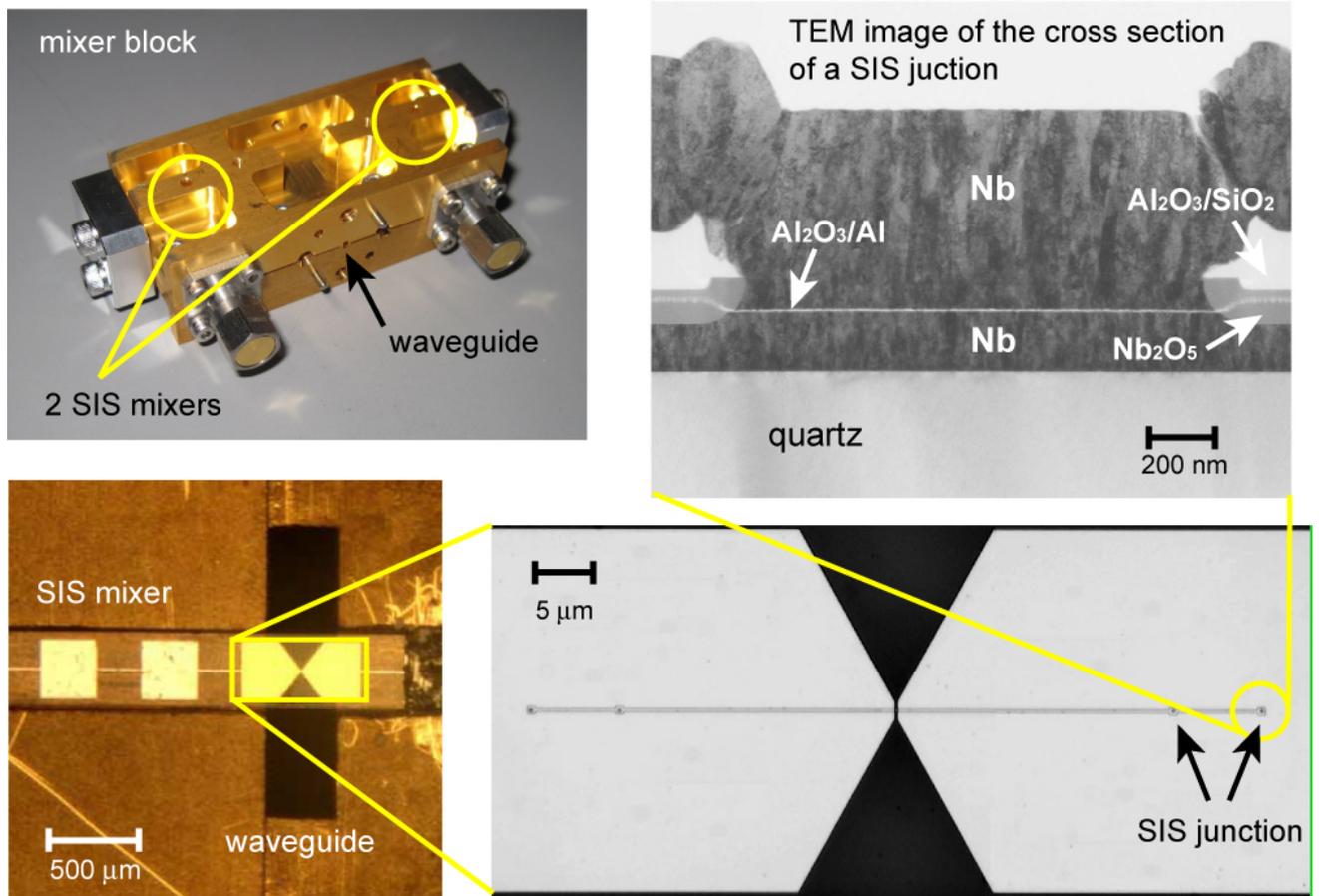


Figure 1.23 : Module SIS pour la bande 125-163 GHz des radiotélescopes ALMA. Le rayonnement qui arrive par le guide d'onde est couplé au circuit planaire comportant les jonctions SIS et leur adaptation vers les post-amplificateurs. Les SIS sont fabriqués en Nb avec une couche isolante en Al_2O_3 .

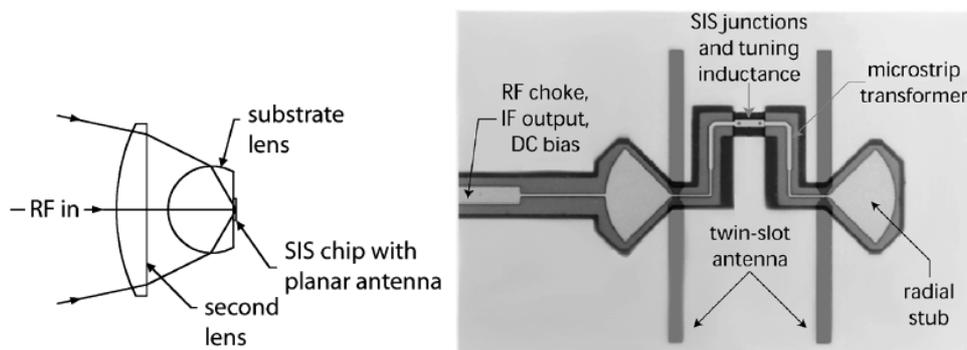


Figure 1.24 : Couplage quasi-optique d'une jonction SIS. Le rayonnement incident est absorbé par l'antenne "twin-slot". Les structures en "papillon" récupèrent l'énergie de l'antenne pour la transmettre

vers les deux jonctions SIS. Le design comporte un élément inductif pour compenser la capacité des SIS et permettre un couplage efficace vers les post-amplificateurs.

1.9.2 HEB mixers (Hot Electron Bolometer)

La détection hétérodyne à base de bolomètres à électrons chauds a été introduite vers les années 1990 [14]. Elle utilise les effets thermiques du rayonnement électromagnétique dans un senseur supraconducteur. Le rayonnement incident doit avoir une énergie suffisante pour faire transiter le senseur vers son état normal, et la constante de temps de ce dernier doit être suffisamment rapide pour obtenir une modulation de sa résistance à la fréquence de battement IF. En pratique, les HEB sont constitués d'une couche mince supraconductrice de très petite taille ($<1\mu\text{m}^2$), couplée au rayonnement électromagnétique par une antenne (Figure 1.25)

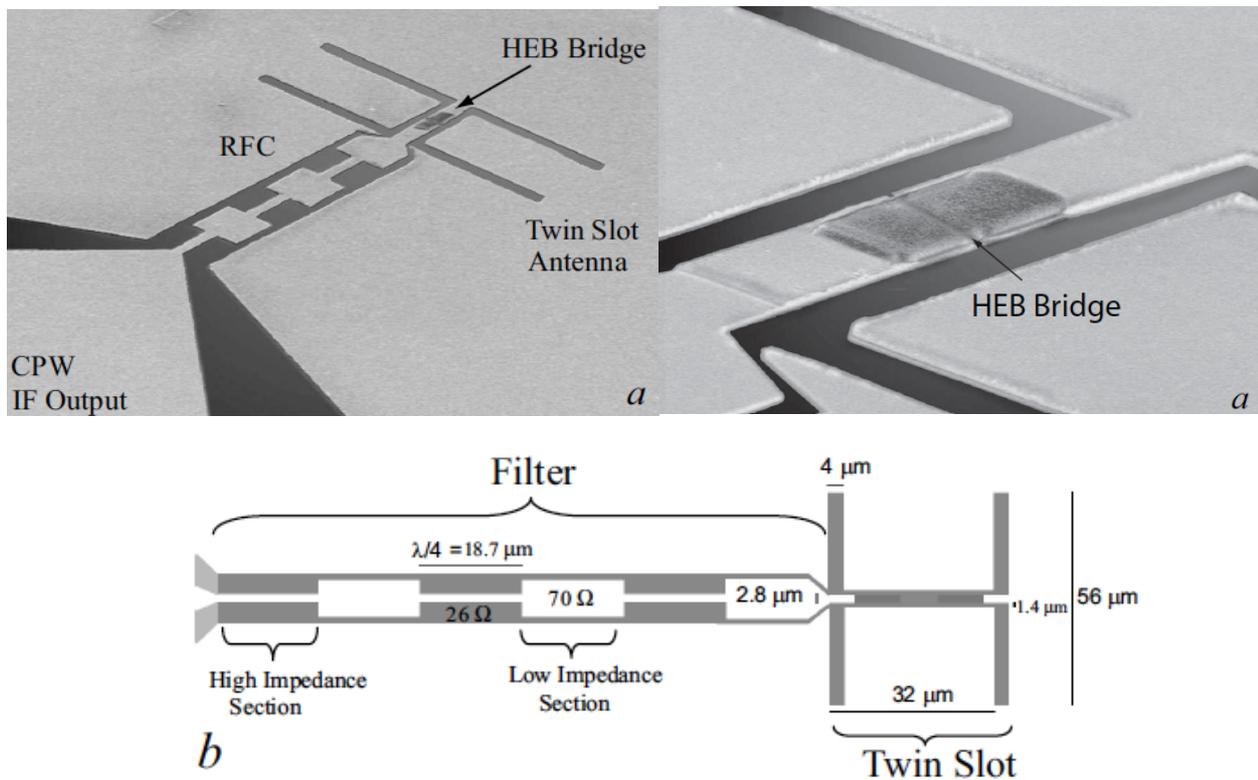


Figure 1.25 : Mélangeur HEB en NbN couplé à une antenne "twin slot" (fabrication TU Delft). La taille du "pont HEB" est de $0,1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$.

La température de fonctionnement et le supraconducteur utilisé pour fabriquer le HEB sont choisis de manière à obtenir un temps de réponse très court. Le système est décrit par deux temps caractéristiques, le temps de thermalisation de l'énergie entre électrons et le temps de relaxation de l'énergie entre les électrons et le bain froid (typiquement $\tau_{e-e} \leq 3ps$ et $\tau_{escape} \approx 100ps$). L'énergie du rayonnement incident va chauffer la température des électrons du HEB au dessus de la température du substrat d'où le nom de bolomètre à électrons chauds. Le refroidissement des électrons va se faire soit via le couplage électron-phonon soit par diffusion des électrons chauds vers les électrodes de contact du HEB. Pour illustrer le fonctionnement de ce dernier nous allons considérer un refroidissement par diffusion. Les électrons du HEB vont recevoir l'énergie du signal de l'oscillateur local, superposé au signal RF de la source à détecter. Le mélange des signaux se fait grâce à l'aspect dissipatif du HEB, la puissance dissipée étant proportionnelle au carré du

champ électrique microonde. En dessous de la fréquence de réponse du système (quelques GHz pour $\tau_{escape} \approx 100 ps$), le signal IF va pouvoir moduler la température des électrons du HEB. La conductivité thermique de ce dernier étant relativement faible il apparaît un profil de température caractéristique (Figure 1.26). A son centre le HEB est plus chaud et va transiter vers l'état normal tandis que près des contacts les électrons se refroidissent en diffusant vers les électrodes et le système reste supraconducteur. La longueur de l'état normal et par conséquent la résistance DC du HEB sera modulée à la fréquence IF. Pour lire cette résistance et transmettre le signal IF vers un amplificateur il faut appliquer un courant continu à travers le mélangeur.

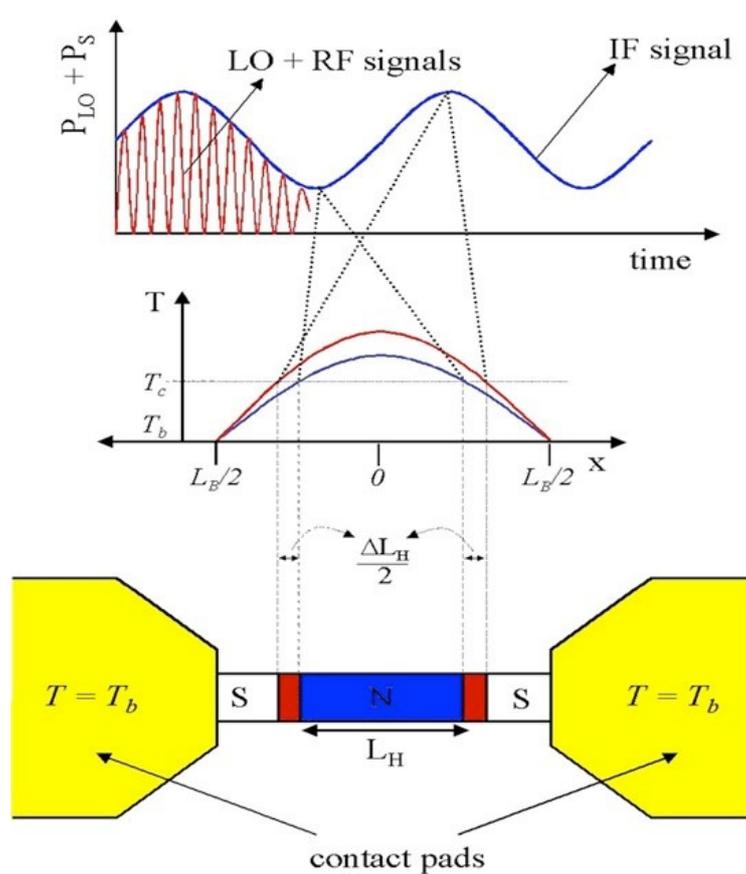


Figure 1.26 : Près des contacts, le HEB a une température proche de celle de l'antenne. La puissance du signal RF ou du signal de mesure DC va faire transiter le centre du HEB vers son état normal. Le mixage du signal induit une modulation de la taille de la zone normale. La limite haute pour la fréquence IF de sortie dépend en grande partie de la géométrie du HEB et du temps caractéristique de "refroidissement" des électrons chauds [15].

N'ayant pas de limite intrinsèque liée au gap du matériau supraconducteur utilisé, les détecteurs à base de HEB sont capables de mesurer des signaux à beaucoup plus haute fréquence que les SIS (>10 THz). Par contre ils ont un gain de conversion plus faible et leur bruit n'a pas encore atteint la limite quantique intrinsèque à la détection hétérodyne.

1.9.3 Bruit quantique en détection cohérente

Contrairement à la détection directe de la lumière, la détection cohérente comporte une limite fondamentale de bruit appelé "bruit quantique". Cette limite est liée au fait que le signal est amplifié en préservant sa phase. En mécanique quantique la phase et l'amplitude du signal (ou le nombre des photons) sont des grandeurs qui ne commutent pas et le principe d'incertitude d'Heisenberg se

traduit par un bruit quantique dans la mesure du flux incident de lumière. Ce bruit quantique peut s'exprimer en termes de bruit en température :

$$T_n = \frac{h\nu}{k_B}$$

Pour une détection à 1 THz le bruit est de 50 K. Ce niveau de bruit ne joue pas un rôle important dans le cas des radiotélescopes terrestres. Par contre pour des observations spatiales utilisant des télescopes refroidis et pour un fond lumineux de faible intensité ce bruit va devenir prépondérant. Par ailleurs, d'autres facteurs viennent souvent dégrader les performances des détecteurs hétérodynes, les empêchant de travailler à leur limite quantique. La qualité d'un mélangeur SIS ou HEB se mesure en comparant ses performances au bruit quantique (Figure 1.27). Les mélangeurs SIS arrivent à atteindre ce niveau en dessous de 500 GHz. Les composants HEB sont actuellement moins performants mais constituent la meilleure solution au dessus de 1,5 THz.

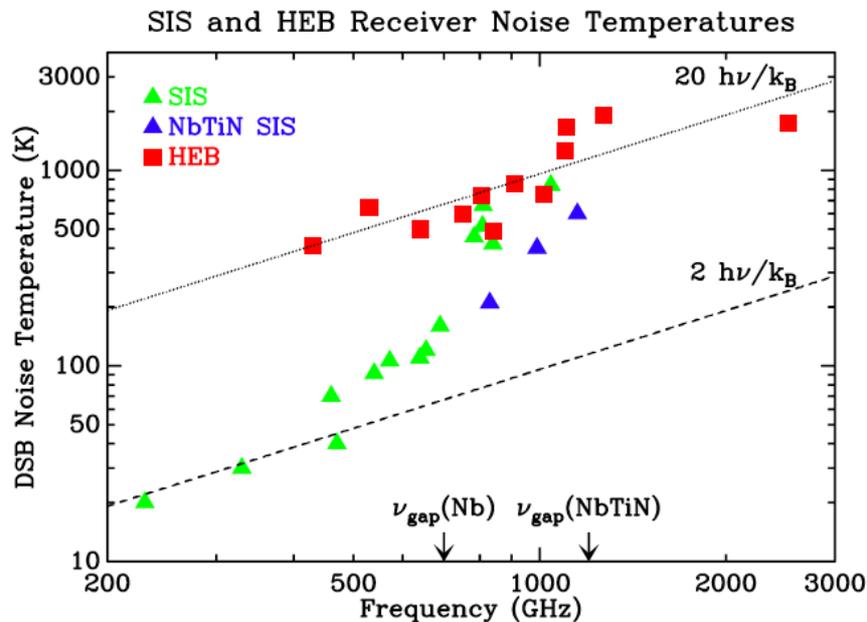


Figure 1.27 : Performances obtenues avec des détecteurs hétérodynes à base de SIS et HEB [16].

Pour la spectrométrie sur des sources de faible flux lumineux il paraît a priori plus avantageux d'utiliser la détection incohérente qui n'a pas de limite quantique de bruit. En effet, avec un spectromètre dispersif utilisant une série de senseurs bolométriques (détection directe), il est possible d'atteindre le bruit de photons, donné par les fluctuations statistiques du rayonnement arrivant sur le télescope. Cependant la spectrométrie dispersive à très haute résolution nécessite un grand nombre de senseurs et un instrument avec un chemin optique pouvant atteindre des dimensions difficilement compatibles avec une mission spatiale (>100m pour une résolution de 10⁶). Un dispositif plus compact basé sur un montage Fabry-Pérot est une solution intéressante pour réduire la taille de l'instrument mais au détriment de l'efficacité optique d'absorption (seulement une fraction du spectre est envoyée sur les détecteurs à un moment donné). En outre, un tel spectromètre nécessite un instrument refroidi à très basse température utilisant des bolomètres extrêmement sensibles ($NEP \approx 10^{-21} W / \sqrt{Hz}$), assez délicats à mettre au point. La figure 1.28 illustre l'intérêt d'utiliser la détection incohérente dans le cas des faibles fonds lumineux.

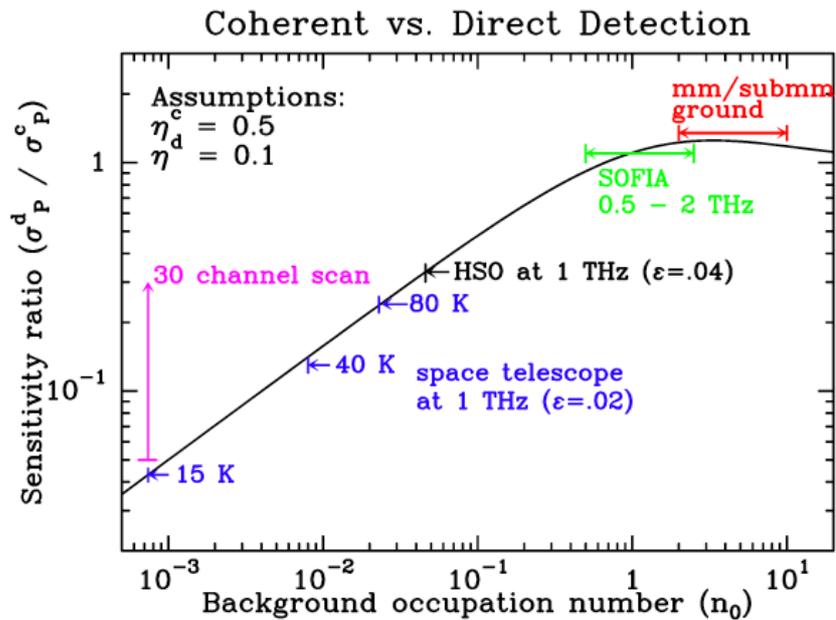


figure 1.28 : Comparaison entre la détection directe et la détection cohérente en fonction de la puissance du rayonnement incident. Un rapport de sensibilité inférieur à 1 signifie que la détection directe donne des résultats meilleurs que la limite quantique en détection cohérente. L'utilisation d'un Fabry-Perot en détection directe permet d'atteindre des résolutions comparables aux détecteurs hétérodynes ($f / \Delta f \approx 10^6$) mais au détriment des performances (flèche rose). En effet, le spectre est obtenu en effectuant un balayage en fréquence du Fabry-Perot et la lumière se trouvant en dehors de la fenêtre active est perdue. Un tel instrument n'est intéressant que dans le cadre d'une mission spatiale.

1.10 REFERENCES

-
- [1] <http://www.olympusmicro.com/primer/techniques/confocal/pmtintro.html>
- [2] <http://hamamatsu.magnet.fsu.edu/articles/photomultipliers.htm>
- [3] S.M. Sze and K.Ng. Kwok, "Physics of Semiconductor Devices", (book)
- [4] K.G. McKay, K. J. McAffe "Electron multiplication in silicon and germanium", Phys.Rev. **91** (1953)
- [5] W. D. Lawson, S. Nielson, E. H. Putley, and A. S. Youzng, "Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe", J. Phys. Chem. Solids **9**, 325–329 (1959)
- [6] Proceedings of the SPIE Conference on Astronomical Instrumentation (2008, Marseille, France)
- [7] P.K. Day et al. "A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays", Nature **425** , 817-821 (2003).
- [8] A. Monfardini et al. "A dual-band millimeter-wave kinetic inductance camera for the IRAM 30 m telescope" ApJS **194**, 24, (2011)
- [9] Mazin, Benjamin A. "Microwave kinetic inductance detectors", Thesis dissertation (2005)
- [10] J. Schlaerth et al. "A Millimeter and Submillimeter Kinetic Inductance Detector Camera", J Low Temp Phys (2008)
- [11] E. F. van Dishoeck, "Molecular Line Surveys of Star-Forming Regions with Herschel (First)", Proc. of 'The promise of FIRST' Symp. , Toledo, Spain, ESA SP-460, 12-15 Dec., (2000)
- [12] Jacob Willem Kooi, " Advanced Receivers for Submillimeter and Far Infrared Astronomy", PhD Thesis, Rijksuniversiteit, Groningen, Netherlands (2008), ISBN 978-90-367-3653-4
- [13] Tucker, J.R., IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **QE-15**, NO. 11, (1979)
- [14] DE. Prober. " Superconducting terahertz mixer using a transition-edge microbolometer" Applied Physics Letters (ISSN 0003-6951), vol. **62**, no. 17, p. 2119-2121 (1993)
- [15] D. W. Floet, "Hotspot Mixing in THz Niobium Superconducting Hot Electron Bolometer Mixers," Ph.D. Dissertation, Delft University of Technology, (2001).
- [16] J. Zmuidzinas and P. L. Richards, "Superconducting detectors and mixers for millimeter and submillimeter astrophysics," Proc. IEEE, vol. **92**, pp. 1597–1616, (2004).

Chapitre 2

2	Les bolomètres pour l'étude du CMB	32
2.1	Introduction	32
2.2	Bolomètres NbSi à découplage électron-phonon.....	36
2.3	Bolomètres pour le projet QUBIC	43
2.3.1	<i>L'interféromètre bolométrique QUBIC.....</i>	<i>43</i>
2.3.2	<i>Fabrication des matrices pour QUBIC.....</i>	<i>45</i>
2.3.3	<i>Dépôt des couches minces.....</i>	<i>46</i>
2.3.4	<i>Réalisation des membranes suspendues</i>	<i>49</i>
2.4	REFERENCES	51

2 Les bolomètres pour l'étude du CMB

2.1 Introduction

La découverte du fond diffus cosmologique CMB (Cosmological Microwave Background) dans les années 1960 et l'observation fine de ses anisotropies constituent indiscutablement le pilier majeur du modèle standard cosmologique actuel. Ce dernier est construit sur un scénario d'expansion de l'univers et de formation des structures, suite à une violente période d'inflation. Dans ce cadre, le modèle Λ CDM considère un univers constitué d'énergie noire, de photons ainsi que de matière baryonique et non baryonique froide. Une phase très courte d'expansion exponentielle de l'univers, appelé "inflation", a lieu assez tôt (à environ 10^{-35} s) donnant naissance à des faibles fluctuations d'énergie et de densité de matière, qui sont à l'origine de la formation des structures actuellement observés (galaxies, amas de galaxies, nuages de poussières etc.). Pendant la période d'inflation, les fluctuations quantiques du vide se figent par l'expansion violente de l'univers, et obtiennent des dimensions spatiales supérieures de plusieurs dizaines d'ordres de grandeur. Après l'ère inflationnaire, ces fluctuations d'énergie se répercutent sur la densité de matière en création, qui présente alors des anisotropies spatialement corrélées sur l'ensemble de l'univers. La matière baryonique ressemble à ce moment à un plasma très dense, constitué de protons d'électrons et des photons. Les anisotropies créées par l'inflation se traduisent alors par des oscillations acoustiques de la densité baryonique [1,2], qui restent détectables jusqu'à nos jours. De manière analogue, la théorie de l'inflation prévoit aussi la création d'ondes gravitationnelles primordiales, ayant par contre un spectre caractéristique assez plat (pas de corrélations spatiales notables).

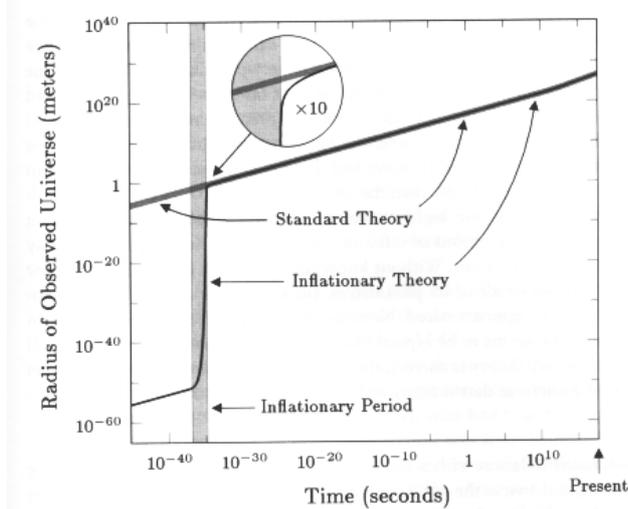


Figure 2.1 : Lorsque l'univers est âgée d'environ 10^{-35} s, les forces forte et électrofaible qui étaient jusque là unifiées, se dissocient. L'univers devrait subir alors une transition de phase. Cependant cette dernière ne s'opère pas immédiatement et l'univers passe par une phase instable qui se caractérise par une très grande densité d'énergie en tout point, de manière analogue à un système en surfusion. D'après la relativité générale cette situation va créer une force de répulsion extrêmement puissante qui va brutalement multiplier la taille de l'univers par un facteur 10^{26} . C'est le phénomène de l'inflation.

Les oscillations acoustiques générées de manière cohérente par le phénomène de l'inflation vont longtemps évoluer dans l'environnement opaque du plasma baryonique, qui est très fortement couplé aux photons. Ce couplage est dû aux électrons qui interagissent de manière très efficace aussi bien avec les photons par diffusion Thomson et Compton qu'avec les protons par interaction Coulombienne. 380.000 ans plus tard, quand la température de l'univers décroît vers environ 3000 K, les électrons se recombinent avec les protons pour former de l'hydrogène, ce qui induit une augmentation sensible du libre parcours moyen des photons jusqu'à des valeurs supérieures à la taille de l'univers. Ce dernier devient alors transparent, laissant les photons voyager librement

jusqu'à nos détecteurs en nous transmettant les premières images de l'univers. Une fois nettoyées des avants plans "perturbateurs" (galaxies et autres sources lumineuses), ces images montrent un rayonnement extrêmement homogène ayant les caractéristiques d'un corps noir à 2,73 K. Ceci correspond, comme prévu, à la période de la recombinaison à $T=3000$ K, décalée vers le rouge suite à l'expansion de l'univers, à un redshift proche de 1100. La signature des fluctuations de l'univers primordial sur le rayonnement fossile étant très faible, elle a mis longtemps avant d'être finalement observée par le satellite COBE. De nos jours, les cartographies complètes du ciel par les satellites WMAP et Planck montrent avec précision cette signature, qui se traduit par des anisotropies spatiales caractéristiques du rayonnement fossile [3,4]. Ces anisotropies, qui reflètent en particulier les oscillations acoustiques de la densité de masse de l'univers primordiale, sont représentées dans la [Figure 2.2](#). Au premier ordre, les endroits denses correspondent à une température légèrement supérieure et vice versa. Le spectre des corrélations spatiales du CMB dans une représentation d'harmoniques sphériques est donné dans la [Figure 2.3](#). Les oscillations acoustiques primordiales se traduisent par des très faibles fluctuations de la température du rayonnement fossile, qui sont corrélées spatialement.

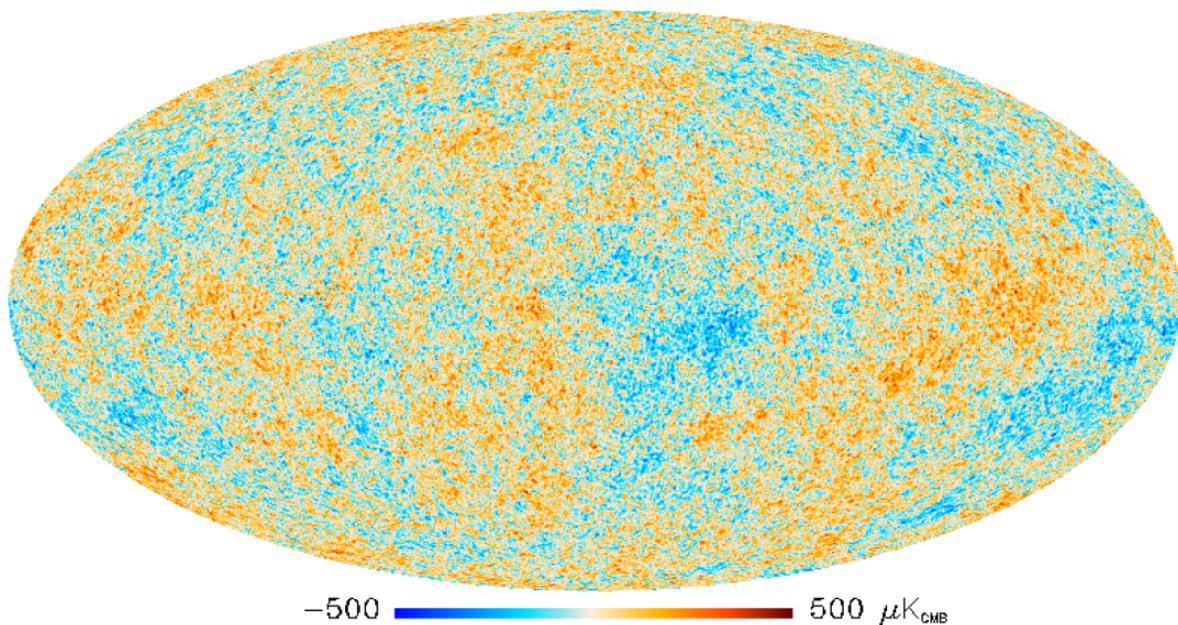


Figure 2.2 : Carte du CMB obtenue par la satellite Planck, après soustraction de tous les avant plans. Les faibles anisotropies de température observées peuvent s'expliquer par la présence d'oscillations acoustiques de la densité baryonique de l'univers lors de la recombinaison. Ces oscillations résultent de la compétition entre la force de gravitation et la pression radiative des photons, dans un plasma baryonique initialement perturbé par l'inflation de l'univers.

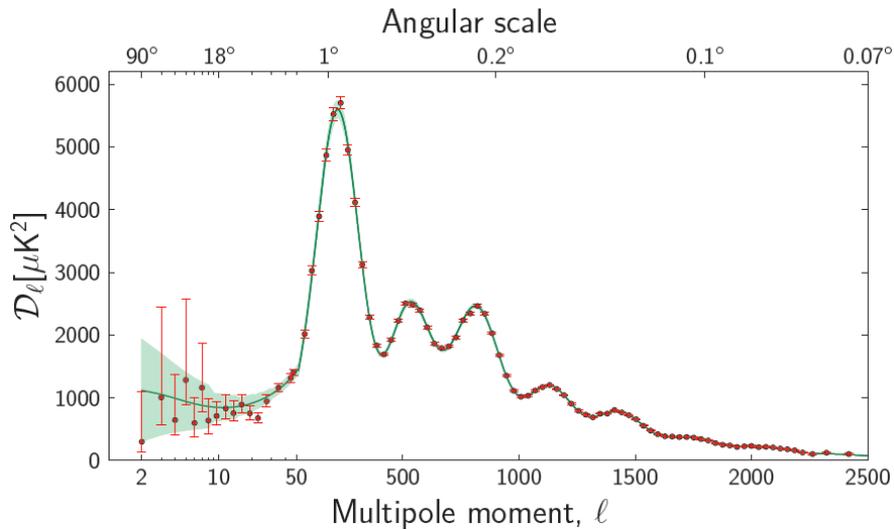


Figure 2.3 : Spectre de puissance angulaire des fluctuations de polarisation du CMB mesurés par le satellite Planck. On observe clairement sept pics acoustiques. La courbe verte est un ajustement basé sur un modèle théorique Λ CDM qui permet de déduire avec précision de nombreux paramètres cosmologiques comme par exemple la courbure spatiale de l'univers, la densité de la matière baryonique, de la matière noire et de l'énergie noire et la vitesse d'expansion de l'univers. L'échelle verticale est $D_\ell = \ell(\ell + 1)C_\ell / 2\pi$.

Il est intéressant de noter que les détecteurs utilisés par WMAP et Planck sont des radiomètres et des bolomètres mesurant plusieurs bandes spectrales avec une grande largeur de bande comparé à un spectromètre. Par conséquent la température du CMB et en particulier ses faibles fluctuations ne sont pas mesurées directement mais déduites à partir des variations de la puissance lumineuse détectée. Cette dernière dépend de l'énergie de photons incidents ainsi que de leur flux. Dans le cas des oscillations acoustiques primordiales, les zones de forte densité de photons lors de la recombinaison auront une intensité lumineuse accrue et vont par conséquent être observés comme des régions chaudes. La cartographie du CMB intègre aussi bien les fluctuations de température que celles de la densité des photons. Par ailleurs, d'autres effets viennent perturber le signal du rayonnement fossile à des époques plus tardives, comme par exemple celui des lentilles gravitationnelles, la diffusion des photons du CMB par les nuages de poussières, ainsi que l'atmosphère terrestre pour les observations depuis le sol (perturbation des avant plans).

Outre les anisotropies en température, la polarisation de la lumière du CMB constitue aussi une source d'informations très riche pour contraindre les différents modèles cosmologiques. Dans le cadre du modèle standard, cette polarisation est issue de la diffusion Thomson des photons dans un milieu non isotrope au moment de la recombinaison. Pour obtenir une moyenne non nulle des photons polarisés, il faut que le plasma primordial engendre au moins un flux de rayonnement polarisé quadrupolaire. Les fluctuations de température et de densité du plasma s'accompagnent de gradients de vitesse des électrons ionisés qui vont justement produire un tel effet. On parle de polarisation issue des perturbations de caractère "scalaire". L'inflation de l'univers devrait induire par ailleurs des perturbations "tensorielles", connues sous le nom d'ondes gravitationnelles qui contribuent aussi à la polarisation du CMB.

La lumière du CMB est très faiblement polarisée ce qui rend sa détection encore plus difficile que celle des anisotropies en température. Pour analyser les cartes de polarisation nous utilisons une décomposition en deux modes, les modes E et B, qui sont décrits dans la Figure 2.4. De manière analogue aux anisotropies de température $D_\ell(TT)$, nous pouvons définir le spectre des

corrélations spatiales de la polarisation de type E : $D_\ell(EE)$, celui de type B : $D_\ell(BB)$ ainsi que le spectre croisé entre T et E : $D_\ell(TE)$ (les spectres croisés T-B et E-B sont nuls).

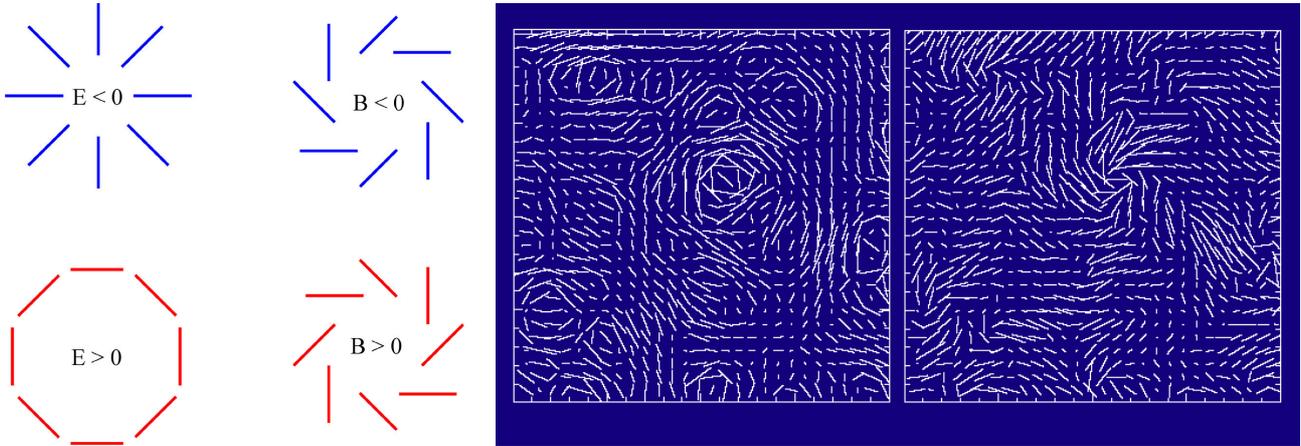


Figure 2.4 : Il est très pratique de décomposer la polarisation du CMB en deux modes E et B qui ont des symétries bien définis dans l'espace. E et B sont invariantes par rotation et se distinguent par des parités différentes (E est de parité paire et B de parité impaire). E et B ne doivent pas être confondus avec le champ électromagnétique de la lumière. Ils décrivent la topologie de la polarisation du CMB, c'est à dire comment la polarisation varie le long du ciel. Il est difficile de décomposer "à l'oeil" une image de polarisation purement scalaire (E) d'une image décrite par les modes B. Ceci est illustré dans les cartes sur fond bleu ci-dessus: à gauche on observe de la polarisation de type purement "électrique" E et à droite de la polarisation de type B.

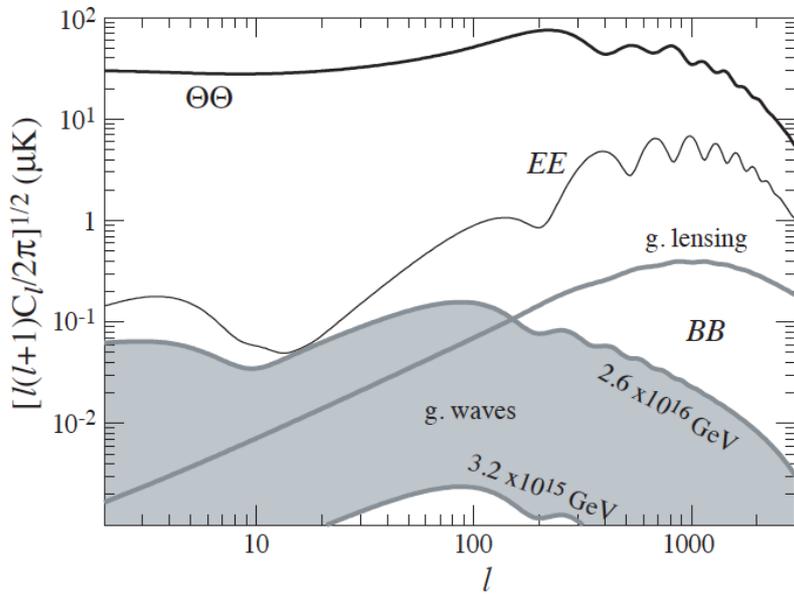


Figure 2.5 : La détection de la polarisation de type B dans le rayonnement fossile pourrait nous donner une mesure assez directe et quantitative du phénomène de l'inflation. Aux petites échelles angulaires ($\ell > 100$) les modes B sont dominés par les perturbations du CMB causés par les lentilles gravitationnelles. Ils ont déjà été observés [5]. En dessous de $\ell = 100$ et pour des valeurs du rapport T/S (tenseur/scalaire) pas très faibles, le spectre de la polarisation B du CMB devrait être dominé par les effets des ondes gravitationnelles. L'amplitude de ce signal est directement proportionnelle à l'échelle de l'énergie de l'inflation.

Il est important de remarquer que les fluctuations primordiales de caractère scalaire (oscillations acoustiques) produisent uniquement de la polarisation de type E. Les modes B sont issues des perturbations tensorielles liées aux ondes gravitationnelles ainsi que de la transformation des modes E en modes B par des lentilles gravitationnelles, lors du passage des photons polarisés près d'un corps céleste très massif. Actuellement les ondes gravitationnelles primordiales n'ont pas encore pu être observés. Leur détection dans la polarisation B du CMB constituerait une signature unique pour la validation des modèles d'inflation (Figure 2.5). Mais les perturbations tensorielles sont plus petites que les scalaires, et leur observation nécessite une sensibilité en termes de température du rayonnement détecté meilleure que 100nK. Il est possible que le signal des ondes gravitationnelles ne puisse pas être mesuré expérimentalement avec des bolomètres. On quantifie souvent l'amplitude entre les deux modes de polarisation par le rapport tenseur sur scalaire:

$$r = \frac{T}{S} = \frac{C_{\ell=2}^{Tenseur}}{C_{\ell=2}^{Scalaire}}$$

Pour des valeurs de $r > 10^{-3}$ la mesure des ondes gravitationnelles par les modes B devrait être possible avec les instruments en cours de développement.

Dans ce qui suit nous allons détailler deux projets impliquant l'équipe du CSNSM, concernant le développement des matrices de bolomètres pour la détection du CMB. Il s'agit de détecteurs utilisant des senseurs supraconducteurs TES (Transition Edge Sensors) à base de NbSi

2.2 Bolomètres NbSi à découplage électron-phonon

La réalisation des matrices de bolomètres performantes à base de senseurs résistifs (TES ou isolants d'Anderson) est directement liée à la mise au point d'un fort découplage thermique entre le pixel et le bain froid. Ce découplage est habituellement réalisé par une structure en membrane semblable à celle mise au point pour le projet satellite Planck [6]. Une solution alternative, explorée au CSNSM, consiste à utiliser plutôt le découplage entre les électrons et les phonons du senseur résistif, qui varie très vite avec la température: $G \propto T^4$. Les matrices ainsi réalisées ne font pas recours à l'utilisation des membranes et sont beaucoup plus robustes et faciles à élaborer. Leurs performances à suffisamment basse température (typiquement vers 100mK) commencent à être intéressantes pour une utilisation sur un télescope terrestre. Pour des applications spatiales il faut associer cette solution à une technique permettant de concentrer le rayonnement électromagnétique sur un senseur de très petit volume (microlentilles ou antennes planaires). Les détails de ce développement ont fait l'objet d'un article reproduit ci-dessous.

High-impedance NbSi TES sensors for studying the cosmic microwave background radiation

C. Nones^{1,*}, S. Marnieros¹, A. Benoit², L. Bergé¹, A. Bideaud², P. Camus², L. Dumoulin¹,
A. Monfardini², and O. Rigaut¹

¹ CSNSM, CNRS-IN2P3, Bât. 108 Orsay Campus, 91400 Orsay, France
e-mail: claudia.nones@cea.fr

² Institut Néel (CNRS/UJF), 25 rue des Martyrs, 38042 Grenoble, France

Received 17 January 2012 / Accepted 3 September 2012

ABSTRACT

Precise measurements of the cosmic microwave background (CMB) are crucial in cosmology because any proposed model of the universe must account for the features of this radiation. The CMB has a thermal blackbody spectrum at a temperature of 2.725 K, i.e. the spectrum peaks in the microwave range frequency of 160.2 GHz, corresponding to a 1.9-mm wavelength. Of all CMB measurements that the scientific community has not yet been able to perform, the CMB B-mode polarization is probably the most challenging from the instrumental point of view. The signature of primordial gravitational waves, which give rise to a B-type polarization, is one of the goals in cosmology today and amongst the first objectives in the field.

For this purpose, high-performance low-temperature bolometric cameras, made of thousands of pixels, are currently being developed by many groups, which will improve the sensitivity to B-mode CMB polarization by one or two orders of magnitude compared to the *Planck* satellite HFI detectors.

We present here a new bolometer structure that is able to increase the pixel sensitivities and to simplify the fabrication procedure. This innovative device replaces delicate membrane-based structures and eliminates the mediation of phonons: the incoming energy is directly captured and measured in the electron bath of an appropriate sensor and the thermal decoupling is achieved via the intrinsic electron-phonon decoupling of the sensor at very low temperature.

Reported results come from a 204-pixel array of Nb_{1.5}Si_{1-x} transition edge sensors with a meander structure fabricated on a 2-inch silicon wafer using electron-beam co-evaporation and a cleanroom lithography process. To validate the application of this device to CMB measurements, we have performed an optical calibration of our sample in the focal plane of a dilution cryostat test bench. We have demonstrated a light absorption close to 20% and an optical noise equivalent power of about 7×10^{-16} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$, which is highly encouraging given the scope for improvement in this type of detectors.

Key words. instrumentation: detectors – instrumentation: photometers – methods: laboratory – cosmic background radiation

1. Introduction

The energy content in the radiation coming from beyond our galaxy is dominated by the cosmic microwave background (CMB), discovered in 1965 (Penzias & Wilson 1965). The spectrum of the CMB is well described by a blackbody function with $T = 2.725$ K. This spectral form is one of the main pillars of the hot Big Bang model for the early Universe. Another observable quantity inherent in the CMB is the variation in temperature (or intensity) from one part of the microwave sky to another (Dicke et al. 1965). Since the first detection of these anisotropies by the COBE satellite (White et al. 1994), there has been intense activity to map the sky at levels of increasing sensitivity and angular resolution by ground-based and balloon-borne measurements. These were joined in 2003 by the first results from NASA's *Wilkinson* Microwave Anisotropy Probe (WMAP; Hu & Dodelson 2002), which were improved upon by analysis of the three-year and five-year WMAP data (Smoot et al. 1992; Bennett et al. 2003). Together, these observations have led to a stunning confirmation of the standard model of cosmology. In combination with other astrophysical data, the CMB anisotropy

measurements place quite precise constraints on a number of cosmological parameters, and have launched us into an era of precision cosmology. This has been confirmed by the improved capabilities provided by the *Planck* satellite.

The primary science goals of CMB cosmology in the next decade are the degree-scale B-mode polarization induced by a gravitational wave background and the arcminute-scale B-mode induced by weak gravitational lensing from large-scale structure. The former will provide invaluable information on inflation and the early universe, while the latter offers a sensitive and complementary probe of the dark energy and the neutrino mass. These measurements are probably the most constraining from an instrumental point of view. To achieve these challenging goals, future instruments will require large arrays of sensitive mm-wave detectors, with wide frequency coverage for astronomical foreground monitoring, and an extensive control of polarization systematics. Bolometers can provide photon noise-limited sensitivity in the whole CMB frequency range. The goal of many research projects, focusing on the detection of the CMB B-mode polarization, is to improve the sensitivity of the angular power spectrum measurement by at least two orders of magnitude compared to *Planck* (Tauber 2010; Lamarre 2010).

For future satellite observations, the telescope focal plane should be optimally filled with large efficient bolometer arrays,

* Now at the Service de Physique des Particules – CEA/DSM/IRFU/SPP, 91191 Gif-sur-Yvette, France.

showing a noise equivalent power (NEP) sensitivity better than the CMB photon noise (NEP lower than 10^{-18} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$). Several solutions are currently being developed by the different collaborations to achieve fabrication of high-performance bolometric cameras similar to CCDs (Orlando et al. 2010; Essinger-Hileman et al. 2009; Reichborn-Kjennerud et al. 2010; Battistelli et al. 2011). The structure of a single pixel must therefore be compatible with a highly reliable collective fabrication and multiplexed readout electronics.

2. Principle of operation: electron-phonon decoupling sensors

We focus here on bolometers that measure infrared radiation in the mm range by the resulting temperature fluctuations. The basic structure of a single pixel consists of three important elements: a radiation absorber, a thermometer, and a thermally isolated holder enabling a very weak coupling of the former two elements with respect to the cryostat cold bath. The various existing detectors differ in the technique used for absorbing the incident light (horns, absorbing films, antennas), the nature of the thermometer (high-impedance type, or superconducting transition edge sensors, TES) and in the solution given to the thermal decoupling problem (diversely manufactured membranes, micromesh membranes). The latter is an extremely critical point. Indeed, the sensitivity of a bolometer to an incident power P is limited by its noise equivalent power: $\text{NEP}^2 = 4k_B T^2 G$, and therefore directly depends on the thermal decoupling G between the absorber and the thermometer on one hand and the cold bath on the other. In most of the cases this thermal decoupling is provided by micromeshed membranes that require very delicate cleanroom processes. We present here an innovative device that replaces these delicate membrane-based structures and eliminates the mediation of phonons for the energy transfer: the incoming energy is directly captured and measured in the electron bath of an appropriate TES sensor and the thermal decoupling is achieved via the natural decoupling that exists between electrons and phonons of the sensor at very low temperature (see Fig. 1). Electron-phonon decoupling to replace membranes has already been proposed for TES sensors that were coupled to radiation by antennas (Karasik et al. 2000). We developed direct light absorption into amorphous $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ thin-film sensors, known to undergo a superconductor-metal-insulator transition upon the niobium concentration and thickness (Marrache et al. 2006).

To be suitable for array fabrication and light absorption, the sensor must have a size of the order of the wavelength (~ 1 mm) and meet the vacuum impedance¹. The detected incoming photons will see the normal resistance of our TES because their energies are higher than the superconducting gap: $h\nu \gg k_B T_c$. We have previously shown (Marnieros 1998; Marrache et al. 2006) that $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ is a compound where the superconducting temperature T_c and the normal resistance R_N can be separately tuned through the Nb concentration “ x ” and the film thickness. This device could be combined with an optimal readout system. Keeping a constant normal impedance with respect to the incoming electromagnetic wave, the TES transition resistance

¹ We recall that the optimal absorption of an incident electromagnetic wave in a quarter wave cavity configuration is obtained for $R_{\text{cavity}} \sim Z_0 = \frac{h}{c} = 377 \Omega$ per square into the vacuum (Hadley et al. 1947; Bauer et al. 1992). In our case the calibration was realized without a reflector leading to a light absorption that is not optimal. For the ultimate setup the detector array will be processed on a $\lambda/4$ thick Si wafer, with a metallic reflecting foil on its backside.

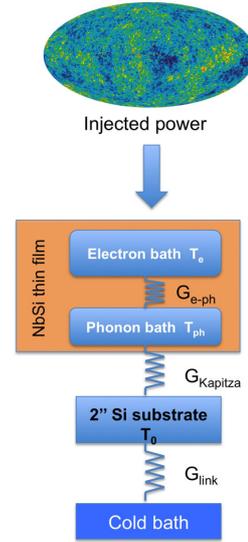


Fig. 1. Schematic view of the thermal model. (This figure is available in color in the electronic form.)

Table 1. Pixel geometries: different geometries were produced to study the absorption sensitivity to different light polarizations.

Geometry name	d [μm]	Gap [μm]	Surface [mm^2]
Thin horizontal (A) [*]	10	10	1.51
Thin circular (B)	10	10	1.55
Thick vertical (C)	30	10	2.25
Thin vertical (D)	10	10	1.54
Medium vertical	15	5	2.31

Notes. d is the width of NbSi meander lines while the gap is the distance between two Nb lines. (^{*}) Capital letters refer to Fig. 3.

could be adapted to both a SQUID-based readout via interleaved electrodes ($R < 1 \Omega$) or to JFET transistor readout via a meander shape of the film ($R > 1 \text{ M}\Omega$) (Marnieros et al. 2009). In this paper we will discuss the latter case. Interestingly the Time Domain Multiplexing technique (TDM) has already been developed for such high-impedance devices (Benoit et al. 2008b).

3. NbSi TES sensors with a meander structure

3.1. Sample preparation and fabrication process

Our sample is a 204-pixel array (Figs. 2, 3) composed of amorphous $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ TES with a meander structure, niobium leads and gold contact pads. We present here results obtained with a 50-nm thick $\text{Nb}_{0.14}\text{Si}_{0.86}$ TES sample. Different geometries, summarized in Table 1, were produced on the same wafer to study the absorption sensitivity to different light polarizations as described below. In particular, we changed the orientation of the meander structure (vertical, horizontal or circular), the width of the NbSi lines and the gap between two NbSi lines.

The steps of our simplified but highly reliable micro-fabrication procedure are described below:

- 1- μm thick SiN deposition by LPCVD (low pressure chemical vapor deposition) on a two-inch silicon wafer. This layer is for electrical insulation between the TES and the Si wafer for testing purposes at room temperature;

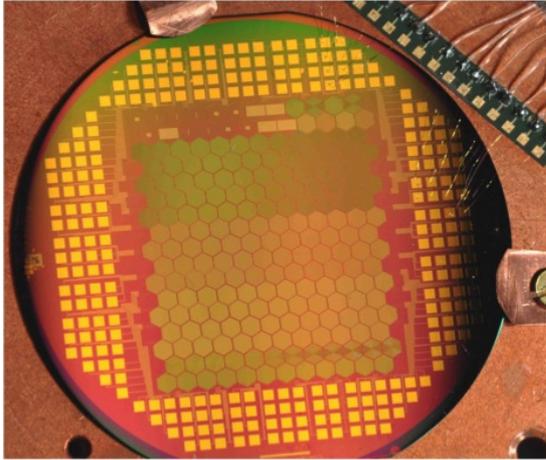


Fig. 2. Picture of our 204-pixel device. (This figure is available in color in the electronic form.)

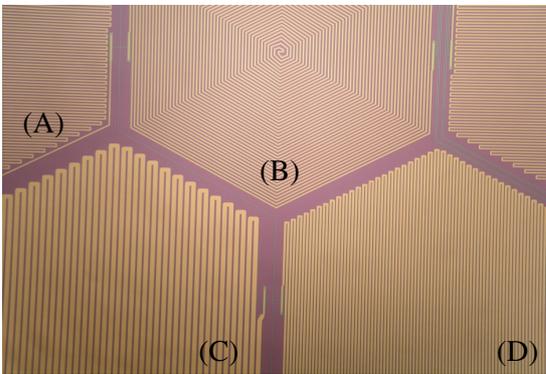


Fig. 3. Details of the meander structure of pixels. The different geometries described in Table 1 are visible: A – thin horizontal; B – thin circular; C – thick vertical; D – thin vertical. (This figure is available in color in the electronic form.)

2. co-evaporation of a layer of $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ ($x = 0.14$, 50 nm thick): NbSi thin film is manufactured by electron-beam co-evaporation of Nb and Si;
3. evaporation of a 25-nm thick Nb layer;
4. reactive ion etching (RIE) technology is then used to produce the meander structure of pixels (NbSi) and the electrical contacts (NbSi + Nb);
5. Au evaporation and lift-off: a gold layer (100–150 nm) is deposited on the wafer to form the square electrical contact pads.

3.2. Electronic properties of the NbSi TES

The device was first cooled down in a dilution refrigerator at CSNSM-Orsay to test its electronic properties, such as the normal state resistance, the critical temperature, the homogeneity between pixels, and the electron-phonon decoupling. Electron-phonon decoupling is a useful parameter to evaluate the light absorption coefficient, as will be described below.

Figure 4 shows the resistance versus temperature plot for pixels with three different geometries under low current bias (200 pA). Their normal resistance scales accordingly with the pixel geometry (1 M Ω to 6 M Ω upon the meander length/width

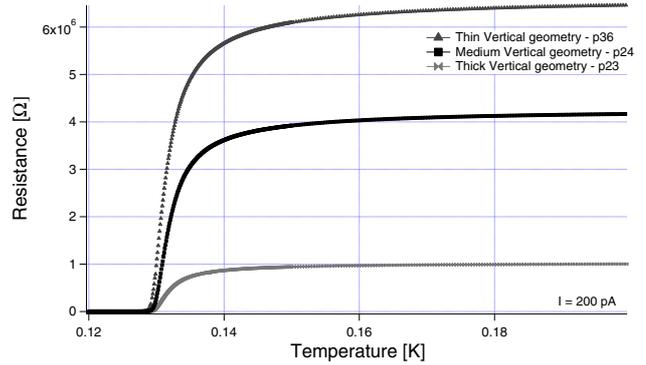


Fig. 4. R vs. T plot for three different pixel geometries for a low current excitation.

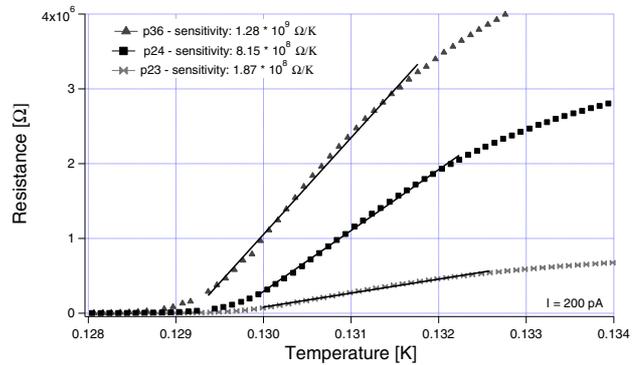


Fig. 5. Zoom of Fig. 4 to better show the temperature sensitivity.

ratio). All pixels exhibit a critical temperature transition close to 135 mK with a transition width of about 10 mK.

An important parameter for this kind of device is the temperature sensitivity, obtained by making a linear fit of the R vs. T curves as shown in Fig. 5. The dimensionless sensitivity $d\log(R)/d\log(T)$ for all pixels is close to 100 at the lower part of the transition, which is a typical value for TES. The particular meander shape of each sensor apparently does not affect the sensitivity.

We now consider the case of the thin meander geometry (10- μm wide NbSi meander lines with 10- μm gap between the lines). When performing R vs. T measurements for the same pixel, we notice that the curves slightly shift to lower temperature values as the bias current increases (Fig. 6).

Our data fit the electron-phonon coupling model very well, a model that is well established for metals but frequently used also for superconductors with low temperature transitions (Hart et al. 2009; Hoevers et al. 2006; Karasik et al. 2007). This model, sketched in Fig. 1, defines an electron bath and a phonon bath that are thermally coupled via the so-called electron-phonon thermal conductance, G_{e-ph} . When a bias current is applied, the electron temperature rises above the phonon temperature due to the Joule heating effect. The phonon bath of the sensor is coupled to the Si substrate via the Kapitza thermal conductance, G_{Kapitza} . According to this model, the relation between the electron temperature and the phonon temperature for a given electrical power (P) is described by the following formula:

$$\frac{P}{\Omega} = g_{e-ph} \cdot (T_e^\beta - T_{ph}^\beta), \quad (1)$$

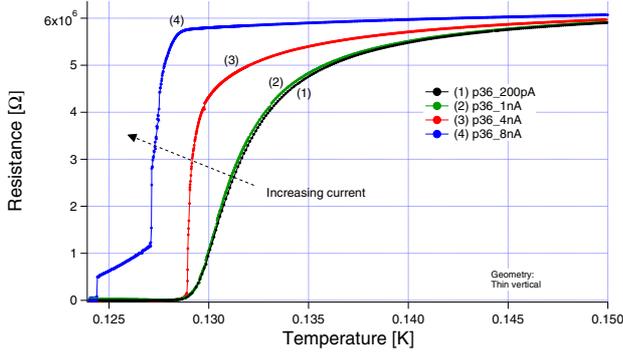


Fig. 6. R vs. T plot for different polarization currents for the thin geometry. Because of the positive electro-thermal feedback, high current bias induces instabilities on the R vs. T curves (e.g. 8-nA curve). (This figure is available in color in the electronic form.)

where T_e and T_{ph} are the electron and phonon temperatures, respectively, Ω the volume of NbSi TES thin film, g_{e-ph} the electron-phonon coupling constant, and $\beta = 5$ in the case of usual metals (Cu, Ag, Au...) (Roukes et al. 1985; Wellstood et al. 1994). The thermal conductance between electrons and phonons is then given by

$$G = (\partial P / \partial T_e)_{T_{ph}} = g_{e-ph} \cdot \beta \cdot T_e^{\beta-1} \cdot \Omega. \quad (2)$$

In our case the phonon temperature of the NbSi TES is taken equal to the substrate temperature ($T_{ph} \sim T_0$) because of the high Kapitza thermal conductivity. To extract T_e , we assume that the resistance of our TES depends only on the temperature of the electron bath ($R = R(T_e)$). At high bias, T_e increases due to the Joule heating of the electrons and $R(T_e)$ is rising, up to the normal state resistance (R_N). We measure $g_{e-ph} \sim 200$ W/K⁵ cm³, and $G_{e-ph} \sim 2.2 \times 10^{-8}$ W/K. This natural decoupling between the electrodes and the phonons of the NbSi will replace the delicate membrane-based decoupling mechanism used in standard bolometric arrays. The resulting thermal conductance is quite high compared to that of membranes owing to the large NbSi volume. In the present case, the NbSi size was adjusted to optimize light absorption. Nevertheless, some alternative solutions with substantially lower thermal conductance are discussed in Sect. 6.

The time constant of our device has been estimated through the response to cosmic ray interactions. The observed pulses show a decay-time constant of 50 μ s at 130 mK.

4. Light absorption measurements

To validate this device for astrophysical applications, it was necessary to measure its capability to absorb light. To this purpose the sample holder was mounted in the focal plane of a custom-designed dilution cryostat with optical access. The optical path was equipped with a 125–170 GHz bandpass filter stack.

The cooling power of the cryostat is ~ 100 μ W at 100 mK and its operation, including the gas handling system, is automated and controlled remotely (Monfardini et al. 2010). The optical design is displayed in Fig. 7. The telescope focal plane is re-imaged with a bi-polynomial field mirror and two high-density polyethylene (HDPE, $n = 1.56$) lenses. To reduce the aberrations introduced by the field mirror, the deflection angle is kept as low as possible, the lower limit being determined by the cryostat physical dimensions. The de-magnifying factor is ~ 6 , giving

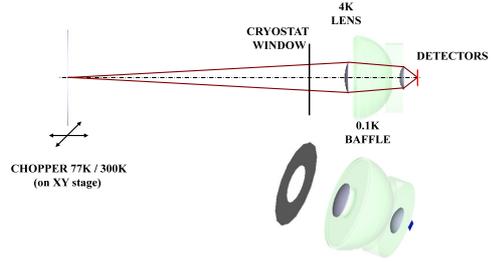


Fig. 7. 3D scheme of the optical design. (This figure is available in color in the electronic form.)

an effective aperture on the detector plane of $f/1.6$. In its present configuration, the instrument admits up to a 100-mm diameter focal plane with an aperture as low as $f/1.6$. The re-imaging optics are telecentric in image space, with the chief rays parallel to the optical axis. Thus, the illumination on the focal plane is everywhere perpendicular to the detectors with the light-cones subtending the same angle at every point. This homogeneity eliminates any position-dependence across the array arising from the overlap of the fixed angular-radiation pattern of the pixels and the incident radiation.

To eliminate any spurious off-axis radiation, which can significantly degrade the detector performance, a novel cold baffling system was designed and fabricated. It is based on a three-stage stack of properly shaped aluminum reflecting surfaces. Each stage consists of a cross-section of an ellipsoid shaped in such a way that any stray rays entering the optical system are back-reflected. In addition to this baffling system, infrared-blocking and band-defining filters were installed on the radiation screens at 80, 5, and 1 K and 100 mK. These consist of multi-layer cross-mesh filters, each augmented with a layer of Zitex[®] film. The pass band of this filter stack is 125–170 GHz.

4.1. Chopper measurement

To calibrate the light absorption efficiency of our detector, we used a setup based on a blackbody radiation chopped between 77 K and 300 K. The focal plane outside the cryostat was filled with Ecosorb[®] immersed in liquid nitrogen, simulating a 77 K blackbody. A small 1-cm hole through the Ecosorb[®] was made, behind which a mechanical chopper (turning wheel) could alternate between 77 K and 300 K (Fig. 7). The whole setup could be precisely shifted along the X-Y direction of the focal plane, allowing a raster scan of the image across the detection array. The details of this measurement system have been previously discussed elsewhere (Benoit et al. 2008a; Swenson et al. 2009). We performed a complete scan of the array, showing an average TES response of 10–12 μ V to the chopper modulated light for pixels with thin vertical geometry. We point out that, due to a problem in the design of the array holder, pixels at the boundary of the array are not homogeneously illuminated and are consequently characterized by a reduced signal. We will not take them into account for the calibration of the absorption efficiency. Figure 8 shows a typical result for a central pixel that is not affected by boundary problems. We observed negligible crosstalk when the modulated image focused outside the pixel. This effect clearly demonstrates our scheme of direct absorption of light by the electron bath of the NbSi (Fig. 1). The Si substrate is not affected by light absorption, in contrast to the illuminated NbSi sensors whose temperature responds to the blackbody modulation. A

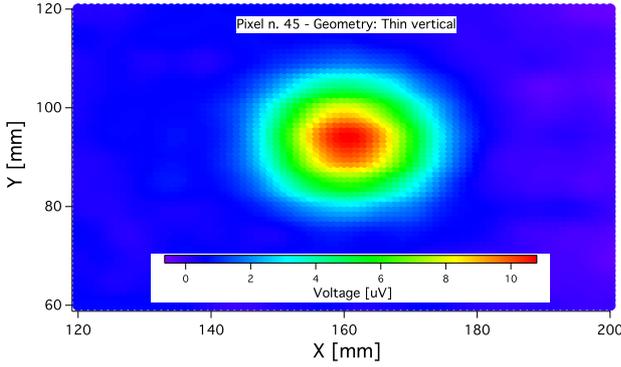


Fig. 8. Color palette plot for one pixel showing a signal of $10.8 \mu\text{V}$ in the light absorption generated by a blackbody radiation whose temperature is modulated between 77 and 300 K. X and Y axis of the plot correspond to the position – in mm – of the blackbody hole in the front focal plane, outside the cryostat. (This figure is available in color in the electronic form.)

quantitative analysis of the light absorption coefficient is given in Sect. 5.

4.2. Polarizer measurement

We also calibrated our sample to polarized radiation to study the impact of the various meander sensor geometries to light absorption. A linear polarizer was positioned in front of the cryostat optics and rotated in 15° steps. The detector response to polarized light modulated between 77 K and 300 K is given in Fig. 9. The behavior of the output signal with respect to the polarization angle depends on the pixel geometry. Incoming light polarized parallel to the meander lines of a given sensor is absorbed with a much higher efficiency. For the quasi-circular meander pixels (geometry B of Fig. 3) we observe a very flat response. There is considerable dispersion in the amplitude of the signals for the “vertical geometry” that is correlated to the distance of the pixels from the center of the array. As mentioned before, toward the edge of the array the detector holder is partially screening the focal plane. The lower curve comes from a pixel located on the first line of the array and is clearly affected by this effect. We can define the sensitivity of our device to polarization by calculating the “contrast” $\Delta V_{\max} - \Delta V_{\min} / \Delta V_{\max} + \Delta V_{\min}$. The polarization selectivity of the linear shape meanders is very high, their contrast being close to 90% (even for the side pixels). This is not the case for the quasi-circular geometry pixels that exhibit a contrast of approximately 10%. This effect must be taken into consideration for the light absorption calibrations and more generally for the design of NbSi arrays dedicated to astrophysical observations.

5. Light absorption results

To evaluate the light absorption efficiency of our device, we combined the results obtained from the study of the NbSi TES electronic properties with the measurements of its response to a modulated infrared radiation source. The temperature modulation ΔT of an illuminated TES pixel is given by the following relationship:

$$\Delta T = \epsilon \cdot \frac{\Delta P}{G_{e-ph}}, \quad (3)$$

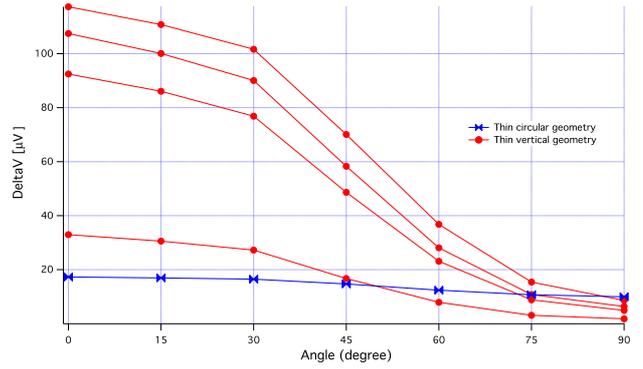


Fig. 9. ΔV as a function of the rotation angle of the polarizer. Pixels respond to polarized light according to their geometry. (This figure is available in color in the electronic form.)

where ϵ is the light absorption coefficient, ΔP the light power incident on the pixel, and G_{e-ph} the electron-phonon thermal conductance of the NbSi TES.

The absorption coefficient ϵ is deduced by independently measuring G_{e-ph} , ΔT and ΔP :

- G_{e-ph} : as already mentioned, NbSi sensors are well described by an electron-phonon decoupling model, following the law given by Eq. (2). In this model, the electron-phonon thermal conductance G_{e-ph} strongly depends on the electron temperature:

$$G_{e-ph} = \Omega \cdot g_{e-ph} \cdot 5 \cdot T_e^4. \quad (4)$$

The precise value of G_{e-ph} has been given in Sect. 3.2.

- ΔP : it is possible to estimate the power on the pixels by considering the radiation spectrum emitted by the modulated blackbody source and the total transmission of the cryostat optics (filter + lenses + cold pupil). We deduced a power modulation of 1.3 pW per pixel.
- ΔT : temperature fluctuations are directly related to the resistance of our TES via the sensitivity $\alpha = \Delta R / \Delta T$. For a constant-current biased TES we have $\Delta T = \Delta R / \Delta R \cdot \Delta V / I = 1 / \alpha \cdot \Delta V / I$.

Taking into account all these quantities, it is straightforward to derive the following expression for the light absorption coefficient value:

$$\epsilon = \frac{\Delta V}{I} \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot g_{e-ph} \cdot 5 \cdot T_e^4 \cdot \frac{\Omega}{\Delta P}. \quad (5)$$

Given the specific meander geometry of our TES, ϵ will depend on the polarization of the incident light. We obtain $\epsilon = 20\%$ for light with polarization parallel to the meanders and 10% for non-polarized light. Our TESs are indeed transparent to photons polarized perpendicularly to the meander lines. The ultimate performances measured in our setup, including the 0.2 quantum efficiency (parallel polarized light), can be given in terms of NEP: $NEP = 7 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. The noise figure is flat down to a few Hz. Below this value our TES were limited by residual temperature fluctuations of the cryostat. Figure 10 shows the noise spectrum acquired with a lock-in amplifier at 1250 Hz.

6. Conclusions and perspectives

We have presented low-temperature data showing the direct absorption of infrared radiation by NbSi TES thermometers with

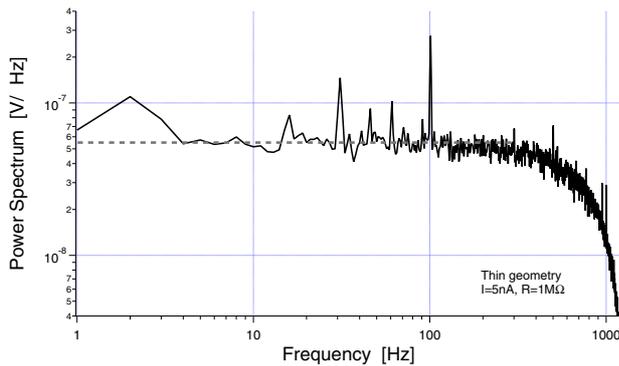


Fig. 10. Noise spectrum of a thin geometry pixel acquired with a lock-in amplifier at 1250 Hz. The dotted line shows the average noise between 10–100 Hz.

an efficiency of 20%. Electron-phonon decoupling inside the NbSi film was used to replace the micromesh membranes, which are rather fragile and too delicate to be produced for large arrays. The measured performance of our detector is very promising and substantial further progress can be easily achieved. Indeed, we can optimize the optical absorption coefficient and electron-phonon decoupling as described below. The first important improvement on the optical design of the detector is to introduce a $\lambda/4$ reflector. In the present setup Ecosorb[®] foam absorber was placed on the rear of the Si wafer to stop light from passing through the NbSi array. The absorption coefficient on our future detectors can be improved using $\lambda/4$ -thick Si substrates, λ being the wavelength of the incident radiation. The NbSi TES will be placed on the front side of the Si wafer and a reflecting film will be deposited on the back side. The thickness of the NbSi TES also has a direct impact on the absorption coefficient and will be fine-tuned in the future. Thermal coupling G is the second parameter to deal with to reduce the bolometer NEP noise ($\text{NEP} = \sqrt{4K_B T^2 G}$). The particularity of the electron-phonon coupling presented here is its high dependence on temperature ($G_{e-ph} \sim T^4$). Operation of our detector at around 60 mK rather than 130 mK will reduce the NEP by a factor of ten. 50 mK refrigerators, equipped with an optical window coupled to a telescope, are developed for a variety of applications including future satellites. Low-temperature operation of such detectors is therefore no longer a problem. These improvements should bring the NEP of our device close to 10^{-17} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$, which is sufficient for the majority of ground-based applications. Another solution to reduce G_{e-ph} is to reduce the TES size. Indeed, electron-phonon coupling is proportional to the NbSi volume. It will be interesting to test an array with absorption of light by antennas, dissipating their energy directly to an NbSi TES film with a very small surface. In this case the size of the NbSi can be substantially smaller than the radiation wavelength and should only be adjusted to the antenna's impedance. Reducing

both its thickness and surface, we can reasonably operate with a 5000 smaller NbSi sensor. The resulting NEP will therefore be close to 10^{-18} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$. We can also consider a setup without antennas but with an array of microlenses in front of our array, similar to that proposed by SRON for their kinetic inductance detectors (Monfardini et al. 2011). In this case the incident radiation is focused on a much smaller area of each pixel and permits a downscale of NbSi sensor dimensions. In this configuration, the reduction of the sensor surface is typically a factor 100, implying an NEP $< 10^{-17}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Given the very promising results described and discussed above, we can plan future strategies for the improvement of this device, depending on specific Earth-, balloon- or space-based applications.

Acknowledgements. Part of this work was supported by the French ANR agency (project “ANR-06-BLAN-0326”), the CNES agency (project “DCMB” and “BSD”) and by a Marie Curie Intra European Fellowship within the 7th European Community Framework Programme FP7/2007-2013 (Proposal No. 236122).

References

- Battistelli, E., Bau, A., Bennett, D., et al. 2011, *ApJ*, 34, 705
 Bauer, S., Bauer-Gogonea, S., & Ploss, B. 1992, *Appl. Phys. B*, 54, 544
 Bennett, C. L., Hill, R. S., Hinshaw, G., et al. 2003, *ApJS*, 148, 1
 Benoit, A., Bideaud, A., Camus, P., et al. 2008a, *SPIE Proc.*, 7020, 702009
 Benoit, A., Yates, S. J. C., Gremion, E., et al. 2008b, *J. Low Temp. Phys.*, 151, 940
 Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., Roll, P. G., et al. 1965, *ApJ*, 142, 414
 Essinger-Hileman, T., Appel, J. W., Beal, J. A., et al. 2009, *AIP Conf. Proc.*, 1185, 494
 Ferrari, L., Baryshev, A., Baselmans, J. J. A., et al. 2010, *SPIE Proc.*, 7731, 77314H
 Hadley, L. N., & Dennison, D. M. 1947, *JOSA*, 37, 6, 451
 Hart, S. J., Pyle, M., Yen, J. J., et al. 2009, *AIP Conf. Proc.*, 1185, 215
 Hoervers, H. F. C. 2006, *NIM A*, 559, 702
 Hu, W., & Dodelson, S. 2002, *ARA&A*, 40, 171
 Karasik, B. S., Olaya, D., Wei, J., et al. 2000, *J. Appl. Phys.*, 87, 10
 Karasik, B. S., Olaya, D., Wei, J., et al. 2007, *IEEE Trans.*, 17, 293
 Lamarre, J. M., Puget, J. L., Ade, P. A. R., et al. 2010, *A&A*, 520, A9
 Marnieros, S. 1998, Ph.D. Thesis
 Marnieros, S., Dumoulin, L., Benoit, A., et al. 2009, *J. Phys. Conf. Ser.*, 150, 012027
 Marrache-Kikuchi, C., Berge, L., Collin, S., et al. 2006, *NIM A*, 559, 579
 Monfardini, A., Swenson, L. J., Bideaud, A., et al. 2010, *A&A*, 521, A29
 Monfardini, A., Benoit, A., Bideaud, A., et al. 2011, *ApJS*, 194, 24
 Orlando, A., Aikin, R. W., Amiri, M., et al. 2010, *SPIE Proc.*, 7741, 77410H
 Penzias, A. A., & Wilson, R. 1965, *ApJ*, 142, 419
 Reichborn-Kjennerud, B., Aboobaker, A. M., Ade, P., et al. 2010, *SPIE Proc.*, 7741, 77411C
 Roukes, M. L., Freeman, M. R., Germain, R. S., Richardson, R. C., & Ketchen, M. B. 1985, *Phys. Rev. Lett.*, 55, 422
 Smoot, G. F., Bennet, C. L., Kogut, A., et al. 1992, *ApJ*, 396, L1
 Swenson, L. J., Minet, J., Grabovskij, G. J., et al. 2009, *AIP Conf. Proc.*, 1185, 84
 Tauber, J. A., Mandolesi, N., Puget, J. L., et al. 2010, *A&A*, 520, A1
 Wellstood, F. C., Urbina, C., & Clarke, J. 1994, *Phys. Rev. B*, 49, 5942
 White, M., Scott, D., & Silk, J. 1994, *ARA&A*, 32, 329
 Yates, S. J. C., Baselmans, J. J. A., Baryshev, A. M., et al. 2009, *AIP Conf. Proc.*, 1185, 144

2.3 Bolomètres pour le projet QUBIC

Le deuxième projet qui sera détaillé ici concerne l'expérience QUBIC. Il est basé sur la construction et l'installation au Dôme C (Antarctique) d'un instrument pour la détection de la polarisation du CMB et plus particulièrement des modes B. L'objectif en termes de sensibilité est d'atteindre un rapport tenseur/scalaire=0,01 au bout d'un an d'observation. L'instrument comportera 6 modules fonctionnant en parallèle et couvrant trois longueurs d'onde centrés à 90 150 et 250GHz. Le projet est actuellement développé au sein d'une collaboration internationale et a bénéficié du savoir faire et des résultats très prometteurs de l'expérience d'interférométrie bolométrique MBI [7]. Le premier des 6 modules de QUBIC sera déployé au Dôme C en 2015 et utilisera une technologie des senseurs TES associés à une électronique multiplexé à base de SQUIDs. Le CSNSM a pris en charge la mise au point et la fabrication des matrices de bolomètres.

2.3.1 L'interféromètre bolométrique QUBIC

L'interférométrie est habituellement utilisé en Astrophysique pour améliorer le pouvoir de résolution angulaire en utilisant au moins deux télescopes pointés au même endroit du ciel. En effet, en mélangeant de manière cohérente le faisceau de plusieurs télescopes, on obtient des figures d'interférence permettant une séparation angulaire des objets célestes qui est limitée par la distance entre les télescopes et non pas par le diamètre de leur miroir primaire (tache de diffraction). La résolution angulaire présente pourtant peu d'intérêt pour l'étude de la polarisation B du CMB, dont la difficulté principale provient de la détection d'un signal très faiblement polarisé, fluctuant sur des angles de l'ordre ou supérieurs au degré. La philosophie de l'interféromètre QUBIC est par conséquent toute différente et vise notamment à contrôler le plus finement possible les erreurs systématiques que l'instrument et son environnement sont susceptibles d'introduire dans les mesures.

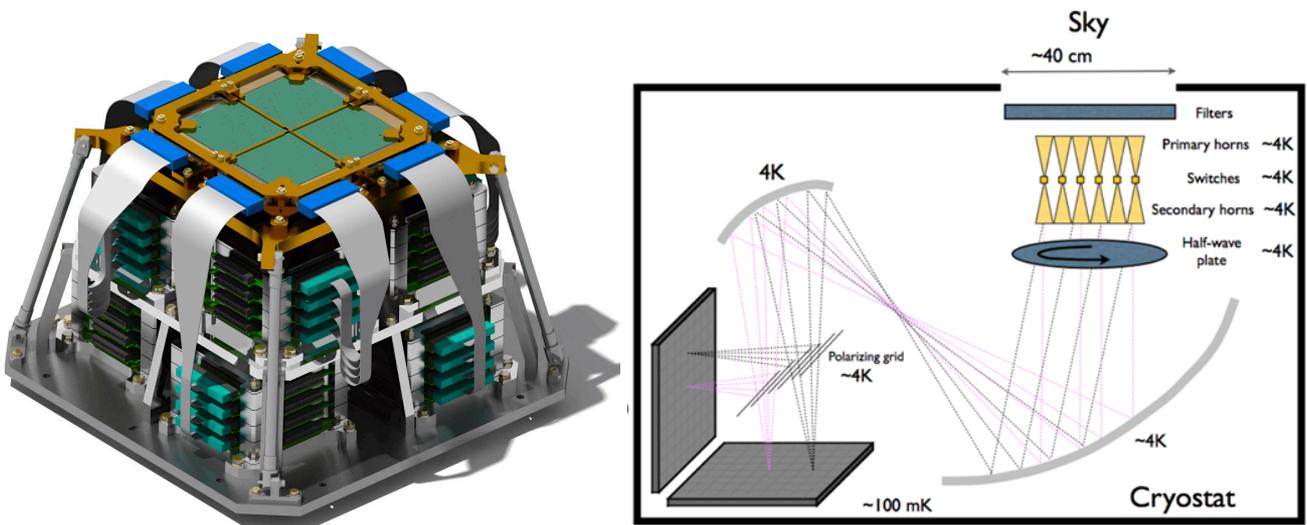


Figure 2.6 : A gauche est représenté un des plans focaux de QUBIC, avec l'assemblage de quatre matrices et les modules de l'électronique de multiplexage par SQUID à l'arrière. A droite est schématisé l'architecture de l'interféromètre. Pour le module à 150 GHz une matrice de 400 cornets sera utilisée.

L'interféromètre QUBIC est basé sur un seul télescope (!) refroidi à 4K et utilisé en tant que "beam combiner" comme expliqué par la suite. En amont du télescope, sur sa pupille d'entrée, sont placés les filtres de lumière, une matrice de cornets "back to back" qui va introduire les interférences et une lame demi-onde tournante (half-wave plate) qui va moduler la polarisation de la

lumière (Figure 2.6). Le premier module de QUBIC sera réalisé avec des filtres à 150 GHz (2 mm) et une largeur de bande de 25%. Deux autres fréquences de fonctionnement sont prévues sur des modules supplémentaires, à 90 et 250 GHz.

La matrice de cornets est un composant essentiel de l'instrument QUBIC. Il va collecter le rayonnement incident dans un lobe de 14° (FWHM) et le réémettre vers le télescope. L'angle d'observation introduit un déphasage de la lumière réémise qui va produire des figures d'interférences sur le plan focal du télescope. Il s'agit d'un montage similaire à l'interférométrie par masquage partiel du front d'onde d'un télescope (aperture masking interferometry). Un obturateur situé au milieu de chaque cornet permet d'obtenir une image du ciel avec un sous-ensemble contrôlé des cornets actifs. Pour QUBIC on utilisera cette possibilité pour effectuer une auto-calibration et s'affranchir d'une majeure partie des erreurs systématiques de l'instrument (variation des caractéristiques de transmission des cornets, polarisation introduite par le télescope et son environnement proche, erreurs d'inter-calibration des pixels de la matrice de bolomètres). Cette auto-calibration est basée sur la modélisation des franges d'interférences obtenues dans une série d'images utilisant différentes combinaisons de cornets ouverts [8]. Elle peut se faire en pointant l'instrument vers une source polarisée relativement intense, pour réduire le temps d'intégration, mais dont la polarisation n'a pas besoin d'être connue. En dehors des cycles d'auto-calibration tous les cornets de la matrice restent ouverts afin de collecter le maximum de rayonnement possible. Dans cette configuration, la superposition de toutes les figures d'interférences des cornets donne une image sur le plan focal qui est très proche de celle obtenue par un imageur. L'image ainsi formée est appelé "image de synthèse" et permet d'envisager les mêmes stratégies d'observation que dans le cas des imageurs, en particulier en ce qui concerne le balayage du ciel, et la réalisation classique d'une cartographie du CMB. L'instrument est toutefois environ deux fois moins sensible qu'un imageur couvrant la même portion du ciel [9]. L'avantage d'un meilleur contrôle des effets systématiques de l'instrument est accompagné d'une baisse de sa sensibilité.

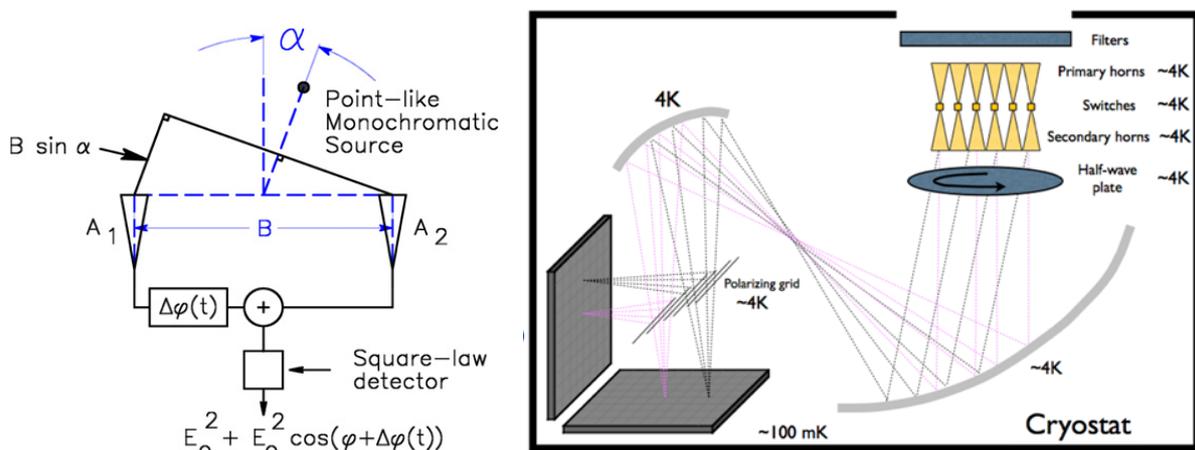


Figure 2.7 : L'angle d'observation introduit un déphasage du front d'onde détecté par les différents cornets, égale à $\varphi = 2\pi \frac{B \sin \alpha}{\lambda}$. Pour l'instrument QUBIC, les rayons qui sortent en parallèle des cornets vont converger sur un point du plan focal. L'angle de sortie des rayons va introduire un déphasage supplémentaire des chemins optiques. Mathématiquement cela revient à faire une deuxième transformé de Fourier du signal, et l'image obtenue si l'on utilise plusieurs cornets est semblable à celle obtenue avec un imageur. La matrice des bolomètres va détecter les interférences de manière additive (square-law detector).

Une lame à retard est située derrière la matrice des cornets et permet d'introduire un déphasage de la polarisation de la lumière. On choisit une lame demi-onde de manière à induire une rotation de la polarisation à la fréquence de travail (150 GHz pour le premier module). La polarisation sortante est tournée d'un angle égal à deux fois celui entre la polarisation incidente et l'axe optique de la lame demi-onde. En imposant une rotation continue de la lame à la fréquence f on obtient une rotation de la polarisation de la lumière à la fréquence $4f$. Ceci, en combinaison avec une grille de séparation des deux polarisations de la lumière devant les matrices du plan focal, introduit une modulation de la composante polarisée du signal du CMB. Cette technique nous permet de mesurer la composante polarisée avec beaucoup plus de précision, grâce aux avantages liés à l'utilisation d'une détection synchrone.

Le faisceau lumineux, après avoir été séparé par la grille polarisante est détecté par deux matrices de bolomètres refroidies à 300mK. Le développement de ces matrices et de leur électronique de mesure associée a nécessité un fort investissement dans QUBIC. Dans la section suivante nous détaillons les différentes étapes de fabrication de la matrice QUBIC basée sur des senseurs TES en NbSi. L'électronique de lecture et de multiplexage à base de SQUIDs a été développée au laboratoire de l'APC et est détaillée dans l'article [10].

2.3.2 Fabrication des matrices pour QUBIC

Le choix pour le design du plan focal QUBIC à 150GHz s'est porté sur quatre matrices de 248 pixels assemblées en mosaïque (Figure 2.8). Deux tels assemblages seront utilisés, pour détecter simultanément les deux polarisations de la lumière. Les pixels ont une taille caractéristique de 3mm et utilisent des senseurs TES en NbSi de basse impédance ($\sim 1\Omega$), couplés à une électronique de lecture multiplexée à base de SQUIDs. La puissance lumineuse reçue par chaque pixel est de l'ordre de 5pW ce qui fixe les performances ultimes que l'instrument peut atteindre (bruit de photon):

$$NEP_{\text{photon}} \approx \sqrt{2P_{\nu} h\nu} = 3 \cdot 10^{-17} \text{ W} / \sqrt{\text{Hz}}$$

La constante de temps du bolomètre doit être inférieure à 10ms pour suivre la modulation du signal induite par la lame demi-onde tournante. L'absorption de lumière se fait sur une grille d'absorption métallique ou supraconductrice placée devant un réflecteur quart d'onde. L'ensemble TES + grille d'absorption est fabriqué sur une membrane suspendue permettant un fort découplage thermique par rapport au cryostat. La fabrication des matrices se fait par lithographie optique à la centrale de technologie universitaire d'Orsay à l'IEF et les dépôts de couches minces sont réalisés au CSNSM. On utilise actuellement un procédé de fabrication basé sur des wafers en silicium trois pouces de type SOI (Silicon On Insulator). Le fonctionnement à très basse température rend le substrat de Si isolant et n'impose pas des contraintes particulières sur ses caractéristiques de dopage ou de conductivité électrique à température ambiante. Les substrats SOI utilisés sont composés d'une couche mince de SiO_2 prise en sandwich entre deux wafers de Si. Les épaisseurs choisies pour les trois éléments sont typiquement (Si- SiO_2 -Si : $5\mu\text{m}$ - $1\mu\text{m}$ - $500\mu\text{m}$). L'épaisseur totale du wafer qui est proche de $500\mu\text{m}$ correspond à la longueur quart d'onde pour l'absorption de la lumière à 150GHz. Comme nous allons voir par la suite, l'utilisation des wafers SOI nous permet d'avoir une couche d'arrêt (SiO_2) lors de l'attaque profonde du Si de $500\mu\text{m}$ en Deep-RIE pour la libération des membranes. Les wafers SOI commandés comportent un dépôt, à leur surface, de 500nm de Nitrure de Silicium "Super Low Stress" ($<100\text{MPa}$) réalisé en LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition). Cette couche de SiN nous sert pour la réalisation des membranes.

Après la réalisation du senseur et de la grille d'absorption, elle sera gravée sous forme de "toile d'araignée" et libérée de son substrat en Si.

Dans la suite nous allons détailler les deux étapes principales pour l'élaboration des matrices: les dépôts des couches minces (pour les TES, leur électrodes de mesure, la grille d'absorption etc.) et la fabrication des membranes.

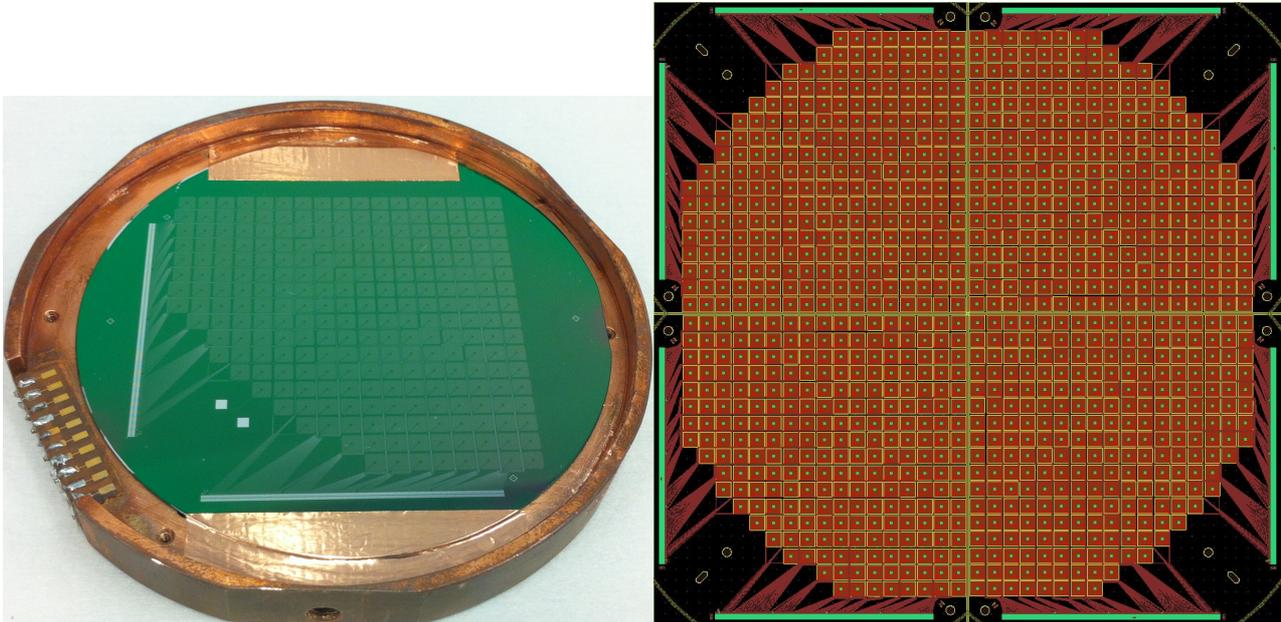


Figure 2.8 : Matrice de 248 pixels sur un wafer de Ge de 3 pouces avant l'étape de réalisation des membranes. L'aperçu CAO de l'ensemble des quatre secteurs de 248 pixels est illustré à droite.

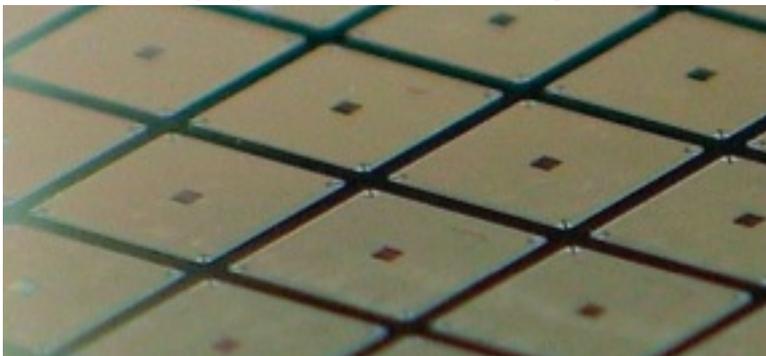


Figure 2.9 : Photo des pixels de la matrice 248 pixels pour QUBIC (D.Prêle, APC).

2.3.3 Dépôt des couches minces

Pour la lithographie des couches minces nous utilisons majoritairement la méthode de lift-off (Figure 2.10). Avant le dépôt de la couche on réalise un enrésinement du substrat à l'aide d'une tournette. La vitesse de rotation de l'échantillon et les caractéristiques propres de la résine utilisée vont imposer une épaisseur constante de cette dernière sur l'ensemble de la surface du substrat. La résine est ensuite insolée sur un "aligneur", en illuminant à travers un masque qui comporte des motifs opaques. Après développement, la résine se dissout de manière sélective et nous obtenons un substrat avec des zones vierges et des zones enrésinées correspondant au dessin du masque utilisé (patterning). Ensuite viennent le dépôt de la couche mince sous vide, et la dissolution de la totalité de la résine dans un solvant. En se dissolvant la résine entraîne le dépôt qui se trouve dessus. La résolution des motifs obtenus avec la lithographie optique est typiquement de l'ordre du μm .

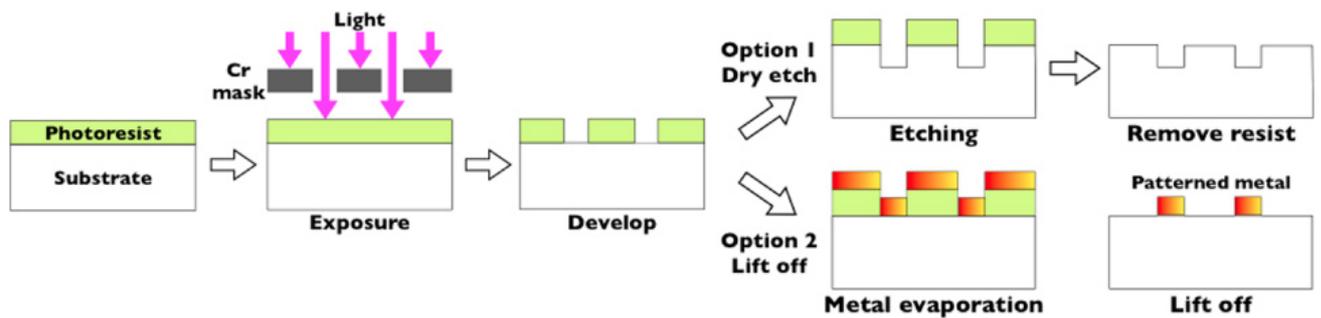


Figure 2.10 : Méthode de lithographie par etching et par lift-off. Dans le cas de l'etching l'enrésinement est effectué après le dépôt de la couche mince. Cette dernière est gravée soit chimiquement soit par une gravure plasma (RIE). Pour le lift-off les motifs sont obtenus par dissolution de la résine dans un solvant. Ces étapes peuvent se répéter pour empiler plusieurs couches lithographiées.

La gravure chimique ou la gravure sèche RIE (Reactive-Ion Etching) est une méthode de lithographie alternative au lift-off pour la réalisation des motifs. Elle utilise aussi des résines photosensibles mais son principe est basé sur une forte sélectivité de l'attaque chimique (ou plasma) entre la résine et la couche déposée. En fonction de la nature du dépôt, il faut choisir une méthode de gravure adaptée.

En ce qui concerne la réalisation des matrices QUBIC, le procédé de fabrication comporte les étapes suivantes :

1. Réalisation du "routage" des signaux, par lift-off ou gravure d'un dépôt de Nb (25 nm)
2. Lift-off du senseur TES en NbSi (50 nm)
3. Lift-off de la grille d'absorption en TiV (environ 15 nm)
4. Lift-off des pads en Al pour la prise des contacts par soudure aux ultrasons (200 nm)
5. Réalisation des membranes (détaillée à la section suivante)

Dans la [figure 2.11](#) et la [figure 2.12](#) on observe le design du pixel individuel de la matrice, avec le TES au centre entourée de la grille d'absorption. Les deux électrodes du TES sortent en diagonale vers le routage qui est réalisé entre les pixels. Les électrodes et le routage sont réalisés ensemble avec un dépôt en Nb qui est supraconducteur à la température de fonctionnement. Le TES en NbSi est ajusté en composition pour obtenir une transition supraconductrice vers 350mK. L'impédance carrée d'un dépôt de NbSi de 50nm étant de l'ordre de 300 Ω , nous utilisons des électrodes en forme de peigne pour ramener sa résistance à l'état normal à quelques Ω . Pour la mise au point, certaines matrices sont réalisés avec des TES de forte impédance ($>1M\Omega$) en forme de méandre. Ceci nous permet une lecture avec une électronique à base de transistors JFET ou HEMT et reste compatible avec un câblage non supraconducteur du cryostat.

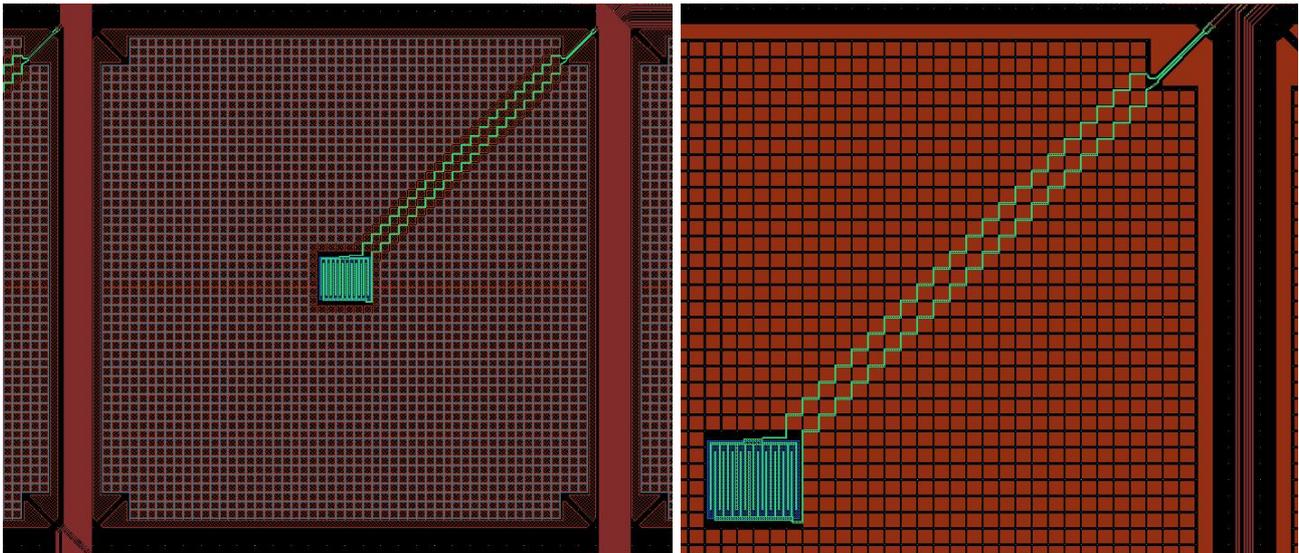


figure 2.11 : Design du pixel comportant la membrane en forme de grille (en noir) suspendue par quatre points, le TES au centre et les électrodes (en vert) qui relient le TES au routage sur le bord des pixels. La grille d'absorption est représentée en blanc sur le dessin de gauche. Le substrat sous la membrane est complètement évidé contrairement à l'espace entre les pixels qui garde son épaisseur de 500 μm . La majeure partie du pixel est évidé (orange).

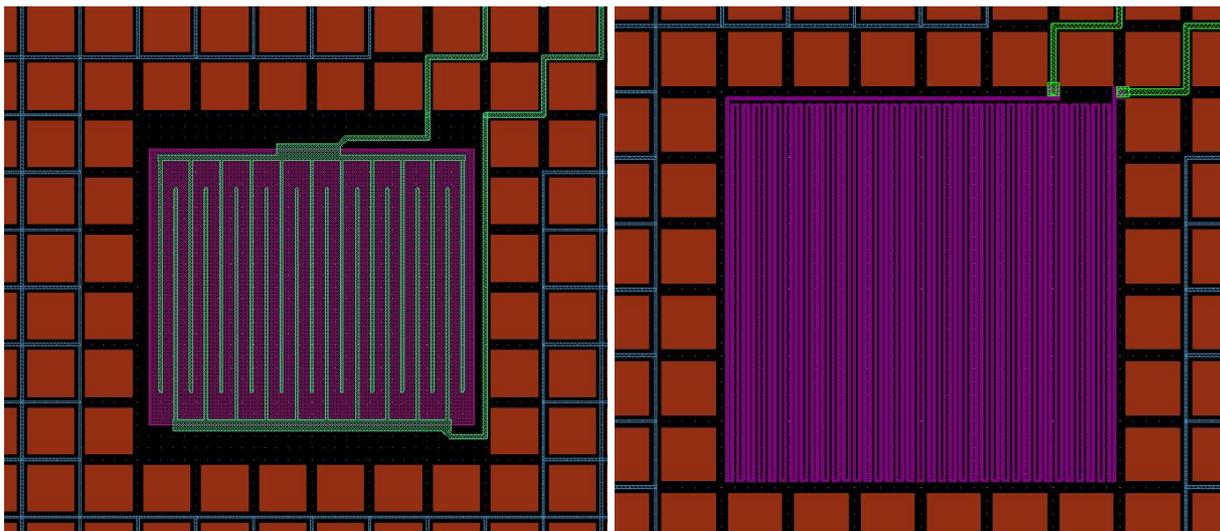


figure 2.12 : Design du senseur TES. Le dépôt du NbSi est représenté en violet et les électrodes en vert. A gauche on observe le design TES "basse impédance" avec des électrodes en peigne destiné aux matrices pour QUBIC. A droite est représenté une version de test avec des TES "haute impédance" à base de NbSi en méandre.

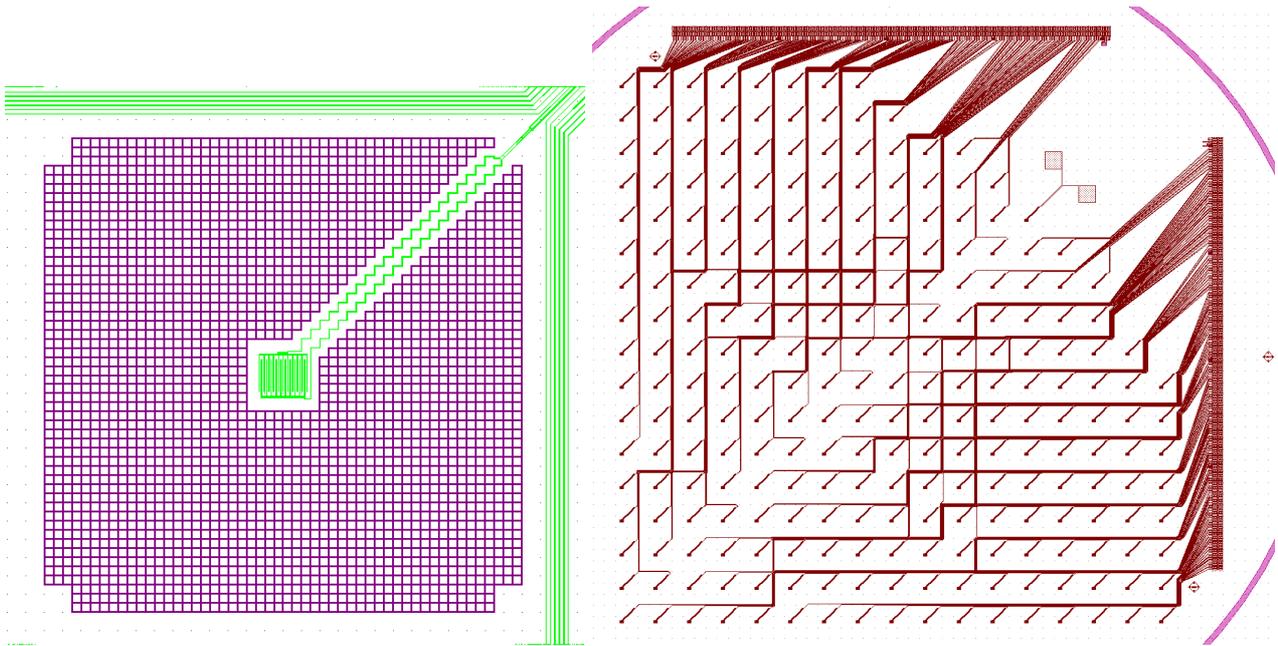


Figure 2.13 : A gauche est représenté le dessin de la grille d'absorption. Elle est constituée d'un quadrillage avec des lignes de $5\ \mu\text{m}$ espacées de $50\ \mu\text{m}$ (taux de remplissage d'environ 10%). Le choix d'une grille plutôt que d'une couche pleine permet un dépôt d'absorption plus épais et la réalisation d'une membrane en "toile d'araignée". Le routage des wafers QUBIC (dessin de droite) est une étape relativement exigeante en lithographie. Les lignes qui ont une largeur de $3\ \mu\text{m}$ doivent rester continues et bien isolées entre elles. Les poussières ou des problèmes de lithographie peuvent induire des défauts sur ces lignes et empêcher la lecture de nombreux pixels.

2.3.4 Réalisation des membranes suspendues

La réalisation des membranes structurées est une étape délicate du procédé de fabrication pour la matrice QUBIC de 250 pixels à cause de leur fragilité mécanique. Nous avons choisi de réaliser les membranes en SiN, un composé isolant qui peut se déposer par LPCVD sur des wafers en Si, avec des contraintes internes très faibles (super low-stress silicon nitride). On obtient ainsi des membranes correctement "tendues" dont l'épaisseur peut facilement descendre en dessous de $1\ \mu\text{m}$. Les étapes du procédé de fabrication des membranes, dans le cas des wafers SOI avec une couche de SiN déjà déposée dessus, sont les suivantes:

- Gravure profonde du Si (Deep-RIE), du côté Si épais du wafer SOI (face arrière)
- Gravure de la couche d'arrêt en SiO_2 en RIE ou chimiquement au BOE (buffered HF)
- Gravure RIE de la couche de SiN face avant pour structurer la membrane
- Gravure au XeF_2 du Si sous le SiN pour libérer les membranes
- Plasma "stripping" de la résine utilisé pour le XeF_2

On rappelle que les substrats en SOI que nous utilisons ont typiquement les caractéristiques suivantes: $\text{Si}(\text{face avant}) - \text{SiO}_2 - \text{Si}(\text{face arrière}) = 5\ \mu\text{m} - 1\ \mu\text{m} - 500\ \mu\text{m}$

La gravure profonde des $500\ \mu\text{m}$ du silicium en face arrière par une méthode de gravure profonde en ICP (Inductively Coupled Plasma RIE) est une étape qui risque de chauffer considérablement l'échantillon. Il est important d'effectuer une bonne thermalisation de ce dernier avec le support refroidi de l'ICP, d'autant plus que nous devons intercaler entre eux un wafer tampon de 4 pouces. Ce dernier est nécessaire pour adapter nos wafers de 3 pouces au support 4 pouces de l'ICP et pour éviter d'abimer cette dernière en cas de sur-gravure de notre échantillon

(wafer transpercé). L'ICP attaque généralement nos échantillons de manière légèrement inhomogène, les pixels en périphérie étant gravés 5 à 10% plus vite que ceux du centre. La vitesse de gravure n'est par ailleurs pas exactement la même d'un wafer à l'autre, et des paramètres tels que la température du Si lors de la gravure ou l'état de surface initiale du wafer peuvent influencer la vitesse d'attaque. L'utilisation des wafers SOI permet de faire face à ce problème grâce à la présence de la couche enterrée de SiO_2 qui se grave beaucoup plus lentement par l'ICP. Cette couche d'arrêt, qui sera ensuite gravée par un autre procédé, permet d'obtenir un wafer dont l'épaisseur de matière sous les membranes est très homogène et reproductible.

Après la gravure du silicium face arrière et du SiO_2 on procède à une nouvelle attaque RIE pour structurer le SiN en forme de grillage. A l'issue de cette étape, le SiN au niveau des pixels est soutenue par les 5 μm du Si face avant. Entre les pixels il reste des poutres d'environ 300 μm de largeur qui ont été protégés de l'attaque profonde du Si et dont l'épaisseur est celle du SOI (environ 500 μm).

L'étape finale consiste à une gravure sèche de l'échantillon au XeF_2 , sans ôter la résine qui a servie à la structuration du SiN, afin de protéger l'ensemble des dépôts des couches minces. La gravure au XeF_2 est isotrope et présente une forte sélectivité d'attaque ente le Si et le SiN. Elle permet d'enlever la totalité des 5 μm de Si sous les pixels, et de laisser intacte la membrane en SiN avec les dépôts qui se trouvent dessus. L'échantillon ainsi obtenu ne doit plus être trempée dans aucun produit liquide pour éviter de casser les membranes suspendues. En effet, les forces capillaires lors du séchage des produits liquides induisent des fortes contraintes sur les membranes structurées qui finissent par se rompre. Pour enlever la résine de protection du XeF_2 nous devons utiliser une méthode de nettoyage au plasma oxygène (photoresist plasma stripping) ou un solvant liquide associé à un séchage supercritique qui évite les contraintes capillaires. A la fin de la gravure au XeF_2 , notre wafer se retrouve découpé en sa forme finale carrée, et est prêt pour son intégration dans le cryostat.

2.4 REFERENCES

- [1] W. Hu and S. Dodelson, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.* **40**,171 (2002)
- [2] M. Zaldarriaga, *arXiv:astro-ph/0305272v2* 15 May (2003)
- [3] Planck Collaboration, *A&A manuscript no. Planck Mission 2013* March 22, (2013)
- [4] C. L. Bennett et al. (2013) *ApJS* **208** 20
- [5] D. Hanson et al. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 141301 (2013)
- [6] J. Bock et al. *Applied Optics*, Vol. **36**, Issue 4, pp. 765-771 (1997)
- [7] P.T. Timbie et al, *New Astronomy Reviews* **50** (2006) 999–1008
- [8] M. Piat et al. *J Low Temp Phys* (2012) **167**:872–878
- [9] J.-Ch. Hamilton et al. (2008), *A&A*, **491**, 923
- [10] D. Prêle et al. *J Low Temp Phys* (2012), Vol. **167**, n°5-6, pp 726-731

Chapitre 3

3	Senseurs supraconducteurs NbSi en forme de méandre	54
3.1	Le projet LUMINEU	54
3.1.1	Détecteurs lumière-chaieur	54
3.1.2	Optimisation de la capacité calorifique	56
3.1.3	Géométrie et sensibilité $\Delta R/\Delta T$ des TES en NbSi	58
3.1.4	Instabilité des TES NbSi en forme de méandre. Sensibilité $\Delta V/\Delta T$ et $\Delta E/\Delta T$	60
3.1.5	Bruit de phonon – bruit Johnson – bruit de l’amplificateur	63
3.1.6	Performances ultimes : densité spectrale du signal et du bruit.....	65
3.1.7	Effets de contre-réaction thermique dans un TES	68
3.2	REFERENCES.....	71

3 Senseurs supraconducteurs NbSi en forme de méandre

Nous allons exposer dans ce chapitre le développement entrepris au CSNSM sur les senseurs supraconducteurs de type TES en NbSi. Pour illustrer la manière de concevoir et d'optimiser ces senseurs nous allons nous baser sur l'exemple de l'expérience LUMINEU dont l'objectif est l'étude des propriétés des neutrinos. Il s'agit d'un projet coordonné par Andréa Giuliani (chercheur au CSNSM) utilisant des techniques de détection cryogéniques pour traquer la réaction double bêta sans émission de neutrino ($0\nu\beta\beta$) dans un cristal scintillant de $ZnMoO_4$.

3.1 Le projet LUMINEU

Le projet LUMINEU, démarré dans le cadre d'un programme ANR, est dédié à l'étude de la nature et de la masse du neutrino. Il s'agit d'une expérience visant la mise en évidence de la réaction hypothétique de désintégration $0\nu\beta\beta$. Parmi la dizaine d'atomes candidats permettant théoriquement d'observer cette réaction, nous avons retenu dans notre cas l'atome de ^{100}Mo (Figure 3.1).

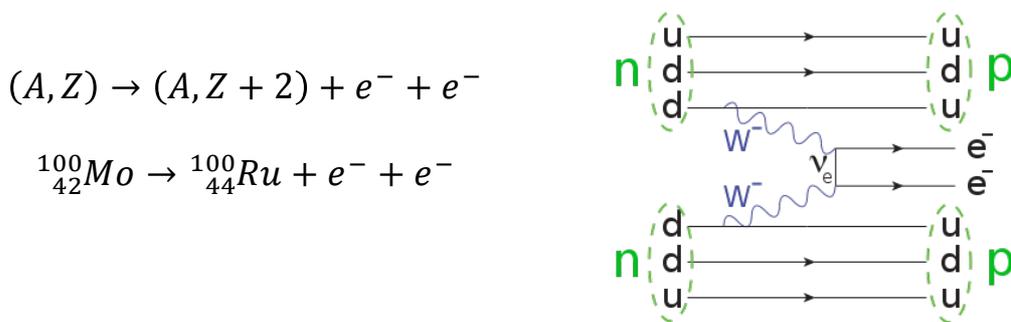


Figure 3.1 : La désintégration double beta du ^{100}Mo sans émission de neutrino n'a pas encore pu être observée. Elle n'est possible que si le neutrino et l'antineutrino sont une seule et même particule (neutrinos de Majorana). La demie vie pour cette réaction est supérieure à 10^{25} ans, et sa mise en évidence implique par conséquent la détection d'événements rares.

3.1.1 Détecteurs lumière-chaueur

Le choix de l'atome de ^{100}Mo présente deux intérêts majeurs pour le projet LUMINEU. Le premier est lié à la possibilité d'utiliser le ^{100}Mo pour fabriquer des cristaux scintillants $ZnMoO_4$ de grande pureté. Le second vient du fait que l'énergie des deux électrons émis lors de la désintégration $0\nu\beta\beta$ est au total de 3034 keV, ce qui se situe au dessus de tous les pics de radioactivité γ naturelle des éléments. En effet, l'énergie la plus élevée provient de la désintégration du ^{108}Tl avec émission d'une particule γ de 2615 keV. Par conséquent, le fond radioactif γ ne pourra pas se confondre avec la raie d'émission double β du ^{100}Mo . La scintillation du $ZnMoO_4$ lors de l'absorption des deux β du ^{100}Mo ou de l'interaction de toute autre particule (α , β , γ , muons cosmiques μ), implique l'émission des photons optiques d'une longueur d'onde proche de 600nm. Ces photons seront détectés dans un détecteur de lumière bolométrique placé en face du $ZnMoO_4$. En parallèle on mesure la partie de l'énergie déposée dans le $ZnMoO_4$ qui ne produit pas de luminescence, en utilisant un senseur de température directement couplé à ce dernier. L'énergie

émise sous forme de luminescence par rapport à l'énergie déposée dans le ZnMoO_4 (facteur de quenching de lumière) est très faible, typiquement de l'ordre de 1/1000 pour les événements β , γ et μ , et d'environ 0,3/1000 pour les événements α . Cette différence permet d'identifier clairement ces deux populations, et de rejeter de manière très efficace le bruit de fond α du ZnMoO_4 . Pour s'affranchir des événements provenant des muons cosmiques pouvant se superposer avec la réaction $0\nu\beta\beta$, il est indispensable d'installer l'expérience en site souterrain.

Le dispositif que nous allons étudier ici est un détecteur de lumière composé d'un absorbeur en Ge monocristallin et d'un senseur en NbSi. Le diamètre du wafer en Ge est de 44 mm et son épaisseur de 150 μm . Sur une de ses faces est déposé, par évaporation sous vide, un TES en NbSi de haute impédance (Figure 3.2 et Figure 3.6). Pour obtenir une forte impédance le film a la forme d'un méandre dont la géométrie exacte doit être optimisée. L'élaboration et les propriétés électroniques de l'alliage amorphe de $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ sont détaillées dans les articles suivants [1,2,3,4]. Il s'agit d'un composant obtenu par co-évaporation sous vide à partir de deux cibles en Nb et Si. La composition x , l'épaisseur de la couche et sa température de recuit après le dépôt vont fixer les propriétés électroniques de l'alliage, et notamment son caractère "isolant de Mott-Anderson" ($x < 0,09$), métallique ou supraconducteur ($x > 0,12$).

Nous allons étudier ici les performances d'un détecteur de lumière équipé d'un tel senseur supraconducteur, et plus particulièrement son seuil en énergie et la dynamique du signal. Nous resterons dans l'approximation d'un senseur en équilibre thermodynamique avec son substrat (faible découplage thermique entre le NbSi et le Ge) et nous traiterons de manière simplifiée la thermalisation de l'énergie déposée par les photons dans le substrat en Ge. Le cas hors équilibre thermique ne change pas qualitativement notre description [5].

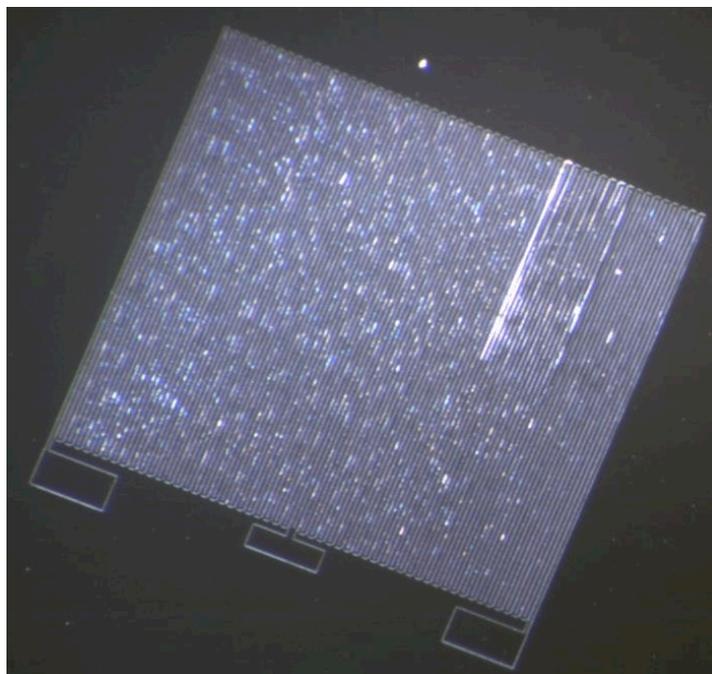


Figure 3.2 : TES en méandre de NbSi déposé sur un substrat en Ge. Le senseur est fabriqué par lithographie optique. Les trois plots de contacts rectangulaires nous donnent le choix de mesurer le méandre depuis ses extrémités, ou bien de mettre ses deux moitiés en parallèle pour abaisser sa résistance d'un facteur quatre. La première configuration permet d'optimiser la sensibilité du TES, tandis que la seconde son temps de réponse (temps de montée du signal) qui est limité par la coupure électrique $R_{\text{TES}}C_{\text{gate}}$.

3.1.2 Optimisation de la capacité calorifique

Le contrôle de la capacité calorifique des constituants d'un détecteur bolométrique est très important pour l'optimisation de ses performances. Dans le cas des bolomètres à impulsions (mesure de l'énergie déposée dans l'absorbeur) la capacité calorifique est directement reliée à l'amplitude du signal ainsi qu'à sa constante de temps (Figure 3.3). Le cas des bolomètres pour l'étude du CMB est différent puisqu'ils détectent une puissance lumineuse. Ils nécessitent une modélisation différente qui ne sera pas traité dans ce chapitre.

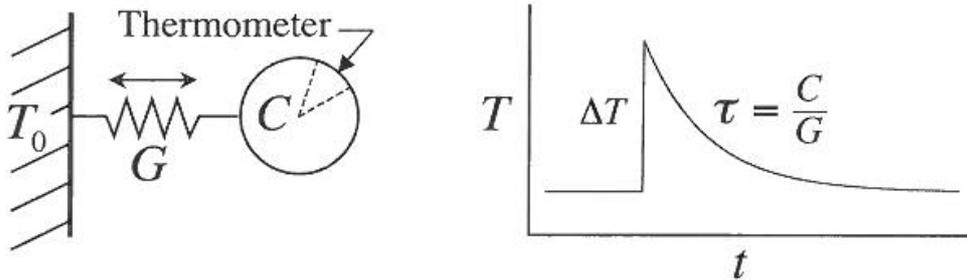


Figure 3.3 : Dans le cas le plus simple, le détecteur (absorbeur + thermomètre) est relié thermiquement à un bain froid par une conductance thermique G . L'amplitude du signal suite à un dépôt d'énergie E dans l'absorbeur est donnée par $\Delta T = E/C$. Le temps de montée très rapide est suivi d'une décroissance exponentielle avec une constante de temps $\tau = C/G$.

On considère un dépôt d'énergie E dans l'absorbeur en Ge équipé de son thermomètre en NbSi. Les capacités calorifiques correspondantes sont C_{Ge} et C_{NbSi} . La transformation de l'énergie déposée par une particule ou un photon en élévation de température dans le détecteur est un processus qui fait intervenir un régime hors équilibre décrit par des phonons balistiques ou quasi-diffusifs. Le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre thermique dépend de la géométrie de l'absorbeur ainsi que de ses défauts de surface et des couches minces déposées dessus (senseur en NbSi, électrodes en Al, plots de fuite thermique en Au..). Pour simplifier nous choisissons le cas idéal où la totalité de l'énergie se transforme en chaleur de manière homogène ($\Delta T_{NbSi} = \Delta T_{Ge} = \Delta T$). Cette hypothèse n'est pas toujours valable et doit être vérifiée expérimentalement pour un détecteur donné.

Dans ces conditions l'élévation de température dépend de la chaleur spécifique du détecteur:

$$\Delta T = \frac{E}{C_{Ge} + C_{NbSi}}$$

Si le détecteur est équipé d'un senseur performant et optimisé, son bruit sera dominé par ses fluctuations thermodynamiques de température, appelés bruit de phonons. Ces fluctuations statistiques résultent dans notre cas des échanges d'énergie entre le senseur et le bain froid qui est constituée par l'absorbeur et le cryostat. Nous allons nous intéresser à la densité spectrale de ce bruit, exprimé en termes de NET (Noise Equivalent Température) :

$$NET = \sqrt{\frac{4k_B T^2}{G}}$$

G est la conductivité thermique entre le détecteur et le bain froid. Il est important d'introduire ici le rôle du couplage thermique G_{e-ph} entre les électrons et les phonons du senseur en NbSi qui va intervenir dans le calcul de la NET. Notre détecteur est en effet composé de plusieurs éléments couplés thermiquement (Figure 3.4).

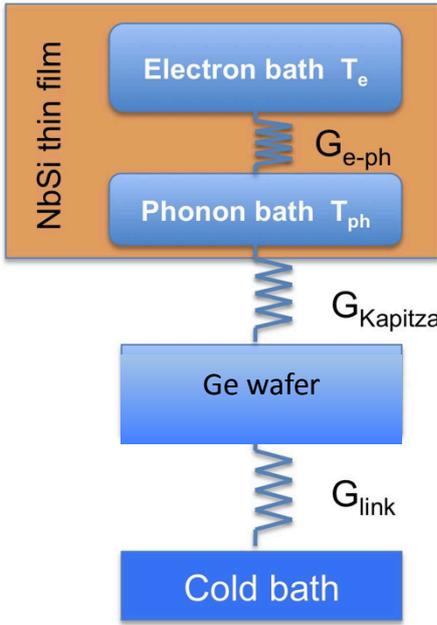


Figure 3.4 : Le senseur en NbSi est constitué d'un bain d'électrons et d'un bain de phonons qui sont couplés thermiquement. La constante de couplage G_{e-ph} est proportionnelle au volume du NbSi (Ω_{NbSi}) et s'exprime par la relation suivante :

$$G_{e-ph} = 200 \cdot 10^6 \cdot 5T^4 \cdot \Omega_{NbSi} \text{ [W/K]}$$

(Ω_{NbSi} exprimé en m^3)

L'ensemble du senseur est couplé au substrat à travers la conductivité thermique dite de Kapitza ($G_{Kapitza}$). Cette dernière dépend uniquement de la surface de contact S entre les deux solides. Sa valeur est universelle à basse température et dépend peu des matériaux en contact :

$$G_K = 125 \cdot 4T^3 \cdot S \text{ [W/K]}$$

(S exprimé en m^2)

Le lien thermique entre le wafer en Ge et le cryostat (G_{link}) fait aussi intervenir la conductivité de Kapitza entre les plots d'Au de thermalisation et le Ge.

Dans la suite nous considerons une conductivité thermique entre le substrat de Ge et le cryostat beaucoup plus grande que celle entre les électrons et les phonons du NbSi ($G_{e-ph} \ll G_{link}$). Cette situation peut à priori paraître non optimisée puisque l'absorbeur des photons est couplé plus fortement au bain froid qu'au senseur thermique. Mais si l'élevation initiale de température (qui dépend des processus de piégeage des phonons hors équilibre) est identique pour l'absorbeur et le senseur alors ceci a peu d'importance. Dans ces conditions, la NET s'écrit sous la forme suivante :

$$NET = \sqrt{\frac{4k_B T^2}{G} \xrightarrow{G_{e-ph} \ll G_{link}} \frac{4k_B T^2}{G_{e-ph}}} = \frac{f(T)}{\sqrt{C_{NbSi}}}$$

nous avons utilisé le fait que G_{e-ph} est proportionnelle au volume du NbSi et par conséquent $G_{e-ph} = f'(T) \cdot C_{NbSi}$. Les fonctions $f(T)$ et $f'(T)$ font intervenir uniquement la température.

Le rapport signal sur bruit est alors donnée par la relation :

$$\frac{\Delta T}{NET} = E \cdot f(T) \cdot \frac{\sqrt{C_{NbSi}}}{C_{Ge} + C_{NbSi}} \Rightarrow \max\left(\frac{\Delta T}{NET}\right) \rightarrow C_{NbSi} = C_{Ge}$$

Le fait de diminuer C_{NbSi} va augmenter la sensibilité du détecteur mais va augmenter en même temps ses fluctuations de température liés au bruit de phonons. Le maximum du rapport signal sur bruit est obtenu quand la chaleur spécifique du senseur est égale à celle de l'absorbeur.

Nous n'avons pas pris en compte dans notre calcul la dépendance en fréquence du rapport signal sur bruit et la bande d'intégration ou le filtrage choisi, qui peuvent influencer sur l'optimisation de la capacité calorifique du NbSi. Il faut noter aussi que le rapport $\Delta T/NET$ varie lentement autour de sa valeur maximale en fonction de C_{NbSi} . En effet en choisissant C_{NbSi} trois fois plus grand ou plus petit que C_{Ge} on ne diminue $\Delta T/NET$ que de 14%. Il faut s'éloigner beaucoup de l'optimum de chaleur spécifique pour avoir une dégradation importante des performances du détecteur. Selon les

cas il peut s'avérer intéressant de choisir un senseur n'ayant pas la même chaleur spécifique que le substrat, afin d'éviter par exemple la dégradation des performances par des bruits autres que le bruit thermodynamique (bruit Johnson du senseur, bruit de l'électronique de mesure etc.).

Nous pouvons revenir maintenant sur l'exemple de l'absorbeur en Ge, dont la chaleur spécifique se calcule aisément. A $T=20\text{mK}$ on obtient :

$$C_{Ge} = 2,7 \cdot \Omega \cdot T^3 = 2,7 \cdot \pi \cdot (22 \cdot 10^{-3})^2 \cdot (150 \cdot 10^{-6}) \cdot T^3 \Rightarrow C_{Ge}(20\text{mK}) = 4,9 \cdot 10^{-12} \text{ J/K}$$

Nous pouvons déduire le volume du NbSi qui donne $C_{NbSi} = C_{Ge}$. Contrairement au wafer de Ge, la chaleur spécifique du NbSi varie très peu avec la température en dessous de 50mK. A $T=20\text{mK}$ on a :

$$C_{NbSi}(20\text{mK}) = 35 \text{ J/Km}^3$$

$$C_{NbSi} = C_{Ge} \Rightarrow \Omega_{NbSi} \approx 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3$$

Ce volume correspond à une couche de NbSi de 50nm d'épaisseur et de 3mm^2 de surface.

3.1.3 Géométrie et sensibilité $\Delta R/\Delta T$ des TES en NbSi

Dans la gamme $0,1R_N < R_{NbSi} < 0,7R_N$ nous observons expérimentalement que la sensibilité du NbSi s'exprime sous une forme simple, indépendamment de sa géométrie (épaisseur, longueur et largeur du TES):

$$\alpha_N = \frac{1}{R_N} \frac{\Delta R}{\Delta T} = cte \approx 500 \Rightarrow \frac{\Delta R}{\Delta T} = \alpha_N R_N = 500 \cdot R_N$$

R_N est la résistance du TES à l'état normal (à haute température).

Il faut faire attention aux fait que la sensibilité α n'est pas habituellement définie de cette manière. Elle fait intervenir la résistance R au point de fonctionnement et non pas R_N : $\alpha = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T}$ ou pour la sensibilité sans dimensions $\alpha = \frac{T}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T}$. Cependant dans notre cas il est plus intéressant d'utiliser α_N .

Pour les TES en NbSi, la sensibilité se dégrade très souvent à $R < 0,1R_N$ et $R > 0,7R_N$ à cause de la présence d'un "pied de transition" et d'une variation lente de la résistance en haut de la transition (Figure 3.5). Pour obtenir une réponse linéaire et une sensibilité optimale il faut fonctionner à $0,1R_N < R < 0,7R_N$.

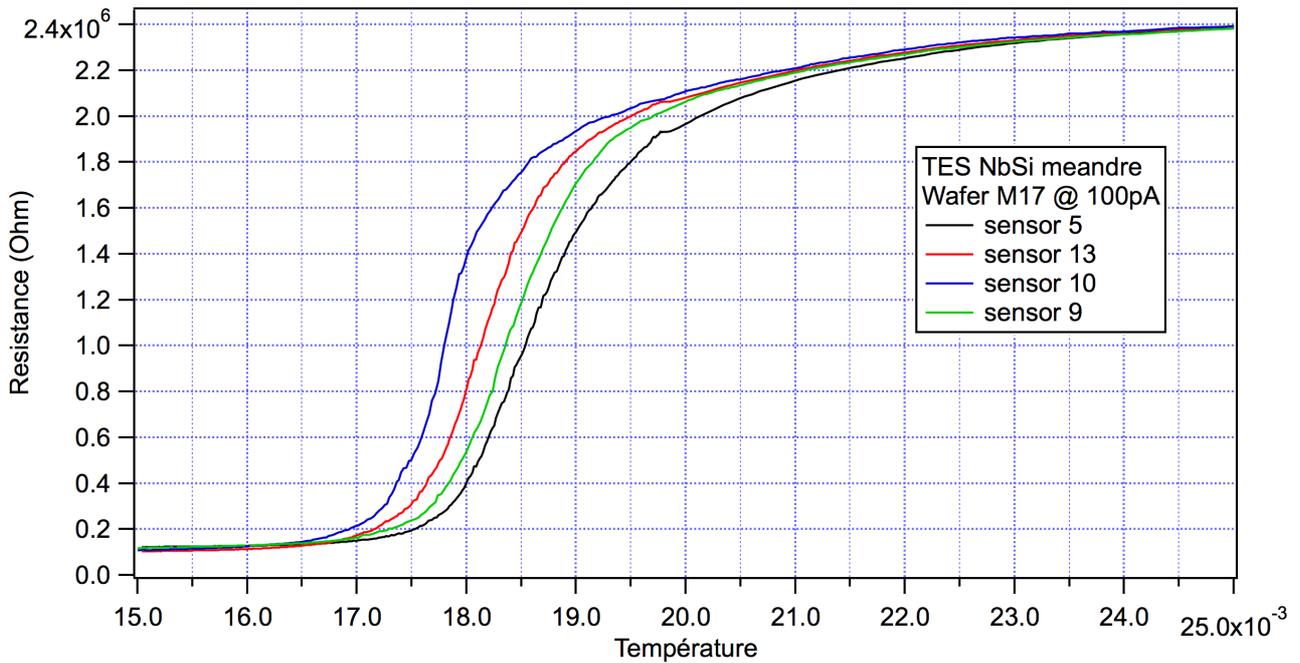


Figure 3.5 : Transitions supraconductrices de NbSi en forme de méandre sur un échantillon de test. La dispersion typique en température, pour quatre TES réalisés en même temps sur le même support (wafer de Si de 3 pouces), est de l'ordre de 1mK. Elle est très vraisemblablement liée à une faible variation de la concentration x du Nb_xSi_{1-x} le long du wafer ($\Delta x/x \approx 0,4/1000$ dans ce cas). La résistance des quatre couches est quasiment identique loin de la transition supraconductrice, aussi bien à haute qu'à basse température. Nous constatons que la résistance ne s'annule pas à basse température ($R_{min} \approx 100k\Omega$). Il s'agit d'un effet qui n'est pas systématique; en règle générale sur les TES que nous élaborons on mesure bien $R=0$ en dessous de la T_c . Il existe plusieurs explications possibles à cet effet, comme par exemple une résistance de contact mal contrôlée entre le TES et les électrodes de mesure, ou encore des défauts le long des méandres qui font disparaître localement la supraconductivité. Cet effet ne semble pas induire du bruit supplémentaire dans nos couches.

L'optimisation de la géométrie de notre TES résulte d'un compromis entre les avantages et les inconvénients d'une valeur relativement élevée de R_N . En augmentant R_N on améliore la sensibilité du senseur mais on augmente en même temps son bruit Johnson ainsi que le bruit de phonons. Nous verrons par la suite que, dans le cas des TES en méandre, le choix d'un grand R_N nous permet de minimiser l'impact du bruit de l'électronique de lecture mais ne modifie pas le rapport signal/bruit Johnson et signal/bruit de phonons. Par contre, un choix de géométrie pour le méandre donnant $R_N \gg 1M\Omega$ apporte une vulnérabilité accrue du montage aux effets de microphonie du cryostat et de triboélectricité des câbles de mesure. En fonction de la qualité du câblage et de l'électronique de lecture, l'utilisation des TES de forte impédance peut dégrader sensiblement les performances du détecteur. En outre le temps de montée des impulsions s'allonge, suite à la coupure $R_{TES}C_{gate}$ du montage (C_{gate} est de l'ordre de 50 à 100pF dans notre cas). Si on cherche à préserver le temps de montée intrinsèque des signaux et à garder une marge de sécurité par rapport aux effets de vibrations du cryostat il est préférable de se restreindre à $R_N < 10M\Omega$.

Pour le cas précis des bolomètres développés dans LUMINEU, nous avons retenu deux géométries de méandres différentes. La géométrie "standard" avec une largeur des lignes du méandre de 20 μ m et la géométrie "fine" avec une largeur de 10 μ m. L'élaboration de tels senseurs est assez aisée avec les techniques usuelles de lithographie optique, dont la résolution est typiquement de l'ordre de 1 μ m.

En utilisant le volume optimal de NbSi calculé plus haut ($1,5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3$) et une épaisseur de 50nm, on calcule les caractéristiques suivantes pour la géométrie standard (20 μm):

$$Longueur_{TES} = \frac{1,5 \cdot 10^{-13}}{50 \cdot 10^{-9} \cdot 20 \cdot 10^{-6}} = 15 \text{ cm} \quad (\text{longueur totale du méandre})$$

$$\text{Rapport d'aspect} : \frac{Longueur_{TES}}{Largeur_{TES}} = 7500$$

$$R_N = \rho \cdot \frac{L}{S} = 20 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{0,15}{50 \cdot 10^{-9} \cdot 20 \cdot 10^{-6}} = 3 \text{ M}\Omega$$

Pour la géométrie fine (lignes de 10 μm) nous obtenons :

$$Longueur_{TES} = 30 \text{ cm}$$

$$\frac{Longueur_{TES}}{Largeur_{TES}} = 3 \cdot 10^4$$

$$R_N = 12 \text{ M}\Omega$$

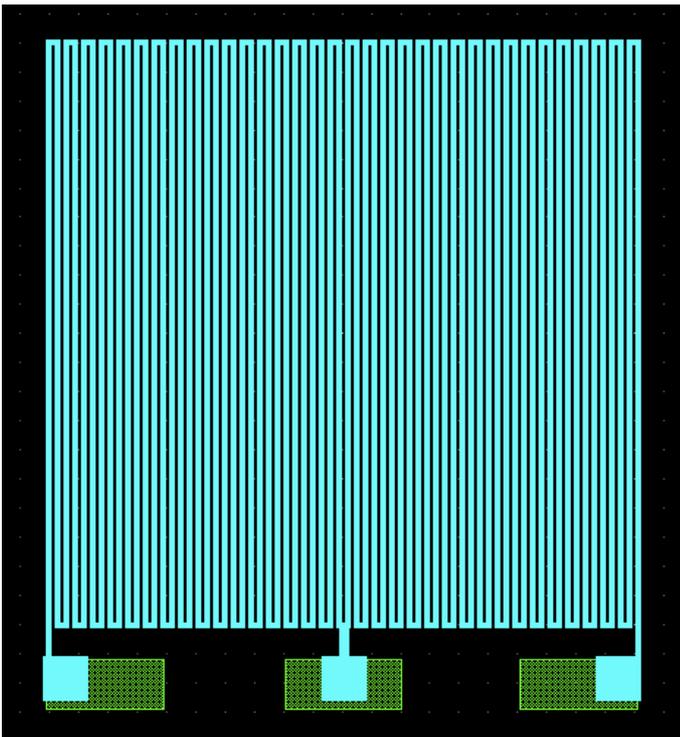


Figure 3.6 : Géométrie typique d'un TES NbSi en forme de méandre (dimensions : 2x2mm², largeur des lignes du méandre : 20 μm , pas des lignes : 40 μm) On aperçoit trois pads pour la prise de contacts électriques (dépôt en Al ou Au). Pour avoir la résistance totale du méandre R nous utilisons les deux pads aux extrémités. Nous pouvons aussi travailler avec une résistance plus faible (R/4) en connectant les deux moitiés du méandre en parallèle.

3.1.4 Instabilité des TES NbSi en forme de méandre. Sensibilité $\Delta V/\Delta T$ et $\Delta E/\Delta T$

Une des caractéristiques importantes des supraconducteurs à $T < T_c$ est leur courant critique, c'est à dire le courant maximum qui peut être appliqué avant qu'ils ne transitent vers leur état normal. La valeur du courant critique dépend de l'interaction du supraconducteur avec le champ magnétique associé au courant, et plus précisément de la manière dont ce champ va pénétrer dans le matériau. Cependant le courant maximal que nous pouvons appliquer dans nos TES en méandre

est plus faible que son courant critique. En effet, pour faire fonctionner un TES il faut se placer sur sa transition supraconductrice à $R > 0$. A basse température, les effets de dissipation et de découplage thermique entre le TES et son substrat deviennent prépondérants. Le courant est alors limité soit par les instabilités de contre-réaction électrothermique (si elle est positive) soit par l'apparition simultanée des domaines supraconducteurs et normaux le long du méandre.

Nous allons étudier ces effets dans le cas particulier du bolomètre de lumière LUMINEU. Il faut considérer la valeur du couplage thermique G_{link} entre le substrat et le cryostat par rapport au couplage G_{e-ph} entre les électrons et les phonons du NbSi. Le design du bolomètre a été conçu pour fonctionner dans la limite $G_{link} \gg G_{e-ph}$. Ceci est relativement facile puisque en tenant compte du volume du NbSi calculé auparavant, il suffit de réaliser une fuite thermique entre le Ge et le cryostat à base d'un dépôt d'au de surface supérieure à $0,1\text{mm}^2$. Pour la conductivité thermique électron-phonon à 20mK nous avons :

$$G_{e-ph} = g_{e-ph} \cdot \Omega_{NbSi} \cdot 5T^4 = 200(1,5 \cdot 10^{-7}) \cdot 5 \cdot 0,02^4 \Rightarrow G_{e-ph} = 2,4 \cdot 10^{-11} \text{ W/K}$$

et pour la conductivité thermique de $0,1\text{mm}^2$ d'au sur le substrat en Ge (couplage Kapitza) :

$$G_{link} = g_{Kapitza} \cdot S_{Au} \cdot 4T^3 = 125 \cdot 10^{-6} \cdot 0,1 \cdot 4 \cdot 0,02^3 = 4 \cdot 10^{-10} \text{ W/K}$$

On trouve bien $G_{link} \gg G_{e-ph}$. Par conséquent, à l'équilibre thermique nous aurons $\Delta T \approx \Delta T_{e-ph}$. Le substrat en Ge va refroidir beaucoup plus vite que le TES vers sa température de base et le signal que nous allons observer à basse fréquence sera principalement lié à l'échauffement des électrons du senseur.

Dans le cas d'un TES polarisé à courant constant nous pouvons calculer le courant maximum qu'il est possible d'appliquer. Il y a deux phénomènes qui entrent en compétition :

Tout d'abord la contre-réaction thermique positive, qui apporte une instabilité à grand courant. Cette contre-réaction provient de la dissipation Joule du TES qui est proportionnelle à sa résistance électrique et qui par conséquent va varier fortement avec la température. A courant constant, quand T augmente, la résistance du TES augmente ainsi que la dissipation par effet Joule ($R_{TES}I^2$). Cette dissipation aura tendance à augmenter encore plus la température du TES (contre-réaction positive) et le système peut s'emballer au-delà d'un certain courant I_{max} . La variation ΔP_{FB} de l'effet Joule suite à une variation ΔT de température est donnée par la relation simple :

$$\Delta P_{FB} = I^2 \Delta R$$

De son côté, le couplage thermique électron-phonon du NbSi a tendance à stabiliser le fonctionnement du TES. Un fort couplage permet d'appliquer un courant électrique élevé. La puissance nécessaire ΔP_{e-ph} pour augmenter la température des électrons de ΔT au-dessus de celle des phonons est égale à :

$$\Delta P_{e-ph} = G_{e-ph} \Delta T$$

L'instabilité intervient quand $\Delta P_{FB} > \Delta P_{e-ph}$. On obtient :

$$\Delta P_{FB} > \Delta P_{e-ph} \Rightarrow I^2 \Delta R > G_{e-ph} \Delta T \Rightarrow I_{max} = \sqrt{\frac{G_{e-ph}}{\frac{\Delta R}{\Delta T}}}$$

Dans le cas du senseur de géométrie standard pour LUMINEU :

$$I_{max} = \sqrt{\frac{2,4 \cdot 10^{-11}}{1,5 \cdot 10^9}} \Rightarrow I_{max} \approx 125 \text{ pA}$$

Pour assurer la stabilité du TES et éviter d'avoir des effets d'hystérésis il est préférable de se limiter à des courants $I \leq I_{max}/2$. Selon la qualité de réalisation du senseur (inhomogénéités de géométrie et de composition) nous pouvons approcher plus ou moins du courant limite maximal. Pour obtenir un point de fonctionnement stable du TES, nous devons appliquer un courant $I \leq I_{max}/2$ et réguler la température du cryostat légèrement en dessous de T_c de manière à obtenir la résistance électrique souhaitée (entre 0 et R_N).

Nous pouvons maintenant calculer la sensibilité en température $\Delta V/\Delta T$ et en énergie $\Delta V/\Delta E$:

$$\frac{\Delta V}{\Delta T} = I \frac{\Delta R}{\Delta T} \Rightarrow \left(\frac{\Delta V}{\Delta T}\right)_{max} = \frac{I_{max}}{2} \frac{\Delta R}{\Delta T} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{G_{e-ph}}{\Delta R/\Delta T}} \cdot \frac{\Delta R}{\Delta T} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta R}{\Delta T} G_{e-ph}} = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha_N R_N G_{e-ph}}$$

$$\frac{\Delta V}{\Delta T} = \frac{1}{2} \sqrt{500 R_N G_{e-ph}}$$

Pour le détecteur LUMINEU standard :

$$\frac{\Delta V}{\Delta T} \approx 95 \text{ mV/K}$$

$$\frac{\Delta V}{\Delta E} = \frac{\Delta V}{\Delta T} \frac{\Delta T}{\Delta E} = \frac{\Delta V}{\Delta T} \frac{1}{C} \approx 1,5 \text{ nV/eV}$$

Il est possible aussi de polariser le TES à tension constante et de mesurer ses variations de courant avec un SQUID ou un amplificateur de courant à base de transistors JFET ou HEMT. C'est en général la configuration retenue dans le cas des TES car il apporte de la stabilité (contre-réaction thermique négative) et améliore la linéarité et la dynamique du bolomètre. En effet l'élévation de température suite à un dépôt d'énergie va augmenter la résistance du TES et diminuer sa dissipation par effet Joule ($P = \frac{V^2}{R}$). Par conséquent plus la tension V est élevée, plus le système aura tendance à revenir vers son point de fonctionnement initial. Cependant dans le cas particulier d'un TES en forme de méandre l'instabilité liée aux courants $I > I_{max}$ persiste. Même à tension constante, le courant qui traverse le méandre aura tendance à créer des domaines normaux ($R=R_N$) dès que l'on approche de I_{max} . Les petites inhomogénéités du TES vont induire des instabilités là où la densité de courant ou la dissipation Joule sont plus élevées. La température le long du méandre ne sera plus homogène et le TES va se décomposer en domaines stables avec une résistance faible ou nulle et des domaines ayant transité vers l'état normal avec $R \approx R_N$. C'est typiquement ce qui se passe quand la température du substrat est bien en dessous de T_c et que nous appliquons une tension constante V . Même pour des tensions extrêmement faibles, nous atteignons le courant critique du TES qui va transiter mais pas sur la totalité de sa longueur. La résistance mesurée R est proportionnelle au pourcentage du film qui a transité vers l'état normal, et qui augmente avec la tension appliquée V . Malheureusement le TES dans cette configuration est très peu sensible parce qu'il n'est plus polarisé au milieu de sa transition. En outre, dans cet état le système présente un comportement hystérétique et après un événement le TES peut ne pas revenir vers son état d'équilibre initial. Par conséquent, même à tension constante, pour un TES en forme de méandre nous sommes obligés de garder toujours une marge de sécurité par rapport à l'instabilité liée à I_{max} . Par contre, les TES avec une géométrie rectangulaire simple ou avec des électrodes en forme de peigne ne présentent pas cet inconvénient et peuvent être polarisés à des

tensions beaucoup plus élevées. Le facteur limitant sera alors le courant critique intrinsèque ou le couplage thermique avec le bain froid, qui doit être capable d'écouler la puissance dissipée par le TES.

3.1.5 Bruit de phonon – bruit Johnson – bruit de l'amplificateur

Il existe trois sources de bruit incontournables dans un détecteur équipé d'un senseur résistif. Ce sont le bruit de fluctuations thermodynamiques de T ou bruit de phonons, le bruit Johnson de la résistance du senseur et le bruit de l'électronique de mesure (habituellement un transistor ou un SQUID). D'autres sources de bruit sont parfois rencontrées comme par exemple le bruit en 1/f du senseur sous polarisation, les bruits parasites provenant des interférences électromagnétiques avec l'environnement du détecteur ou encore le bruit de microphonie et de triboélectricité du montage. Nous allons nous concentrer ici sur les trois bruits principaux (phonons-Johnson-amplificateur) et essayer de trouver les paramètres qui permettent d'optimiser le rapport signal sur bruit du détecteur. Dans le cas idéal, une fois le bolomètre optimisé, le bruit prédominant devrait être celui des fluctuations thermodynamiques de température. Nous verrons cependant par la suite que la contribution des différents bruits peut changer avec la fréquence. Vers les fréquences élevées nous sommes souvent limité par le bruit Johnson du senseur.

Pour commencer nous allons considérer l'amplitude de ces bruits à fréquence nulle, sans nous préoccuper de leur spectre à haute fréquence. Le bruit de phonons peut s'exprimer en termes de NET (Noise Equivalent Temperature). Il s'agit de la racine carrée de la densité spectrale du bruit exprimée en K/\sqrt{Hz} :

$$NET = \sqrt{S_T(\omega)} = \sqrt{\frac{4k_B T^2}{G}}$$

Pour comparer les différents bruits entre eux nous allons exprimer le bruit de phonons en unités de V/\sqrt{Hz} . Il s'agit alors du NEV_{Phonon} (Noise Equivalent Voltage) ou $e_{n-\text{Phonon}}$. Dans le cas des TES en méandre de NbSi nous avons :

$$e_{n-\text{Phonon}} = NET \cdot \frac{\Delta V}{\Delta T} = \sqrt{\frac{4k_B T^2}{G}} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{4} R_N G} = \sqrt{\alpha_N k_B T^2 R_N} \Rightarrow e_{n-\text{Phonon}} = \sqrt{500 k_B T^2 R_N}$$

En ce qui concerne le bruit Johnson du senseur, il dépend de la résistance exacte de son point de fonctionnement. En choisissant $R = R_N/4$:

$$e_{n-\text{Johnson}} = \sqrt{S_V(\omega)} = \sqrt{4k_B T R} = \sqrt{k_B T R_N}$$

Nous déduisons alors que le rapport entre ces deux bruits ne dépend que de la température de fonctionnement, et non pas de R_N , C et G :

$$\frac{e_{n-\text{Phonon}}}{e_{n-\text{Johnson}}} = \frac{\sqrt{\alpha_N k_B T^2 R_N}}{\sqrt{k_B T R_N}} \Rightarrow \frac{e_{n-\text{Phonon}}}{e_{n-\text{Johnson}}} = \sqrt{\alpha_N T} = \sqrt{500 \cdot T}$$

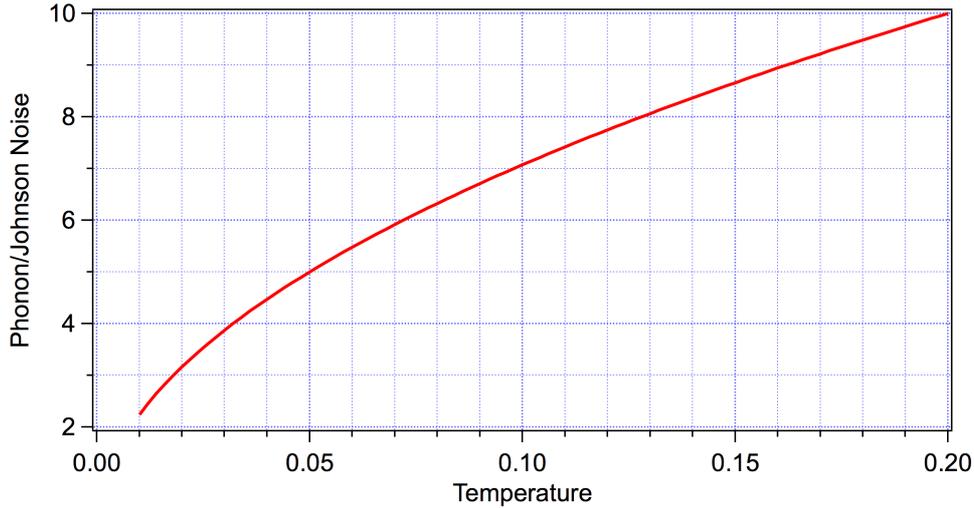


Figure 3.7 : Dans le cas des TES en NbSi avec une fuite thermique dominé par le couplage électron-phonon, le rapport bruit de phonons sur bruit Johnson dépend uniquement de la température du senseur. Grace à la sensibilité élevée du NbSi, le bruit de phonons est environ trois fois supérieur au bruit Johnson à 20mK. Nous pouvons par conséquent faire fonctionner le détecteur à la limite des fluctuations thermodynamiques de température.

Nous allons maintenant calculer les valeurs exactes des bruits dans le cas particulier du détecteur LUMINEU à 20mK :

$$NEV = NET \cdot \frac{\Delta V}{\Delta T} = 30 \cdot 10^{-9} \cdot 95 \cdot 10^{-3} \Rightarrow e_{n-Phonon} \approx 2,8 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$$

et le bruit Johnson du senseur à $R = R_N/4$:

$$e_{n-Johnson} = \sqrt{4k_B T R} = \sqrt{4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 0,02 \cdot 750 \cdot 10^3} \Rightarrow e_{n-Johnson} = 0,9 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$$

En ce qui concerne le bruit de l'électronique de mesure, il dépend directement de la qualité du transistor d'entrée utilisé (ou du SQUID dans le cas des senseurs de basse impédance $\sim 1\Omega$). Pour des JFET performants, le bruit typique est de l'ordre de $1nV/\sqrt{Hz}$ et reste quasiment constant avec la fréquence (peu de remontée en $1/f$). Les transistors HEMTs atteignent des bruits aussi bas que $0,1nV/\sqrt{Hz}$ mais présentent une remontée systématique en $1/f$ assez prononcée. Il existe des HEMTs spécifiquement développés pour des applications à basse fréquence, dont la remontée en $1/f$ induit un bruit de l'ordre de $1nV/\sqrt{Hz}$ à 100Hz. Les HEMTs présentent en outre l'intérêt de pouvoir fonctionner à des températures très faibles ($<1K$). Leur dissipation est environ 10 fois plus faible que celle des JFETs et leurs performances s'améliorent de manière continue en refroidissant. Pour les JFETs la température optimal de fonctionnement se situe vers $150^\circ K$.

Idéalement il faut que le bruit apporté par l'électronique de mesure soit négligeable devant le bruit Johnson et le bruit de phonon du senseur. En fonction du dispositif de mesure utilisé, il faut alors ajuster le design du TES de manière à obtenir une sensibilité $\frac{\Delta V}{\Delta T}$ et par conséquent une résistance à l'état normal R_N suffisamment élevée. Nous verrons par la suite que le rapport signal sur bruit Johnson + Phonons ne dépend pas de R .

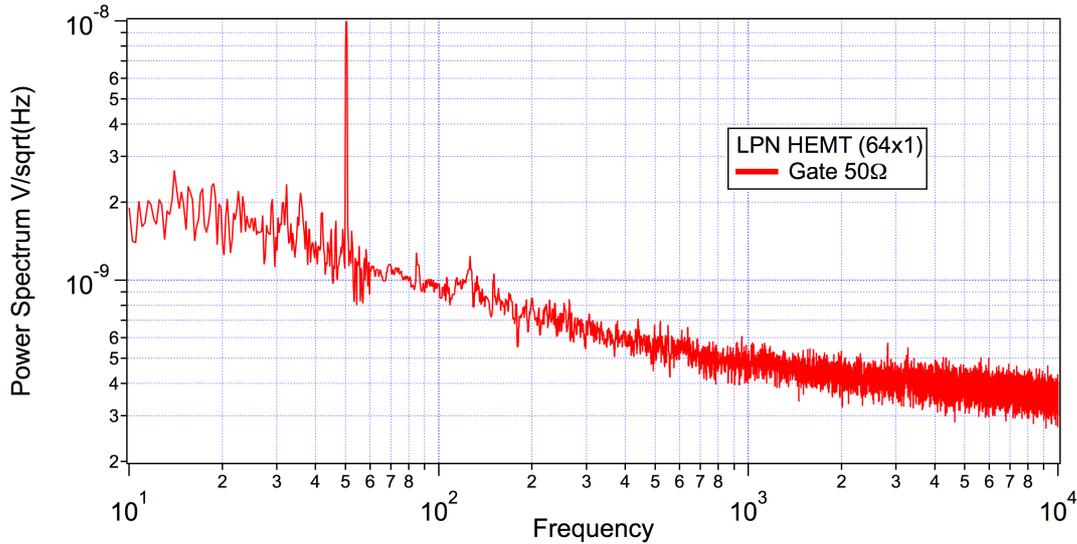


Figure 3.8 : Les HEMTs développés récemment au LPN se caractérisent par une remontée en $1/f$ qui apparaît à très basse fréquence (1 kHz) par rapport aux transistors HEMT commerciaux, et par un bruit en courant très faible (courant de grille négligeable). Le bruit en tension, qui limite les performances au dessus de 1KHz, peut atteindre des valeurs très basses, de l'ordre de $0,1nV/\sqrt{Hz}$.

3.1.6 Performances ultimes : densité spectrale du signal et du bruit

Nous allons étudier maintenant de manière plus détaillée le spectre en fréquence des différents bruits caractéristiques d'un bolomètre et essayer d'estimer le seuil en énergie ainsi que la dynamique du signal (E_{max}/E_{min}). Cette dernière dépend des caractéristiques et du mode de fonctionnement du TES.

Pour estimer le seuil en énergie, il faut calculer le rapport signal sur bruit du senseur (S/N). En utilisant le théorème de Parseval qui nous indique que l'énergie totale du signal dans le domaine temporel est égale à l'énergie dans le domaine fréquentiel nous obtenons :

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|S(f)|^2}{P_N(f)} df$$

$S(f)$ est la transformé de Fourier du signal

$P_N(f)$ la densité spectrale de puissance du bruit (il faut sommer toutes les sources de bruit)

Si le signal et le bruit sont exprimés en température alors $S(f)$ a comme unités $[K/Hz]$ et $P_N(f)$: $[K^2/Hz]$.

En supposant un signal avec un temps de montée instantanée et une décroissance exponentielle simple : $S(t) = A \cdot \exp(-t/\tau)$

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(t) \cdot e^{-i2\pi ft} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(t) \cdot A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot e^{-i2\pi ft} dt = \int_0^{+\infty} A \cdot e^{-\left(\frac{1}{\tau} + i2\pi f\right) \cdot t} dt = \frac{A}{\frac{1}{\tau} + i2\pi f}$$

$$|S(f)|^2 = \frac{A^2 \tau^2}{1 + (2\pi f \tau)^2}$$

Il est intéressant de remarquer que la densité spectrale du bruit de phonons comporte aussi une coupure à haute fréquence, qui est exactement la même que celle du signal dans le cas général où $\tau = C/G$ [6] :

$$P_N(f) = \frac{4k_B T^2 / G}{1 + (2\pi f C / G)^2}$$

Par conséquent, le rapport signal sur bruit de phonons ne dépend pas de la fréquence et son intégrale diverge:

$$\left(\frac{S}{N_{Phonon}}\right)_T^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A^2 \tau^2}{1 + (2\pi f \tau)^2} \cdot \frac{1 + (2\pi f C / G)^2}{4k_B T^2 / G} df = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A^2 \tau^2 G}{4k_B T^2} df \rightarrow \infty$$

Dans la réalité ce n'est évidemment pas le cas. Il existe deux effets qui imposent une limite sur les bornes d'intégration de $|S(f)|^2 / P_N(f)$. Tout d'abord le temps de montée fini du signal qui va induire un deuxième pôle passe bas sur $S(f)$ (à la fréquence caractéristique du temps de montée). Ensuite, la contribution du bruit Johnson du senseur (ou celui de l'électronique) qui va finir par dominer le bruit de phonons au dessus d'une fréquence caractéristique. En effet, la coupure haute fréquence du bruit Johnson (\gg MHz à 20mK) est très élevée comparée à celle du bruit de phonons. En simplifiant nous pouvons introduire une fréquence caractéristique limite F_0 pour la borne supérieure d'intégration de $|S(f)|^2 / P_N(f)$. Pour $|f| > F_0$ le rapport signal sur bruit devient petit et son intégrale sera négligée. Selon la configuration particulière du détecteur, F_0 sera dominé soit par le temps de montée du signal soit par le bruit Johnson du senseur (Figure 3.9).

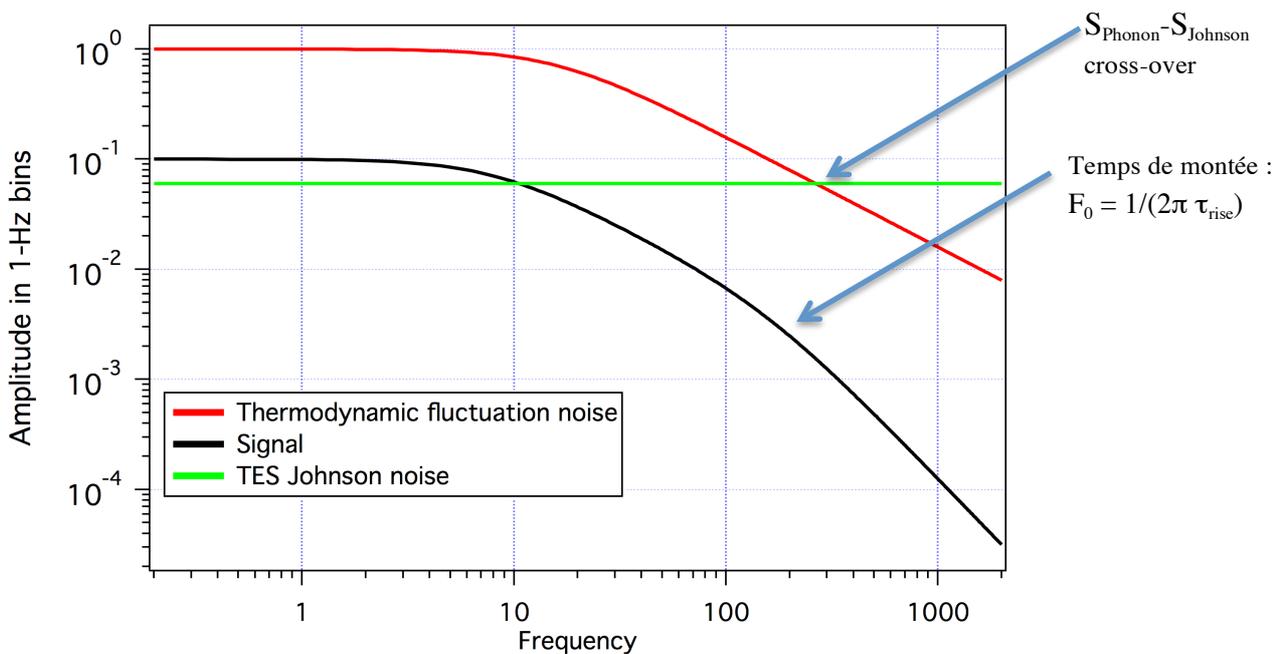


Figure 3.9 : Comportement en fréquence du signal ($|S(f)|$), du bruit Johnson ($\sqrt{P_J(f)}$) et du bruit de phonon ($\sqrt{P_N(f)}$). L'amplitude du signal décroît avec un premier pôle donné par le temps de décroissance du signal et un deuxième donné par son temps de montée.

Pour un calcul optimisé du rapport signal sur bruit il faut utiliser la technique du filtrage optimal, qui va intégrer $|S(f)|^2 / P_N(f)$ même au dessus de F_0 mais avec une pondération décroissante. Pour simplifier nous allons cependant garder ici des bornes d'intégration finies, ce qui correspond à un filtrage qui chute à 0 pour $|f| > F_0$.

$$S(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad \tau = \frac{C_{NbSi}}{G_{e-ph}}, \quad A = \frac{E}{C_{NbSi} + C_{Ge}} \approx \frac{E}{2C_{NbSi}} \left. \vphantom{S(t)} \right\} \left(\frac{S}{N_{Phonon}} \right)_T^2 = \int_{-F_0}^{+F_0} \frac{A^2 \tau^2 G}{4k_B T^2} df = \frac{A^2 \tau^2 G}{4k_B T^2} \cdot 2F_0$$

$$\left(\frac{S}{N_{Ph}} \right)_T^2 = \frac{E^2}{8k_B T^2 G} \cdot F_0$$

Dans le cas où F_0 est dominée par le croisement entre le bruit de phonons et le bruit Johnson :

$$\frac{\sqrt{\alpha_N T}}{\sqrt{1 + (2\pi F_0 \tau)}} = 1 \Rightarrow F_0 = \frac{\alpha_N T - 1}{2\pi \cdot \tau} \Rightarrow \left(\frac{S}{N_{Ph}} \right)_T^2 = \frac{E^2}{16\pi T^2 C} \cdot (\alpha_N T - 1)$$

$$E_{RMS} = \sqrt{k_B T C \frac{16\pi}{\alpha_N}}$$

$$C = C_{NbSi}$$

Dans le cas du NbSi $\alpha_N \approx 500$. La valeur de E_{RMS} ainsi obtenue est proche des fluctuations thermodynamiques en énergie du système ($\Delta E = \sqrt{k_B T^2 C}$). A T=20mK :

$$\frac{E_{RMS}}{\Delta E} = \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \frac{16\pi}{\alpha_N}} \approx 2,2$$

ΔE est souvent appelé limite thermodynamique en énergie, mais de manière erronée puisque il est possible d'obtenir un seuil en énergie inférieur à ΔE dans un détecteur. C'est par exemple le cas des senseurs NbSi en méandre à T>100mK (équation ci-dessus), ou encore le cas de senseurs TES à forte contre-réaction thermique négative.

Pour le détecteur de lumière LUMINEU à T=20mK on a :

$$\tau \approx 200ms \text{ (temps de décroissance du signal)}, \quad F_0 = 7 \text{ Hz}, \quad C = 5 \cdot 10^{-12} \text{ J/K}$$

Nous pouvons alors estimer le seuil en énergie (bruit ligne de base) :

$$E_{RMS} = 3,7 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 2,3 \text{ eV}$$

$$E_{FWHM} = 2,36 \cdot E_{RMS} \Rightarrow E_{FWHM} = 5,5 \text{ eV}$$

Cette valeur pour le seuil en énergie est très performante, elle correspond à seulement quelques photons optiques absorbés dans le Ge. Il serait très intéressant de la comparer avec des vraies mesures pour vérifier notre modèle.

Une autre grandeur importante concerne la dynamique du détecteur, qui est limitée par le maximum d'énergie que nous pouvons mesurer avant la saturation du signal. Pour les TES en NbSi, la sensibilité $\Delta R/\Delta T$ est maximale et constante sur environ 1mK autour du milieu de la transition ($T_c \pm 0,5mK$). Au delà elle se dégrade fortement. Si par exemple on se place 5mK au dessus de la transition supraconductrice, la sensibilité diminue d'un facteur 20 environ. Pour le détecteur LUMINEU on obtient :

$$E_{max} = (C_{NbSi} + C_{Ge}) \cdot \Delta T_{max} = 10^{-11} \text{ J/K} \cdot 1mK = 62,5 \text{ keV}$$

La dynamique est donc égale à :

$$\frac{E_{max}}{E_{seuil_FWHM}} \approx 1,1 \cdot 10^4$$

Le rapport entre l'énergie mesurée par le détecteur de lumière et celle initialement déposée dans le cristal de $ZnMoO_4$ étant d'environ 1/1000 pour les particules qui nous intéressent, nous pouvons estimer la dynamique du détecteur en terme d'énergie dans le $ZnMoO_4$:

$$E_{seuil}(ZnMoO_4) \approx 5,5 \text{ keV}$$

$$E_{max}(ZnMoO_4) \approx 62,5 \text{ MeV}$$

Cette dynamique est largement suffisante pour le projet LUMINEU puisque l'énergie de la réaction $0\nu\beta\beta$ pour le ^{100}Mo est attendue à 3034 keV.

Dans le cas des absorbeurs en Ge, nous pouvons en outre obtenir une amplification du signal en utilisant l'effet Luke-Neganov [7,8]. Les charges créées lors de l'absorption des photons dans le Ge peuvent être accélérés en appliquant un champ électrique. Le transport de ces charges va déposer de l'énergie par effet Joule et par conséquent augmenter le signal chaleur. En absence de piégeage des porteurs, l'amplification du signal dépend uniquement de la tension de collecte appliquée sur le Ge. Pour une tension de 30V l'amplification est de l'ordre de 10. La dynamique du signal pour le détecteur LUMINEU nous permet d'envisager des gains de l'ordre de 20, ce qui est largement suffisant et relativement difficile à obtenir à cause de l'apparition de courants de fuite dans le Ge.

Dans un cas général, nous pouvons aussi calculer le seuil en énergie et la dynamique du signal en fonction de la chaleur spécifique du détecteur (Figure 3.10). La dynamique du signal diminue au fur et à mesure que C décroît. Ceci peut devenir un problème pour des détecteurs de petite taille à très bas seuil. C'est typiquement le cas des microcalorimètres pour la détection des rayons X où l'on cherche une résolution de l'ordre de 1 eV et une dynamique du signal supérieure à 10^4 .

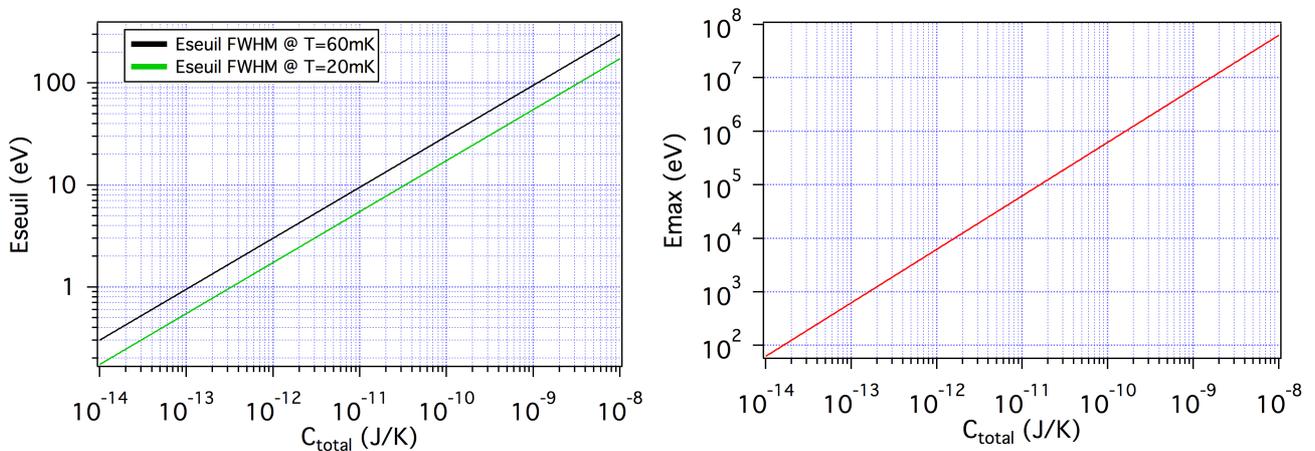


Figure 3.10 : Seuil et maximum d'énergie dans le régime de réponse linéaire, en fonction de la chaleur spécifique du détecteur. Le seuil en énergie diminue en abaissant la température.

3.1.7 Effets de contre-réaction thermique dans un TES

Les bolomètres à base de senseurs résistifs nécessitent une polarisation (le plus souvent à tension ou courant constant) pour convertir une variation de résistance en un signal mesurable par un amplificateur. La dissipation Joule associée induit des effets importants sur le comportement du détecteur, notamment dans le cas des senseurs à forte sensibilité ($\Delta R/\Delta T$). L'énergie E_j provenant de la variation de l'effet Joule lors d'une impulsion du signal peut être comparable à celle déposée

par l'événement dans le détecteur E_i . Selon la configuration de polarisation et du signe de $\Delta R/\Delta T$, E_j sera ajoutée ou soustraite de l'énergie déposée E_i . Ce phénomène est appelé contre-réaction thermique positive ou négative. En 1995, Irwin [9] a décrit les avantages obtenus par un TES très sensible, fonctionnant dans un régime de contre-réaction thermique négative extrême (extreme negative electrothermal feed-back). Le TES de basse impédance ($R \lesssim 1\Omega$) est polarisé en tension constante et couplé à un amplificateur de courant à base de SQUID (Figure 3.11). L'équation décrivant la variation de température ΔT suite à l'impact d'une particule est la suivante:

$$C \cdot \frac{d\Delta T}{dt} = -\frac{\alpha P_0}{T} \cdot \Delta T - G \cdot \Delta T$$

avec: $\alpha = \frac{T}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T}$ et $G = \frac{dP}{dT} = ngT^{n-1}$, g étant la constante de couplage électron-phonon du TES et P_0 la dissipation par effet Joule à l'équilibre. La constante n est égale à 5 pour la plupart des matériaux métalliques et supraconducteurs.

Le terme $-\alpha P_0 / T \cdot \Delta T$ est lié à la réduction de l'effet Joule pendant l'impulsion du signal et le terme $-G \cdot \Delta T$ à l'augmentation de la chaleur écoulee vers le substrat. Il en résulte une autorégulation du TES à sa température de transition supraconductrice même si la température du substrat est beaucoup plus faible. En effet, à basse température $R \rightarrow 0$ et la dissipation par effet Joule dans le TES diverge à tension constante.

La contre-réaction thermique change radicalement les propriétés du signal pour les TES polarisés à forte tension. Elle réduit leur temps de réponse et améliore la linéarité, la dynamique et le bruit de phonon. Dans les microcalorimètres, la tension est le plus souvent limitée par le couplage électron-phonon du TES:

$$V^2 / R = P_0 = \Omega g_{e-ph} (T_e^n - T_{ph}^n) \xrightarrow{T_{ph} \rightarrow 0} P_{\max} = \Omega g_{e-ph} T_e^n = \frac{G_{e-ph} T_e}{n}$$

Nous obtenons alors :

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{1 + \alpha/n} \quad , \quad \Delta E_{\text{RMS}} = \sqrt{4k_B T^2 C (1/\alpha) \sqrt{n/2}}$$

On rappelle que le bruit de phonon en absence de contre-réaction thermique est $\Delta E = \sqrt{k_B T^2 C}$

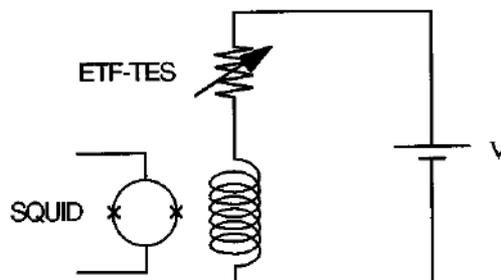


Figure 3.11 : Montage d'un TES à tension constante, couplé à un amplificateur de courant à SQUID.

Il faut cependant noter que la contre-réaction thermique pour les TES en forme de méandre est fortement limitée par l'apparition d'instabilités qui se forment à des tensions relativement faibles. Pour les TES en NbSi étudiés auparavant on obtient une limite en tension :

$$P_{\max} = R \cdot I_{\max}^2 = R \frac{G_{e-ph}}{\Delta R / \Delta T} = \frac{G_{e-ph} T_e}{\alpha}$$

La puissance maximale est $\frac{\alpha}{n}$ fois plus petite pour un méandre, c'est à dire environ un facteur 20. Les effets de la contre-réaction thermique négative seront par conséquent faibles.

Il est intéressant de remarquer que les TES polarisés à forte contre-réaction thermique négative sont des senseurs médiocres pour mesurer les variations de température du substrat. En effet ce mode de fonctionnement induit un fort découplage entre le TES et son substrat. La relation de découplage électron-phonon nous donne:

$$\frac{P}{\Omega} = g(T_{\text{electrons}}^5 - T_{\text{phonons}}^5) \Rightarrow \frac{\Delta T_e}{\Delta T_{ph}} = \left(\frac{T_{ph}}{T_e} \right)^4$$

A $T_{ph} \ll T_e$, une variation de température du substrat ΔT_{ph} a peu d'impact sur celle des électrons ΔT_e .

La forte contre-réaction thermique est par contre très intéressante dans le cas où l'énergie incidente va directement dans les électrons du TES. Ceci arrive, par exemple, quand les phonons hors équilibre du substrat sont piégés par le TES, ou quand ce dernier est couplé à une antenne absorbant la lumière. Les matrices de bolomètres utilisant des membranes suspendues constituent aussi un cas intéressant puisque le découplage n'apparaît pas au sein du TES (électrons-phonons) mais le long des poutrelles reliant la membrane au support. On profite alors des avantages de la contre-réaction thermique positive tout en restant sensible à l'élévation de température de la membrane. De telles matrices sont développées pour le projet QUBIC, décrit dans le chapitre 2.

3.2 REFERENCES

- [1] S. Marnieros et al. "Dynamical properties near the metal-insulator transition: Evidence for electron-assisted variable range hopping", PRL, Vol **84**, 11, pp. 2469-2472 (2000)
- [2] S. Marnieros et al. "Low temperature specific heat of NbSi Anderson insulator measured by cryogenic bolometry". *PHYSICA B*, Vol **261** pp 862-863 (1999)
- [3] O. Crauste et al. "Tunable Superconducting Properties of a-NbSi Thin Films and Application to Detection in Astrophysics", *Journal of Low Temperature Physics*. Vol. **163**, p60-66 (2011)
- [4] S. Marnieros et al. " Electron-Phonon Decoupling NbSi CMB Bolometers", *JLTP* Vol: **167**, Issue: 5-6 pp: 846-851 (2012)
- [5] P.L. Richards, " Bolometers for infrared and millimeter waves", *J. Appl. Phys.* **76**, 1 (1994)
- [6] Ch. Enss, "Cryogenic Particle Detection", *Topics in Applied Physics, Volume 99* (2005), chapter "Thermal Equilibrium Calorimeters".
- [7] C. Isaila et al. "Low-Temperature Light Detectors with Neganov-Luke Amplification", *Physics Letters B*, Vol **716**, 1, p160-164 (2012)
- [8] E. Olivieri, <http://indico.cern.ch/event/164917/material/slides/0?contribId=70&sessionId=7>
- [9] K.D.Irwin, "An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection", *Appl.Phys.Lett*, **66**, 15, (1995)

Chapitre 4

4 Le projet EDELWEISS.....	74
4.1 Introduction	74
4.2 Bolomètres NbSi et rejet des événements de surface.....	75
4.2.1 <i>Identification des événements de surface par les senseurs Nb_xSi_{1-x}</i>	76
4.2.2 <i>Design du détecteur</i>	77
4.2.3 <i>Electronique de mesure</i>	79
4.2.4 <i>Pouvoir de rejet des événements de surface</i>	80
4.2.5 <i>Résultats en site souterrain</i>	85
4.2.6 <i>Conclusion et perspectives</i>	87
4.3 Bolomètres "Interdigit"	88
4.3.1 <i>Identification des événements de surface par la voie charge</i>	88
4.3.2 <i>Elaboration des détecteurs FID</i>	93
4.3.3 <i>Courants de fuite dans le Ge</i>	96
4.3.4 <i>Conclusion</i>	103
4.4 REFERENCES.....	105

4 Le projet EDELWEISS

4.1 Introduction

La description la plus simple de notre Univers est actuellement basée sur une série d'observations astrophysiques majeures, qui ont fourni les bases du "modèle de concordance". Ce modèle, appelé aussi "Lambda Cold Dark Matter model" (Λ CDM) suppose que l'univers est constitué d'énergie et de matière froide non relativiste, et que la relativité générale décrit correctement la gravité sur des échelles cosmologiques. Les observations astrophysiques à la base de ce modèle sont les suivantes :

- l'existence du fond diffus cosmologique (CMB) et ses fluctuations spatiales de température
- La structure à grande échelle des amas de Galaxies
- Les abondances isotopiques des éléments légers dans l'univers
- L'accélération de l'expansion de l'univers observé par la lumière des galaxies distantes et des Supernovae

Ces observations sont incompatibles avec un Univers constitué uniquement de matière baryonique ordinaire. Elles imposent un Univers "plat" constitué de 68% d'énergie noire, 37% de matière noire non baryonique et 5% de matière baryonique ordinaire. Le Rayonnement Fossile constitue une très faible partie de l'énergie de l'Univers ($\sim 0,01\%$) ainsi que les neutrinos reliques des premiers instants de l'Univers ($< 0,5\%$). La nature exacte de l'énergie noire et de la matière noire reste encore une énigme aujourd'hui, malgré la mise au point d'expériences qui tentent de les détecter directement ou indirectement.

EDELWEISS est une expérience internationale qui cherche la signature de la matière noire sous forme de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), des particules massives, neutres, et interagissant très faiblement avec la matière baryonique via les forces électrofaibles. Les contraintes actuelles sur la section efficace WIMP-nucléon donnent un taux d'interaction inférieur à un événement par an sur une cible en Ge de 1kg. L'interaction des WIMPs avec la matière baryonique est attendue sous forme de choc élastique produisant un recul de noyau dont l'énergie est inférieure à une centaine de keV. Le spectre exact en énergie de recul dépend de la masse des WIMPs et croît exponentiellement à basse énergie. La difficulté majeure de l'expérience est liée à la nécessité d'éliminer les événements, beaucoup plus nombreux, provenant de la radioactivité de l'environnement du détecteur et du rayonnement cosmique. Au-delà du blindage passif (château de plomb, écrans en polyéthylène, installation en site souterrain etc.), pour réduire ce "bruit de fond" les détecteurs développés pour EDELWEISS utilisent une cible en Ge avec détection simultanée de l'ionisation et de la chaleur. Pour une énergie déposée donnée, les événements de type recul de noyau (produits par les WIMPs) sont beaucoup moins ionisants que ceux de type recul d'électron provenant des événements de bruit de fond (environ quatre fois moins ionisants à 10keV). Cet effet permet une identification très efficace de chaque événement, basée sur le rapport ionisation sur chaleur (facteur de quenching Q). Pour optimiser les performances du senseur thermique il est par

contre nécessaire de refroidir le détecteur à très basse température (<50 mK), ce qui implique l'utilisation de cryostats à dilution qui sont souvent délicats à mettre en œuvre.

Dans son étape actuelle, l'expérience EDELWEISS-III utilise 36 détecteurs en Ge de 800 grammes (détecteurs FID800) et prévoit d'explorer des sections efficaces WIMP-nucléon inférieures à 5×10^{-9} pb avec deux ans de comptage. La conception et les performances actuelles de ces détecteurs sont le fruit d'un intense travail de mise au point et de modélisation par l'ensemble de l'équipe "détecteurs cryogéniques" du CSNSM. Dans les sections suivantes sont détaillées les principales solutions que nous avons explorées. A plus long terme, le CSNSM est impliqué dans le projet européen EURECA qui vise la mise au point d'une expérience cryogénique cumulant une tonne de détecteurs cryogéniques dans un site souterrain.

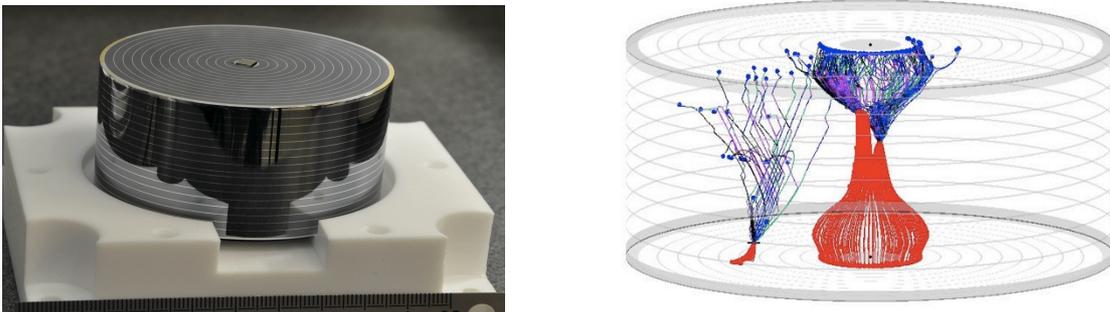


Figure 4.1 : Détecteur FID800 de dernière génération fabriqué au CSNSM pour l'expérience EDELWEISS-III. La cible est un cristal en Ge de très haute pureté, avec typiquement 10^{-10} impuretés/cm³ (n_A-n_D), équipé d'électrodes en Aluminium pour la collecte des charges. A droite on observe le résultat d'une simulation Monte Carlo avec les trajectoires des charges (rouge pour les trous, bleu pour les électrons) pour un photon incident de 384 keV (dépôt multiple d'un photon, modélisation réalisée par A.Broniatowski).

4.2 Bolomètres NbSi et rejet des événements de surface.

Dans ce chapitre nous allons détailler le travail de développement et de mise au point des bolomètres massifs à base de senseurs NbSi de type isolant d'Anderson. L'objectif principal de cette étude était l'élaboration des détecteurs ionisation-chauffeur en Ge avec possibilité d'identification des événements interagissant près de la surface du cristal. Un dépôt d'énergie très proche de la surface du Ge se caractérise par une collecte incomplète des charges, introduisant un biais dans l'évaluation du facteur de quenching Q . Tous les événements peu pénétrants de type α et β sont affectés par ce phénomène et peuvent se confondre avec des interactions à bas Q de type recul de noyau (neutrons et WIMPs). Les particules β provenant des désintégrations radioactives de l'environnement proche des détecteurs, ont constitué le principal bruit de fond de l'expérience EDELWEISS-II. Cette dernière était en effet basée sur des bolomètres ionisation-chauffeur sans rejet des événements de surface [1].

4.2.1 Identification des événements de surface par les senseurs Nb_xSi_{1-x}

Une des voies explorées au CSNSM pour l'identification des événements de surface du Ge s'est basée sur la forme des signaux provenant des senseurs thermiques en NbSi. Quand il est directement déposé sur le cristal de Ge, un tel senseur montre un régime transitoire hors équilibre. Ce régime précède la phase "en équilibre thermodynamique" lors de laquelle l'énergie déposée est convertie en une élévation de température globale du détecteur. Dans le régime transitoire, l'énergie se propage à travers le cristal de manière balistique ou quasi-diffusive, sous forme de phonons hors équilibre. Ces phonons ont une énergie caractéristique bien supérieure à la température du détecteur ($E_{\text{phonons}} \gg k_B T$) et peuvent traverser plusieurs fois l'absorbeur en Ge en se réfléchissant à ses surfaces. Ils perdent une partie de leur énergie en interagissant de manière inélastique avec les défauts cristallins (dislocations, dopants, défauts de surface) ou avec les électrons de la couche thermométrique qui constituent un lieu de piégeage très efficace. Les électrons du NbSi absorbent les phonons de haute énergie en provenance du cristal et contribuent à la mise en équilibre rapide du système en réémettant des phonons de beaucoup plus basse énergie. Cet effet induit transitoirement une élévation de température du NbSi qui peut être supérieure à celle atteinte à l'équilibre thermodynamique. En effet, une partie non négligeable de l'énergie de la particule incidente est transférée au senseur qui peut avoir une capacité calorifique plus petite que celle de l'absorbeur. Dans un cas extrême, nous pouvons imaginer que toute l'énergie déposée soit transférée vers un petit senseur, induisant une forte élévation de sa température et par conséquent un seuil de détection très bas. La capacité calorifique de l'absorbeur n'intervient alors plus dans le bilan thermique du détecteur. Evidemment, au delà du senseur il y a d'autres éléments qui vont piéger l'énergie de phonons hors équilibre, mettant une limite à cet effet. Dans notre cas, l'amplitude du signal transitoire mesuré dépend de la distance entre le senseur et le dépôt d'énergie dans l'absorbeur. Les dépôts proches du senseur (typiquement <1mm dans le Ge) induisent un signal transitoire plus élevé que les dépôts lointains. C'est cette propriété qui a été exploitée pour l'identification des événements de surface par la voie chaleur. Les performances ultimes (identification, seuil en énergie, résolution etc.) des bolomètres équipés des senseurs NbSi ont été évaluées lors d'une expérience de calibration au Laboratoire Souterrain de Modane.

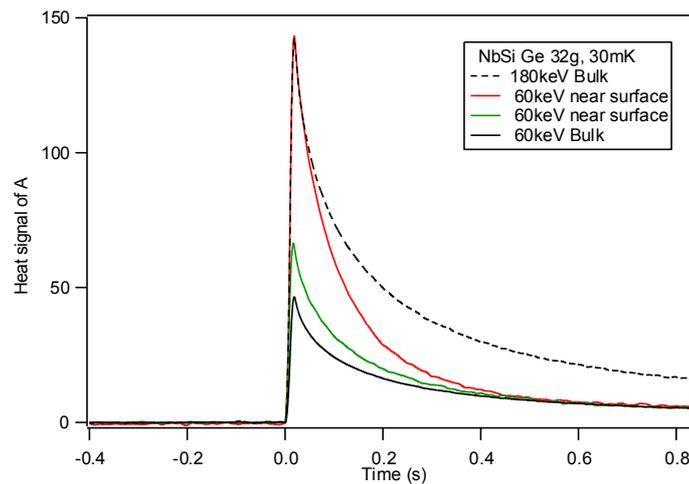


Figure 4.2 : Illustration du régime transitoire du signal chaleur pour différents événements dans le Ge. L'amplitude maximale du signal augmente pour des événements proches du senseur. Au delà de 0.5s (dans cet exemple) l'équilibre thermique est atteint. L'amplitude du signal devient alors proportionnelle à l'énergie déposée, indépendamment du point d'impact.

4.2.2 Design du détecteur

Les résultats exposés ici sont obtenus sur des cristaux en Ge de haute pureté (HP-Ge, $n_A - n_D < 3.10^{10}/\text{cm}^3$). Nous avons utilisé deux tailles d'absorbeurs, de forme cylindrique : des cristaux d'environ 200g (hauteur 20mm, diamètre 48mm) et des cristaux de 400g (hauteur 20mm, diamètre 70mm). Après un polissage mécanique et chimique (etching) de la surface du Ge, les étapes de dépôt de couches minces sont effectuées au CSNSM en utilisant une technique d'évaporation sous vide. Ces dépôts servent à la réalisation du senseur thermique (couche en NbSi), des électrodes de mesure de résistance et de la collecte de charge pour la voie ionisation (électrodes en Nb ou Al). Afin d'optimiser le régime "transitoire chaleur", deux films en NbSi de 60nm d'épaisseur couvrent une grande partie des surfaces planes du Ge. Les événements interagissant sur le côté latéral de l'absorbeur sont identifiés par la collecte des charges dans des électrodes en Nb déposées sur la périphérie (anneaux de garde). Ceci est illustré dans la figure suivante.

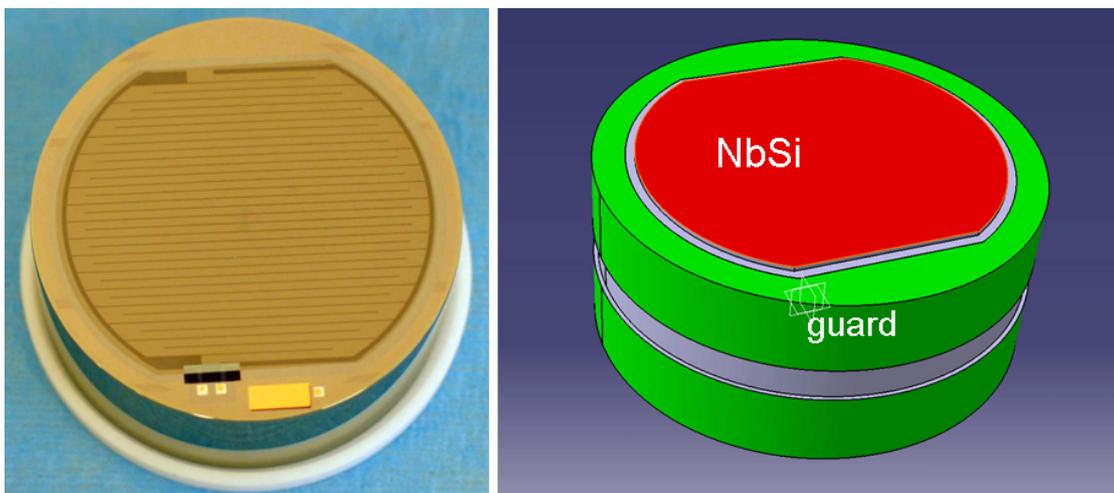


Figure 4.3 : Photo d'un détecteur de 200 g (NbSi 212) avec des électrodes en Nb inter-digités dans la partie centrale. Le senseur NbSi (en rouge) est déposé par dessus les électrodes. Sur la périphérie, des couches de Nb enveloppantes forment les électrodes de garde. Les deux faces du détecteur sont identiques. On distingue aussi le plot en Au qui sert de lien thermique entre le cryostat et le cristal (rectangle jaune) et les petits plots en Al pour la prise des contacts électriques. Nous utilisons des soudures aux ultrasons pour la prise des contacts sur le détecteur.

Une des difficultés de notre montage est lié à la nécessité de mesurer simultanément les variations de résistance de la couche NbSi (voie chaleur) ainsi que la charge qui se dépose dessus (voie ionisation "centre"). Pour optimiser la sensibilité de la voie chaleur, nous avons utilisé des électrodes de mesure sous forme de deux peignes entrelacés. Le rapport géométrique largeur/longueur du NbSi augmente ainsi fortement, ce qui permet d'avoir des grandes sensibilités pour une impédance électrique donnée (de l'ordre du $M\Omega$ dans notre cas, Figure 4.4). La distance entre les électrodes est de $500\mu\text{m}$. Pour les détecteurs de 400 g nous avons ajouté un film en Pd sur une des faces du Ge, qui sert à chauffer chaque bolomètre individuellement à une température de fonctionnement optimale. La température du cryostat est habituellement réglée autour de 20mK et nos détecteurs en NbSi autour de 30 à 40mK. Afin d'améliorer la collecte des charges pour les événements interagissant près de la surface du cristal, notre procédé de fabrication comportait un premier dépôt de 50nm de Ge amorphe. Ce dépôt couvre toute la surface de l'absorbeur et permet de réduire le "volume mort" (dead-layer) de la collecte de charge sous les électrodes [2].

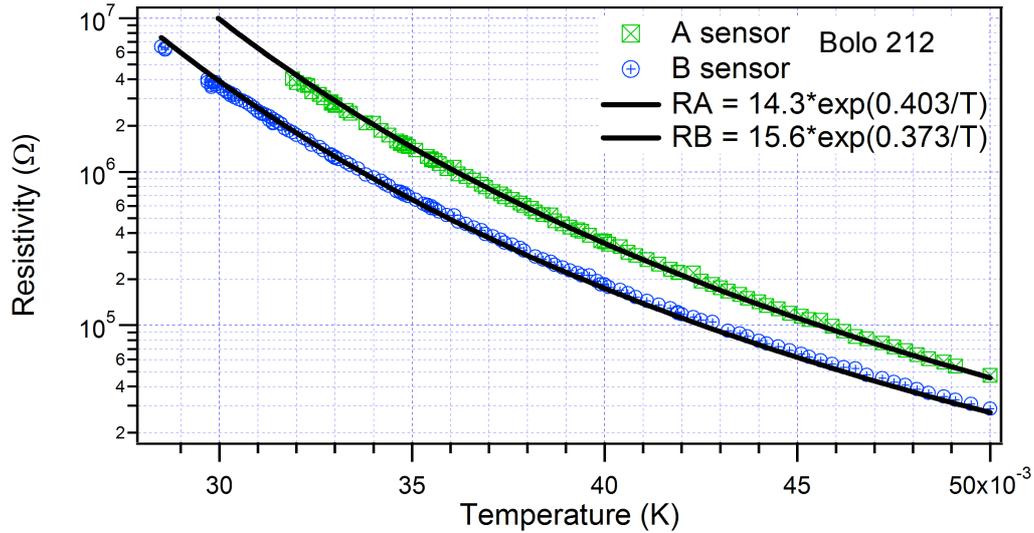


Figure 4.4 : Courbes résistance-température des deux senseurs NbSi sur un cristal de 200 g (NbSi 212). La résistance est décrite par une loi exponentielle: $R = R_0 \exp(T_0/T)$. Les électrodes sous forme de peigne abaissent R_0 et permettent de travailler avec des valeurs de T_0 élevées. Ceci augmente en même temps la sensibilité $\Delta R/\Delta T$ du senseur. T_0 est ajusté par le choix de la composition x de l'alliage Nb_xSi_{1-x} . Nous observons une différence d'un facteur 2 sur l'impédance des deux senseurs à 35mK, ce qui est lié à la reproductibilité de composition x que nous pouvons obtenir lors des dépôts du Nb_xSi_{1-x} .

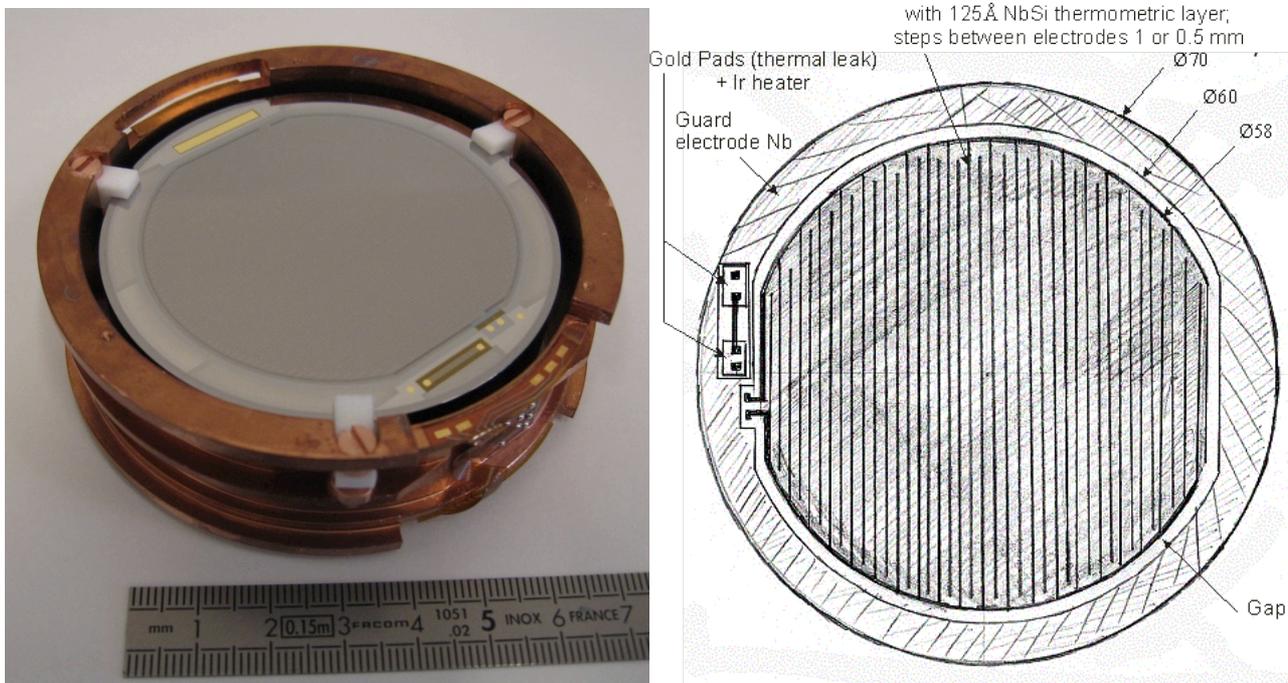


Figure 4.5 : Illustration d'un détecteur ionisation-chalet NbSi de 400 g. Les motifs sont obtenus par évaporation sous vide à travers des masques métalliques.

4.2.3 Electronique de mesure

Afin d'optimiser les performances de nos détecteurs ionisation-chaueur équipés des senseurs en NbSi, nous avons développé une électronique de mesure spécifique. La particularité du montage vient du fait que les électrodes de NbSi doivent simultanément mesurer les variations d'impédance du senseur et effectuer la collecte des charges du Ge (mesure ionisation-chaueur).

Pour la voie chaueur, chaque senseur est polarisé en courant constant I et nous utilisons un amplificateur de tension différentiel pour lire la tension des électrodes V_{A-B} . Les fluctuations de température sont obtenues après calibration de la sensibilité $\alpha = \Delta R / \Delta T$ des senseurs :

$$\Delta T = \frac{I}{\alpha} \Delta V_{A-B}$$

Pour s'affranchir du bruit basse fréquence de l'électronique nous utilisons une détection synchrone, avec un courant modulé en créneau (et non pas sinusoïdal) afin d'obtenir une puissance dissipée par effet Joule dans le senseur qui reste constante. Le courant est injecté dans le NbSi à travers une capacité de faible valeur (de l'ordre de 5pF). L'amplitude et la fréquence de modulation sont ajustées par des DACs programmables. La fréquence de modulation est habituellement choisie entre 100 et 1000Hz en fonction de l'impédance du NbSi et des perturbations du montage. Il faut essayer d'éviter les fréquences de microphonie des câbles et des perturbations électromagnétiques.

Pour la voie ionisation nous utilisons la mesure de deux amplificateurs de charge (amplificateur centre et garde, [Figure 4.6](#)). La diaphonie entre les signaux "chaueur" et "centre" n'est gênante qu'à haute fréquence en induisant un signal transitoire. La totalité de charge déposée Q_{centre} sur le film en NbSi sera finalement transférée dans la capacité de contre-réaction C_{FB} de l'amplificateur "centre":

$$V_{centre} = \frac{Q_{centre}}{C_F}$$

Pour la collecte de charges nous devons appliquer un champ électrique E de l'ordre de quelques V/cm dans le cristal en Ge. Ceci est obtenu en imposant un potentiel moyen différent entre les électrodes des deux surfaces planes du détecteur. Pour ne pas perturber le fonctionnement de l'électronique de mesure nous utilisons des capacités de découplage entre le détecteur et le préamplificateur, et nous imposons typiquement un potentiel de 3 à 6 volts sur une face du Ge et 0 sur l'autre.

La diaphonie entre la modulation de la détection synchrone et la voie ionisation est éliminée par un traitement numérique des données sur ordinateur. La bande passante de l'amplificateur de charge est de l'ordre de 300kHz avant filtrage. Après filtrage numérique nous utilisons une bande passante beaucoup plus étroite de l'ordre de 100Hz afin d'optimiser le seuil en énergie du détecteur. Une bande passante aussi petite est assez inhabituelle pour des diodes en Ge classiques, même refroidis à l'azote. Cependant, le fait de fonctionner à beaucoup plus basse température (20mK) réduit sensiblement le bruit du détecteur à basse fréquence. En outre le taux d'évènements étant assez faible nous ne sommes pas gênés par des problèmes d'empilement.

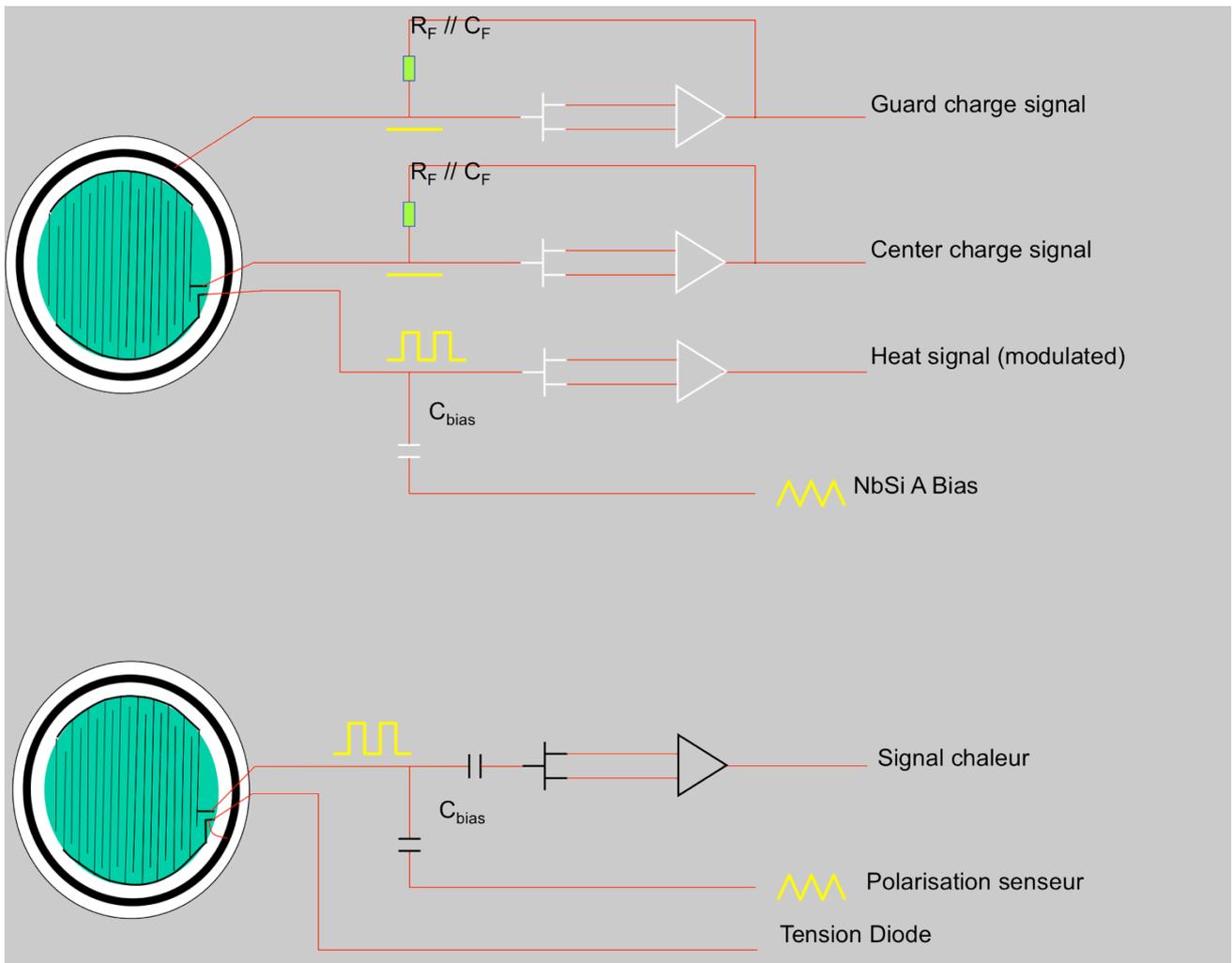


Figure 4.6 : Schéma simplifié de l'électronique de mesure. Dans cette version il n'y a qu'un côté du détecteur qui est équipé d'amplificateurs de charge. Les charges arrivant sur la surface inférieure du cristal ne sont pas mesurées. La tension de collecte (de quelques volts) est appliquée sur les électrodes de la face inférieure, les électrodes de la face supérieure étant maintenues à un potentiel moyen de 0V.

4.2.4 Pouvoir de rejet des événements de surface

Nous avons vu précédemment que le signal d'un senseur en couche mince de NbSi, directement déposé sur un absorbeur, comporte deux parties. Une partie transitoire rapide dont l'amplitude dépend de l'absorption des phonons hors équilibre par le NbSi, et une partie plus lente pendant laquelle le senseur et l'absorbeur sont en équilibre thermique et se refroidissent vers leur température de base à travers la fuite thermique du détecteur. Ceci est illustré dans la Figure 4.7. L'amplitude transitoire et en équilibre thermique du signal sont données par

$$\Delta T_{\text{transient}} = \varepsilon E / C_e \quad \text{et} \quad \Delta T_{\text{thermal}} = E / C$$

E étant l'énergie déposée dans le détecteur, ε la fraction de cette énergie transférée directement dans les électrons du NbSi par les phonons hors équilibre, C_e la chaleur spécifique des électrons du NbSi et C la chaleur spécifique totale du détecteur.

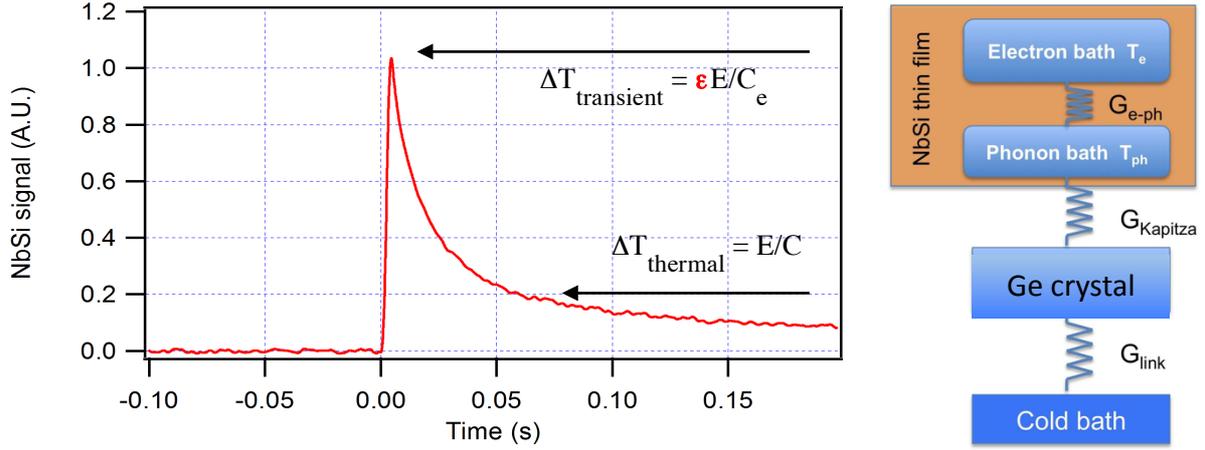


Figure 4.7 : Impulsion typique de la voie chaleur du senseur NbSi. La partie transitoire du signal dépend du point d'impact dans l'absorbeur via le facteur ϵ tandis que la partie en équilibre thermique dépend uniquement de l'énergie déposée. Pour les détecteurs en Ge de 200 g avec une tension de collecte des charges de 3V, nous obtenons typiquement $\Delta T_{transient}=20nV/keV$ et $\Delta T_{thermal}=7nV/keV$.

Notre signal comporte trois temps caractéristiques. Le temps de montée qui dépend de la durée de vie des phonons hors équilibre dans le détecteur, le temps de descente transitoire (τ_{fast}) qui est donné par le temps de relaxation électron-phonon dans le NbSi, et le temps de descente lent (τ_{slow}) qui est dominé par la fuite thermique entre le détecteur et le cryostat :

$$\tau_{fast} = \tau_{e-ph} = C_e/G_{e-ph} \quad \text{et} \quad \tau_{slow} = \tau_{HeatLink} = C/G_{HeatLink}$$

G_{e-ph} et $G_{HeatLink}$ sont la constante de couplage électron-phonon dans le NbSi et la conductivité thermique de la fuite thermique du détecteur (couplage thermique entre le détecteur et le cryostat). Pour nos détecteurs à 35mK nous obtenons $\tau_{rise} \approx 100\mu s$, $\tau_{slow} \approx 10ms$, $\tau_{slow} \approx 200ms$,

Dans le cas d'un détecteur ionisation-chaleur en Ge, une partie de l'énergie déposée dans l'absorbeur est utilisée pour la création des paires électron-trou qui sont ensuite séparées et accélérées sous l'effet du champ électrique appliqué (quelques V/cm dans notre cas). En absence de piégeage cette énergie est restituée en fin de parcours, au moment de la recombinaison des charges sur les électrodes collectrices. Le long de leur trajectoire les charges vont générer des phonons de haute énergie et induire une dissipation thermique supplémentaire, dont l'amplitude est proportionnelle à la tension de collecte appliquée (effet Luke- Neganov [3,4]).

Ces effets doivent être prises en compte dans la modélisation du signal chaleur. La réponse du senseur thermique peut alors se modéliser par l'équation suivante :

$$\Delta T_{transient} = \frac{\epsilon E_{phonons} + \epsilon_L E_L + \epsilon_R E_R}{C_e}$$

$E_{phonons}$ est la partie de l'énergie déposée qui, dès le début, est convertie en phonons. ϵ_L est similaire au facteur ϵ mais concerne l'énergie Luke-Neganov E_L provenant des phonons hors équilibre, émis lors de l'accélération des paires électron-trou. En exprimant l'énergie E_L en eV nous avons :

$$E_L = N \cdot V, \quad N = \frac{Q \cdot E}{3}$$

où V est la tension appliquée aux électrodes de collecte des charges, N le nombre de paires électron-trou créées dans le Ge, E l'énergie totale déposée exprimée en eV et Q le facteur de quenching. Par définition $Q=1$ pour des événements de type recul d'électron et $Q=0,3$ à 30keV pour des événements interagissant par recul de noyau. Par exemple, dans le cas des particules gamma qui interagissent dans le Ge par des reculs d'électrons, il faut 3eV d'énergie déposée pour obtenir la création d'une paire électron-trou. Sur ces 3eV les 2.3eV sont converties directement en phonons et les 0.7eV restants (énergie du gap du Ge) sont dépensés pour déplacer un électron de la bande de valence à la bande de conduction du Ge. Ces 0.7eV sont convertis à leur tour en phonons, lors de la recombinaison de l'électron et du trou à la fin de leur parcours dans le cristal.

L'énergie de recombinaison E_R dépend de la structure de bande du détecteur, et plus précisément des propriétés électroniques à l'interface entre le Ge et le NbSi ou les électrodes de collecte en Al. La présence d'une couche de Ge amorphe à la surface du cristal peut aussi modifier le processus de recombinaison des charges. En absence de piégeage des charges par des défauts, l'énergie de recombinaison va dépendre du niveau de Fermi dans le Ge, le senseur et les électrodes. Elle peut être différente pour les électrons et les trous :

$$E_{R_elec} = \alpha \cdot N \cdot 0.7$$

$$E_{R_trous} = (1 - \alpha) \cdot N \cdot 0.7$$

$0 < \alpha < 1$ est fonction de la structure de bande. Les énergies de recombinaison sont exprimées en eV (0.7 est l'énergie du gap du Ge en eV).

La recombinaison des charges en fin de parcours produit des phonons de haute énergie qui vont contribuer au signal transitoire du NbSi. La partie de l'énergie transférée directement au senseur est égale à $\varepsilon_R \cdot E_R$ et sera importante si la recombinaison se fait dans le NbSi ou dans une de ses électrodes. Par contre ε_R sera beaucoup plus petit pour des charges collectées sur les électrodes de garde.

Nous pouvons déterminer les constantes ε , ε_L et ε_R lors des calibrations de nos bolomètres en Ge de 200g avec des sources radioactives gamma, beta et neutrons. A partir des amplitudes transitoires du NbSi pour des événements centre et garde à différentes tensions de collecte nous déduisons les valeurs ci-dessous (Tableau 4.1)

	ε	ε_L	ε_R
Evènements centre surface	0,3 (max)	0,04	0,2
Evènements centre volume	0,02	0,04	0,2
Evènements garde	0,02	0,02	0,02

Tableau 4.1 : Récapitulatif des coefficients transitoires du NbSi liés aux phonons du recul initial, à l'effet Luke et à la recombinaison des charges en fin de parcours.

A des tensions de collecte très faibles (<1V), le signal transitoire des événements de surface se trouve amplifié d'un facteur 15 par rapport aux événements de volume. Cet effet s'estompe au fur et à mesure que la distance entre le dépôt de l'énergie dans le Ge et le senseur en NbSi augmente. Il diminue aussi en présence d'un champ de collecte plus fort, qui va augmenter la contribution de

l'effet Luke-Neganov $\varepsilon_L \cdot E_L$ de manière quasiment identique pour les événements de surface et de volume.

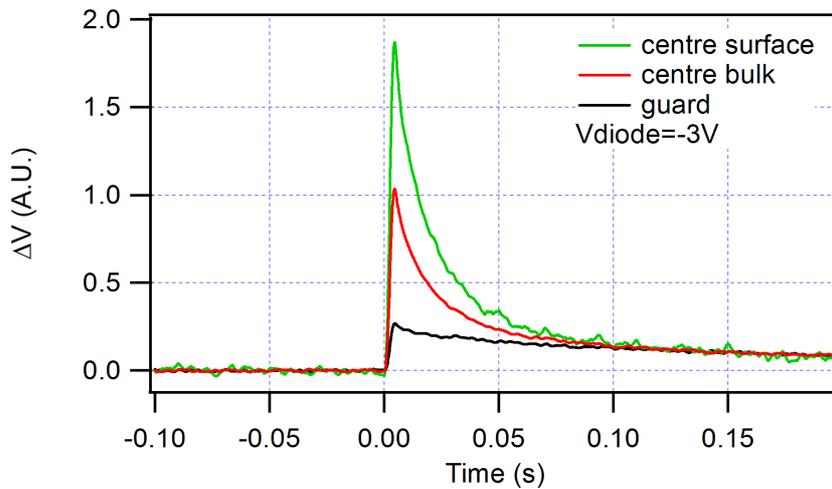


Figure 4.8 : Différence des signaux transitoires selon le point d'impact des événements gamma pour des dépôts de même énergie à une tension de collecte de 3V. L'amplitude thermique des signaux (au-delà de 100ms) est identique.

Dans la Figure 4.9 à droite, nous observons une différence sur la partie transitoire des signaux entre les particules gammas et les neutrons. Elle est liée au nombre des paires électron-trou créées (N) qui est plus élevé dans le cas des interactions gamma, induisant des reculs d'électron. Les énergies E_L et E_R sont par conséquent différentes dans les deux cas, ce qui, à priori, nous permet une discrimination entre les WIMPs et les gammas (reculs de noyaux versus reculs d'électrons) sans avoir recours à la voie ionisation. En pratique la différence des signaux est relativement faible et ne constitue pas une solution de discrimination efficace à basse énergie.

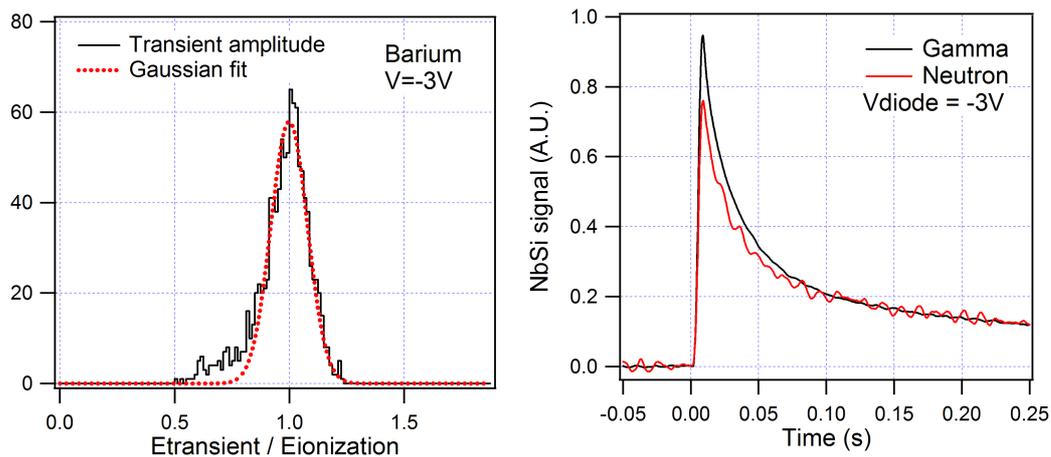


Figure 4.9 : Dans la figure de gauche, nous avons sélectionné des événements gamma de volume pour lesquels le signal ionisation est un bon indicateur de l'énergie déposée. Nous constatons une déviation du signal transitoire à l'ajustement Gaussien, provenant des événements avec un déficit du signal chaleur. Il s'agit très vraisemblablement des événements ayant lieu plus près de la périphérie du cristal pour lesquels l'absorption des phonons hors équilibre par le NbSi est moins efficace. En d'autres termes, nous observons une légère dépendance de l'amplitude transitoire avec la distance entre le dépôt d'énergie et l'axe de

symétrie z du cristal. La figure de droite illustre la légère différence de forme entre les événements de type recul d'électron et recul de noyau.

L'identification des événements de surface peut se baser sur le rapport amplitude transitoire sur amplitude thermique. Cependant il est plus efficace à basse énergie de se baser sur le rapport entre les amplitudes transitoires de deux couches de NbSi, déposées sur les faces opposées du Ge (Figure 4.10). En ce qui concerne la détermination de l'énergie totale déposée, nous pouvons de nouveau soit utiliser la partie thermique des signaux soit leur partie transitoire. La partie thermique donne des résultats corrects pour l'ensemble des événements avec peu de dispersion mais souffre d'un seuil en énergie plus élevé. Un calcul basé sur la partie transitoire donne des meilleurs seuils, mais doit par contre être corrigé pour les événements proches de la surface du Ge. Comme ces derniers sont de toute manière rejetés ceci ne constitue pas un inconvénient majeur.

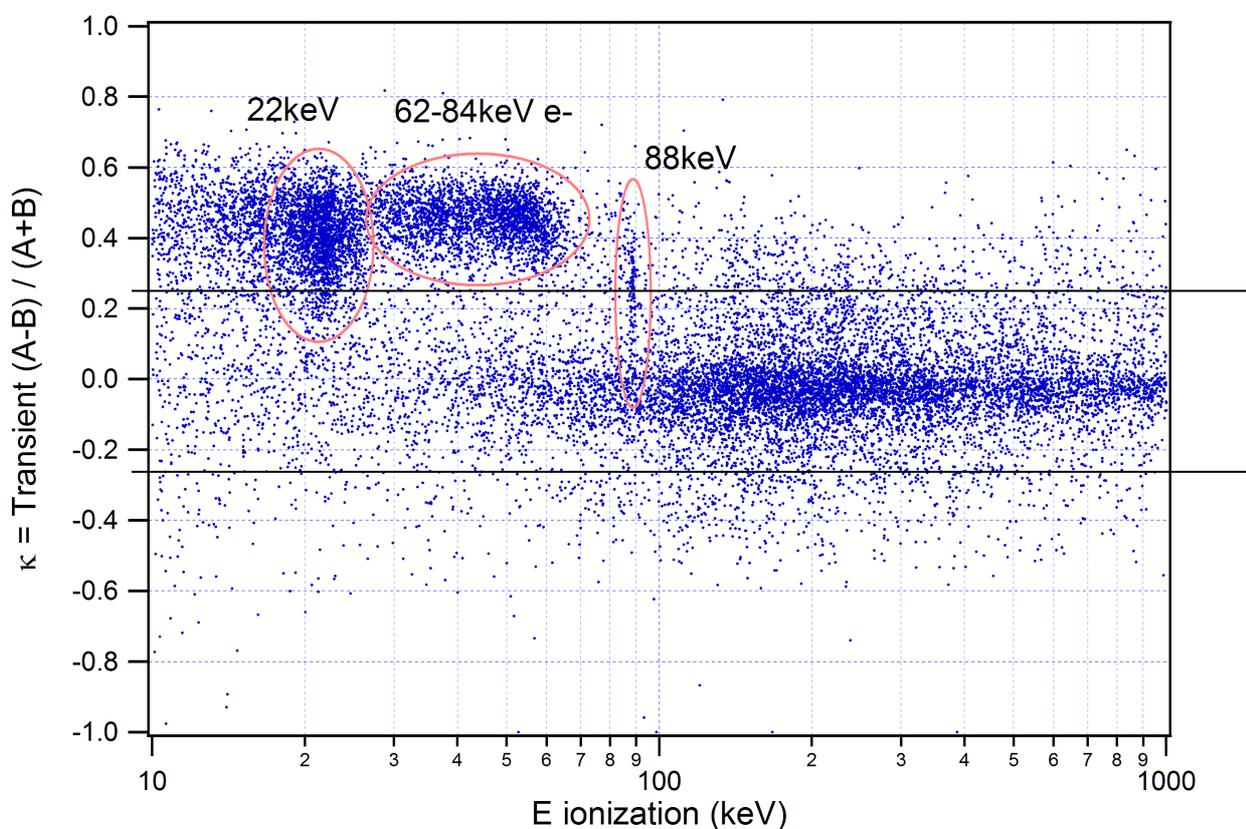
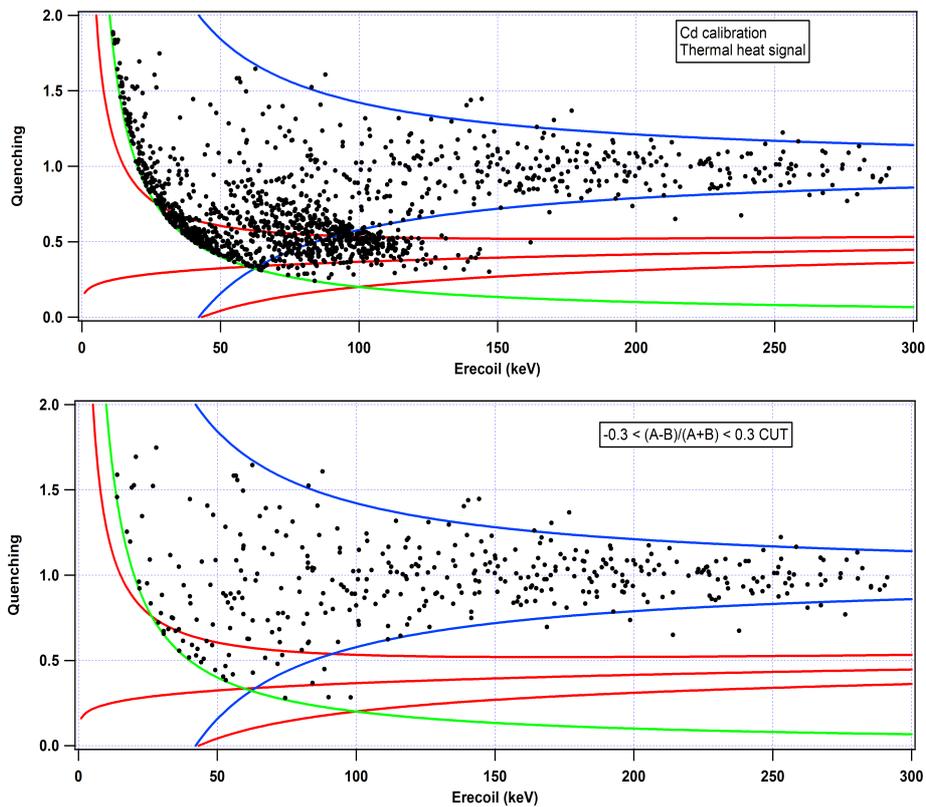


Figure 4.10 : Acquisition en présence d'une source radioactive de ^{109}Cd fixée en face du senseur A. Le ^{109}Cd émet des particules gamma de 22 et 88 keV ainsi que des électrons de 62 et 84 keV. Pour chaque événement nous avons tracé le rapport $\kappa = (A-B)/(A+B)$ des amplitudes transitoires des senseurs A et B, en fonction de l'énergie obtenue par le signal ionisation. Les raies du ^{109}Cd sont clairement identifiées comme événements de surface avec un rapport $|\kappa| > 0,25$. Les événements du fond interagissent essentiellement dans le volume du Ge et donnent $|\kappa| < 0,25$. On constate par ailleurs que les électrons de 64 et 84 keV sont tous à collecte incomplète de charge et leur énergie ionisation est par conséquent sous-estimée. La valeur exacte de la coupure sur le rapport κ est choisie de manière à rejeter de manière efficace les événements à collecte incomplète de charge tout en gardant le maximum des événements "normaux". En tenant compte du nombre des particules gamma de 88keV rejetées et de leur libre parcours moyen nous déduisons que la coupure à $\kappa = 0,25$ correspond à une profondeur d'environ 1mm.

4.2.5 Résultats et performances

Les détecteurs Ge à mesure simultanée ionisation-chaleur, présentent un fort pouvoir d'identification pour les événements de type recul d'électrons et reculs de noyaux. Ceci est illustré dans les figures de "quenching" où l'on trace, pour chaque événement, le rapport du signal ionisation/chaleur en fonction de l'énergie déposée (énergie de recul). Pour faciliter l'interprétation des données, on superpose souvent les événements détectés avec la courbe du seuil de déclenchement et les bandes recul d'électrons (bande à $\pm 3\sigma$) et recul de noyaux (90% d'acceptance). La forme exacte de ces bandes est étroitement liée aux performances des voies ionisation et chaleur du détecteur étudié, et plus particulièrement de leur résolution, bruit ligne de base et seuil en énergie.

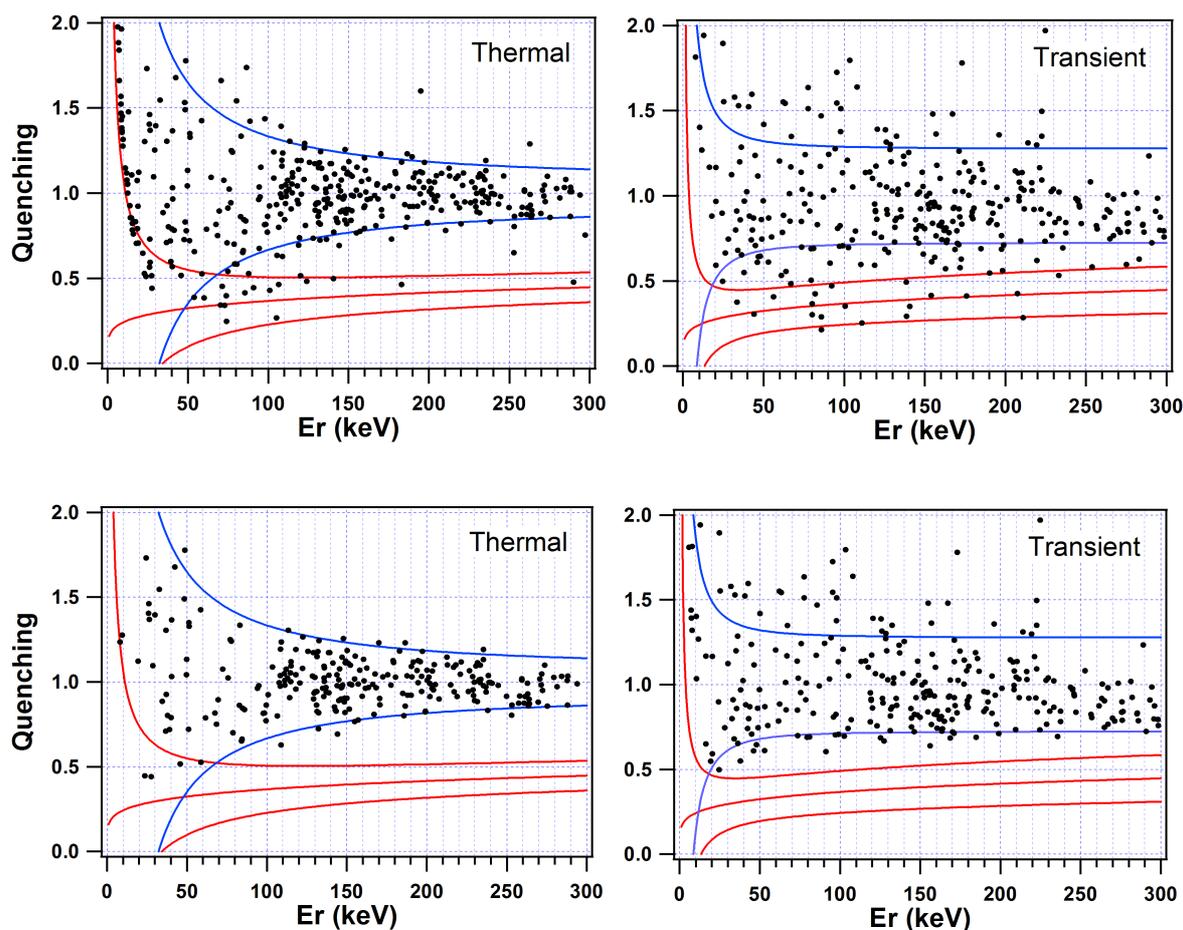
Les Figures 4.11 a et b représentent une calibration en présence d'une source ^{109}Cd pour le bolomètre « NbSi 212 » (absorbeur en Ge de 200 g). La coupure basée sur les signaux transitoires du senseur NbSi, permet de rejeter une majeure partie des événements beta à collecte incomplète de charge, qui viennent polluer la zone des reculs de noyaux.



Figures 4.11 a et b : Données de calibration obtenus au CSNSM en présence d'une source radioactive de ^{109}Cd , avant et après rejet des événements de surface (figure du haut et du bas respectivement). L'énergie chaleur est déduite du signal "thermique" des senseurs NbSi. Le rejet des événements de surface est basé sur le rapport $A-B/(A+B)$ des signaux transitoires. Les événements gamma loin du seuil, qui peuplent la zone « reculs d'électrons », sont peu affectés par ce rejet. Cependant, après coupure il reste quelques événements dans la bande de WIMPs, près du seuil. Ces événements proviennent soit des beta mal identifiés, soit des particules gamma dont la mesure du facteur de quenching est affecté par du bruit. Si on considère le cas défavorable des béta, alors le pouvoir de rejet des événements de surface dans ce cas est de

l'ordre de 95%. Les performances générales sont malheureusement très dégradés par le bruit ligne de base du signal thermique, qui est de l'ordre de 15 keV (environ 10 fois moins bon que celui obtenu avec des senseurs NTD-Ge).

Nous avons mentionné à la section précédente que l'exploitation des signaux transitoires de deux senseurs NbSi peut améliorer le seuil en énergie de la voie chaleur. Ceci est bien visible dans les [Figures 4.12](#), qui représentent le facteur de quenching d'un même lot de données, calculé en utilisant le signal thermique ou transitoire du NbSi. Le signal transitoire permet d'obtenir un meilleur seuil mais souffre d'une mauvaise résolution en énergie ($\Delta E \sim 0.3E$).



Figures 4.12 : Acquisition de fond (sans source radioactive) obtenue en site souterrain (LSM). Les figures du haut représentent 1,5 kg.j de données (volume fiduciel) sans coupure sur les événements de surface. L'énergie chaleur est calculée soit par la partie thermique des deux senseurs en NbSi (figures de gauche), soit par leur partie transitoire (figures de droite). La coupure sur les événements de surface (figures du bas) nettoie de manière efficace la bande d'intérêt pour les WIMPs.

Avant coupure on observe un nombre d'évènements dans la bande des reculs de noyaux relativement élevé par rapport au nombre de particules beta attendus et habituellement observés dans des détecteurs équipés de senseurs en NTD-Ge. Dans les figures "transitoires", une partie de ces événements provient vraisemblablement des particules gamma interagissant près de la surface du Ge (typiquement <1mm), et pour lesquels l'énergie chaleur est surestimée. Cet effet devrait disparaître dans le cas des figures obtenues par les signaux thermiques. Cependant il

est souvent difficile de séparer proprement les deux composantes et la partie thermique se trouve alors polluée par la partie transitoire.

Dans la figure représentant le quenching "transitoire", la bande des interactions gamma se sépare de celle des WIMPs à relativement basse énergie, autour de $E_{\text{recul}}=20\text{keV}$. Après coupure il ne reste pas d'événements en dessous de $Q=0,5$ ce qui est à priori très satisfaisant. En revanche on observe beaucoup d'événements proches de la limite basse de la bande gamma à $\pm 3\sigma$. Cet effet en combinaison avec la forte dispersion en énergie du signal transitoire, tend à rapprocher les bandes des reculs d'électrons et des reculs de noyaux à haute énergie, laissant peu de marge de sécurité.

4.2.6 Conclusion et perspectives

Les résultats obtenus avec les détecteurs ionisation-chaleur équipés de couches thermométriques en NbSi, montrent de manière assez claire leurs limites ainsi que le besoin de poursuivre leur développement. Le point fort des senseurs NbSi est lié à l'amplification du signal transitoire pour les événements de surface qui permet leur identification jusqu'au seuil en énergie. Par contre ils présentent de nombreux inconvénients: un seuil en énergie élevé, une résolution médiocre à haute énergie, une efficacité de rejet des événements de surface moins bonne que celle obtenue avec des détecteurs "interdigit" (voir section suivante), ainsi qu'un procédé de fabrication relativement difficile, notamment en ce qui concerne la reproductibilité des couches en NbSi.

Les performances (en sensibilité et en bruit) obtenues par ailleurs avec des senseurs NbSi supraconducteurs (TES), nous donnent une perspective très intéressante pour abaisser le bruit ligne de base du signal thermique à des valeurs proches du keV (bruit ligne de base typique des bolomètres à senseurs NTD-Ge). En outre, en choisissant une géométrie de NbSi à grand rapport longueur/largeur (typiquement 10000), nous obtenons une transition supraconductrice de plusieurs $M\Omega$, optimisée pour l'électronique "front-end" utilisée par EDELWEISS, à base de transistors JFET ou HEMT. Pour optimiser l'efficacité d'identification des événements de surface il est possible de combiner le concept "interdigit" avec des TES en NbSi, de manière similaire à ce qui a été mise au point par la collaboration CDMS [5].

Malgré ces perspectives fort encourageantes, nous avons préféré regrouper nos forces sur la mise au point des détecteurs de type "interdigit" équipés des senseurs en Ge-NTD. Comme nous allons voir par la suite, l'identification des événements de surface dans ces détecteurs est basée uniquement sur les signaux de la voie ionisation. Leur mise au point s'est par contre avérée assez délicate, et a nécessité un travail important sur la passivation de surface des cristaux en Ge et le contrôle de leurs courants de fuite. Les résultats de cette étude sont résumés dans deux articles reproduits dans la section suivante.

4.3 Bolomètres "Interdigit"

Les bolomètres à électrodes inter-digitées sont à la base d'une solution technologique très efficace, développée pour l'identification des événements de surface dans l'expérience EDELWEISS [6]. Cette technologie a donné un pouvoir de rejet sans précédent des événements de surface dans les détecteurs Ge ($>1\cdot 10^{-5}$) et permet ainsi d'abaisser sensiblement leur bruit de fond radioactif et d'envisager des expériences de détection d'événements très rares.

4.3.1 Identification des événements de surface par la voie charge

Le principe de fonctionnement d'un détecteur "Interdigit" est très simple. Les électrodes de collecte de charge sont réalisées sous forme d'anneaux en Al (Figure 4.13). Dans le cas des bolomètres EDELWEISS ces anneaux ont une largeur de $150\mu\text{m}$ et sont espacés d'environ 2mm. Ils sont regroupés en quatre sous-ensembles. En polarisant chacun des sous ensembles à une tension différente et judicieusement choisie il est possible d'obtenir des trajectoires différentes pour les porteurs créés par les événements de surface et ceux de volume. Les charges pour un dépôt d'énergie de surface vont ainsi être collectées entre deux électrodes adjacentes (celles qui sont les plus proches de l'impact), tandis que pour un dépôt à l'intérieur de cristal, les charges sont accélérées entre les électrodes du haut et du bas. Autrement dit, les événements de surface vont donner un signal sur les deux électrodes du haut ou les deux du bas, contrairement aux événements du volume "fiduciel" qui donnent un signal sur une électrode haute et une basse. Le détail de fonctionnement d'un tel détecteur est expliqué dans l'article qui suit.

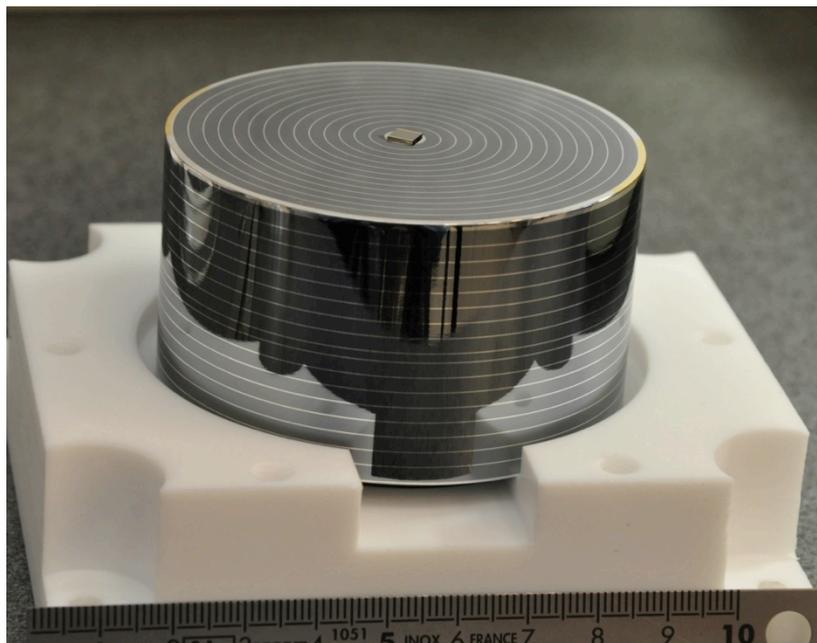


Figure 4.13 : Détecteur interdigité en Ge de 800 g "FID800". Les électrodes sont connectées en quatre groupes par des soudures aux ultrasons. On regroupe les électrodes "paires" de la moitié haute du détecteur, les électrodes "impaires" de la partie haute, ainsi que les électrodes paires et impaires de la partie basse. Le senseur thermique est collé au centre de la surface plane (petit cristal de Ge dopé, d'environ $1\times 5\times 5\text{ mm}^3$).

Full Inter-Digitized Detectors For The EDELWEISS-II Dark Matter Search

S. Marnieros,¹ E. Armengaud,² C. Augier,⁶ L. Bergé,¹ A. Benoit,³ O. Besida,²
J. Blümer,^{4,5} A. Broniatowski,¹ A. Chantelauze,⁵ M. Chapellier,¹ G. Chardin,¹
F. Charlieux,⁶ S. Collin,¹ O. Crauste,¹ X. Defay,¹ M. De Jesus,⁶ P. Di Stefano,⁶
Y. Dolgorouki,¹ J. Domange,¹ L. Dumoulin,¹ K. Eitel,⁵ J. Gascon,⁶ G. Gerbier,²
M. Gros,² M. Hannawald,² S. Hervé,² A. Juillard,⁶ H. Kluck,⁵ V. Kozlov,⁵
R. Lemrani,² A. Lubashevskiy,⁷ C. Marrache,¹ Y. Ricci,⁶ V. Sanglard,⁶ S. Scorza,⁶
S. Semikh,⁷ M-A. Verdier,⁶ L. Vagneron,⁶ and E. Yakushev⁷

¹ CSNSM, IN2P3-CNRS, Université Paris XI, bat 108, 91405 Orsay, France

² CEA, Centre d'Etudes Saclay, IRFU, 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, France

³ CNRS-N'eel, 25 Avenue des Martyrs, 38042 Grenoble cedex 9, France

⁴ Universität Karlsruhe (TH), Institut für Experimentelle Kernphysik, Gaedestr. 1, 76128 Karlsruhe, Germany

⁵ Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernphysik, Postfach 3640, 76021 Karlsruhe, Germany

⁶ IPNL, Université de Lyon, Université Lyon 1, CNRS/IN2P3, 4 rue E. Fermi 69622 Villeurbanne cedex, France

⁷ Laboratory of Nuclear Problems, JINR, Joliot-Curie, 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russia

⁸ CEA, Centre d'Etudes Saclay, IRAMIS, 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, France

Abstract. A new design for the Ge bolometers of the EDELWEISS project is described here, based on innovative interleaved charge collection electrodes with high background discrimination capabilities. The measured surface event rejection is compatible with WIMP sensitivity levels down to 10^{-9} picobarn (pb). Use of interleaved electrodes on the overall surface of the Ge crystal, including its lateral surface, results to a high fiducial volume of the order of 80%. Electronic setup is fairly simple with a total of five JFET based read-out amplifiers, one for the NTD-Ge heat channel and four for the ionization signal. Fabrication process is quite simple and the design is easily scalable to higher mass bolometers (1 kg Ge crystal), making it very appealing for the future 1 ton scale EUREKA Dark Matter experiment.

Keywords: Dark Matter, Cryogenic detectors, EDELWEISS.

PACS: 95.35.+d, 95.55.Rg, 14.80.Ly, 29.40.Wk,

INTRODUCTION

The goal of the EDELWEISS-II experiment is the direct detection of non-baryonic Dark Matter, using high purity Ge heat-ionization bolometers at very low temperature (10-20mK). A dedicated low radioactive background dilution refrigerator, with 100 detector read-out capability is actually operating into the deep-underground laboratory of LSM (Laboratoire Souterrain de Modane). Due to simultaneous recording of heat and charges induced into the Ge absorber, a very efficient discrimination between electron-recoil and nuclear-recoil events is obtained allowing an active rejection of the quasi-totality of the background (especially the γ particles). The remaining background

is mainly due to electron-recoil events with incomplete charge collection, interacting very close to the surface of the Ge crystal (α and β events) [1,2]. In order to identify and reject these near-surface events we developed recently Ge detectors with interleaved electrodes for the charge collection (ID detectors), similar to a Si detector tested by the CDMS experiment [3]. Using a convenient voltage bias on these electrodes we achieve a very efficient near-surface event rejection [4], compatible with the specifications needed to explore nuclear-WIMP cross-sections of to 10^{-9} pb. The ultimate limit of these ID bolometers is not determined yet and may result from neutron background.

FID DETECTORS

The first design of the EDELWEISS ID detectors is based on two sets of thin inter-digitized electrodes, on the top and bottom surface of a cylindrical Ge crystal, and two large guard rings on its periphery [4]. The heat is measured using a Ge-NTD thermistor glued onto one of the guards. In the present article we will detail an upgrade of this design where the two guards are suppressed and the two set of interleaved electrodes cover the entire surface of the Ge. Near surface events produce charge collection between adjacent interleaved electrodes and can be easily distinguished from central bulk events that give charges on one of the top and one of the bottom interleaved electrodes. These new Full Inter-Digitized detectors (FID) needs therefore just four charge amplifiers to operate, in addition to the voltage amplifier for the heat channel.

Detector Fabrication

FID detectors are actually fabricated using high purity 400g Ge crystals ($\sim 10^{10}$ impurities/cm³). The crystals are 2 cm high and have 7 cm diameter. Aluminum electrodes are deposited by electron-beam evaporation using precision shadow masks. They are 150 μ m wide and separated by approximately 2mm. A 50nm thick hydrogenated amorphous Ge layer is deposited prior to the electrodes onto the entire crystal. Several Au pads are used to ensure the thermal link of the bolometer with the cryostat. The Ge-NTD sensor is glued onto the Al electrode situated at the edge of the crystal using insulating Araldite, in order to avoid electrical contact between heat and charge channels and reduce crosstalk.



FIGURE 1. 400 g FID detector with its Ge-NTD sensor glued close to the edge of the absorber. Electrodes are connected between them by ultrasonic Aluminum bonding.

The FID design is easily scalable to larger mass detectors and two 800g Ge bolometers will be processed in the CSNSM laboratory in the next months. Compared to the 400 g detectors they keep the same diameter of 7 cm but their height is increased to 4 cm.

Detector Modeling

Detector modeling has been performed in order to optimize detector geometry and investigate low electric field regions into the Ge absorber. Particular care is taken to the regions close to the edge of the cylindrical Ge crystal as well as in the middle of its side surface where “A” and “C” charge veto electrodes get close. The detector holder modifies the electric field-lines and has to be taken into account.

When conveniently biased, the interleaved electrodes give rise to electric field-lines with a very characteristic pattern. Close to the Ge surfaces, the field-lines are almost parallel to the surface while deep into the crystal they are vertical. In addition, the electric field is much higher at the surfaces compared to the bulk of the crystal. In the configuration shown at figure 2 we have 15V/cm close to the Ge surfaces and 1V/cm in the bulk. This is quite interesting because near surface events will be collected more efficiently while bulk events will not be affected too much by the Luke-Neganov effect [5]. Absence of current leakage between adjacent electrodes of the FID detectors has been successfully tested up to 30V/cm. This is a very important point to ensure correct operation of these detectors. These relatively high electric fields are inherent to inter-digitized detectors and current leakage anywhere on the Ge surface is prohibited.

It is interesting to remark that besides the high electric field on the Ge surfaces we have several very low electric field zones appearing into the crystal under the “A” and “C” electrodes. Electrons and holes created by particles interacting within these low E-field regions are difficult to separate and their recombination can produce incomplete charge collection. Nevertheless we observe no such electron-hole recombination, probably because of the initial cloud expansion of the charges and the high purity of the crystal in the bulk. More accurate modeling is underway in order to take into account coulomb repulsion of electrons and holes during drift, their initial expansion, non-linear effects of their drift, their velocity law at low bias and low temperature as well as charge trapping by impurities into the Ge crystal.

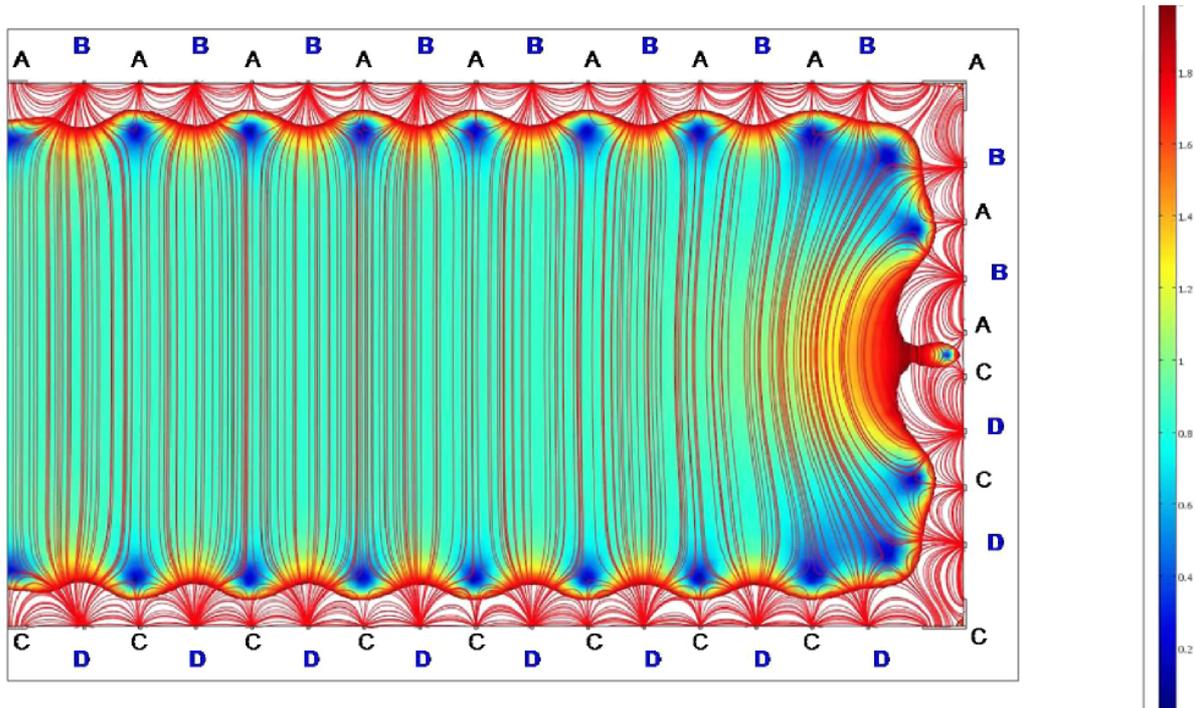


FIGURE 2. (color online) Modeling of a 400 g Ge detector using finite elements software (Comsol). Electric field-lines and absolute value of the electric field are shown (in V/cm). Electric fields $>2\text{V/cm}$ are in white. A, B, C and D electrodes are biased respectively to $-0.5, 2.5, 0.5$ and -2.5V . Bulk events give charge collection between B and D electrodes while near surface events are accelerated between A-B or C-D.

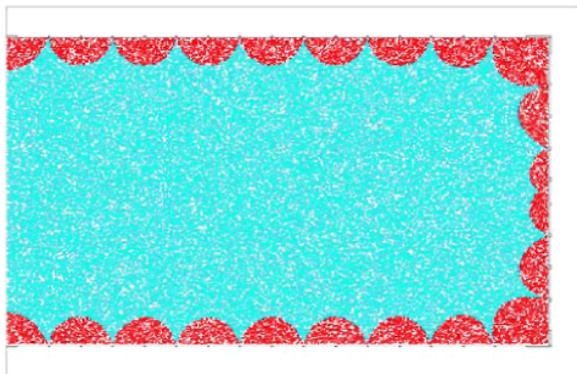


FIGURE 3. (color online) Estimation of the fiducial volume of the 400 g bolometer using Monte-Carlo simulation. Particles interacting into the red-dark region are rejected.

The fiducial volume of the FID detectors has been estimated based on the field-line simulations. We find that it is close to 80% of the absorber size and varies little between 400 g and 800 g crystals. This is a substantial increase compared to the 50% fiducial volume of the detectors used by EDELWEISS up to now and is very important in order to optimize time exposure during low background data taking. A more

accurate estimation of the fiducial volume must take into account the initial expansion of charges and the precise cuts operated on the charge and heat signals but should not substantially modify our value.

Surface event rejection efficiency

In order to measure near surface event rejection efficiency of the FID detectors we have test a 400 g detector into the EDELWEISS II cryostat in the presence of β radioactivity. In order to get a uniform exposure of the entire Ge crystal (including its lateral surface) to β particles, the inner part of the detector holder has been chemically attacked by radioactive Radon. The resulting β counting rate is close to 0.1 Hz. During our β calibration we also observe some remaining γ particles that come from the background of the experience and were not eliminated by the lead shielding. The measured rejection efficiency of β particles is close to $1-1/20000$ above 25keV, meaning that there is only one near surface event out of 20000 that is not eliminated by our cuts. The relatively high recoil energy threshold of 25 keV is due to an important crosstalk between the heat signal and the “A” electrode charge channel coming from a problem

during Ge-NTD gluing. Recoil energy thresholds below 15keV are usually obtained with the 400 g EDELWEISS bolometers. The reported FID rejection efficiency of β events fulfills the requirements needed to explore WIMP-nuclear cross-sections well below 10^{-8} pb and it will be very interesting to determine what will be the next limiting factor of these detectors.

CONCLUSION

The FID Ge bolometers based on innovative interleaved charge collection electrodes exhibit excellent rejection efficiency of β and γ events making them very promising for exploring WIMP-nuclear cross sections down to 10^{-9} pb. The high fiducial volume of the detectors and the relatively simple read-out electronics required for their operation is a big advantage for future large scale direct Dark Matter search projects, like EUREKA.

ACKNOWLEDGMENTS

The help of the technical staff of the Laboratoire Souterrain de Modane and the participant laboratories is gratefully acknowledged. This project is supported in part by Agence Nationale pour la Recherche under contract ANR-06-BLAN-0376-01.

REFERENCES

1. Fiorucci, S; Benoit, A; Berge, L, et al. *Astroparticle Physics* Volume: 28 Pages: 143-153 (2007)
2. T. Shutt et al, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 444, **340** (2000).
3. P.L. Brink, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 559 414-416 (2006).
4. A. Broniatowski, et al., arXiv:0905.0753_v1 [astro-ph.IM].
5. B. Neganov and V. Trofimov, *Otkrytia i izobreteniya* 146, 215 (1985).

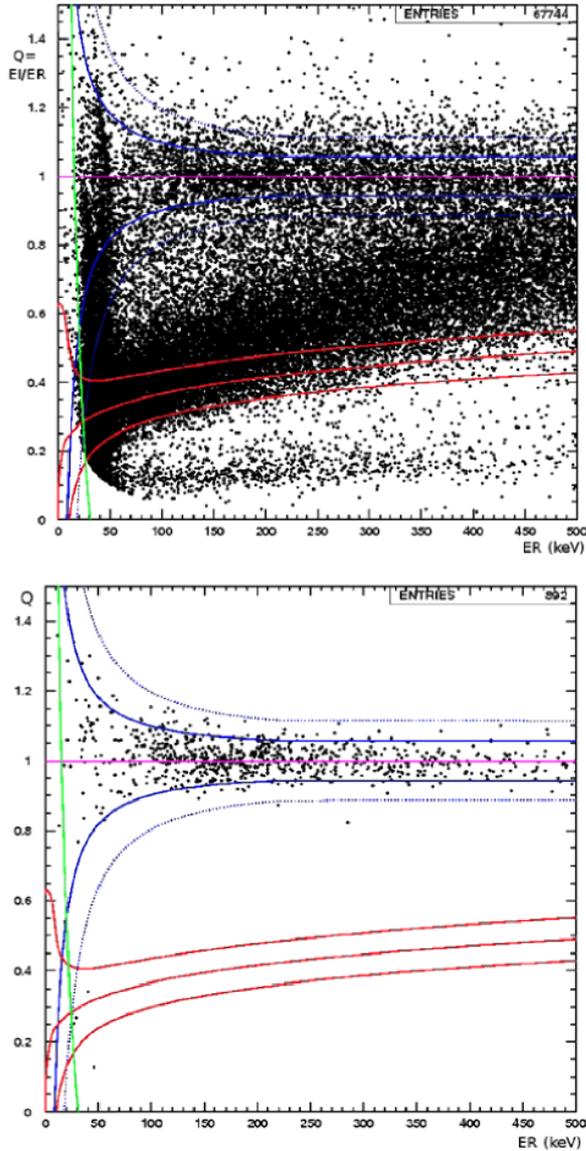


FIGURE 4A, 4B. (color online) Out of a total of about 68000 β events recorded above 25 keV and with an ionisation yield below 0.8, only 4 survive the selection cuts and 2 of them are very close to the energy threshold. Due to the specific geometry of the FID detectors most of the β events are lying below $Q=0.5$ at low energy.

4.3.2 Elaboration des détecteurs FID

La conception et la mise au point d'un détecteur innovant en partant d'une feuille blanche est une tâche très motivante, qui nécessite un grand investissement des personnes impliquées, souvent sous-estimé au lancement du projet. Nous allons donner ici un bref aperçu du procédé de fabrication et du montage des détecteurs "FID", pour les préparer à leur installation dans le cryostat EDELWEISS-III du Laboratoire Souterrain de Modane.

La réalisation des électrodes de collecte dans un détecteur Ge est une étape très critique pour son bon fonctionnement. Dans le cas du projet EDELWEISS il faut des électrodes capables de collecter les charges de manière efficace sous un très faible champ électrique appliqué, comparativement aux diodes Ge commerciales (quelques volts au lieu de quelques milliers de volts). Le fonctionnement à très basse température et très bas champ électrique implique des propriétés de transport et de piégeage des charges intrinsèquement différentes, qui doivent être prises en compte pour l'optimisation du design du détecteur. En outre les courants de fuite entre électrodes doivent être maintenus à des niveaux très bas ($<1\text{pA}$), afin d'éviter une dégradation des signaux ionisation et chaleur, et un échauffement du détecteur par effet Joule. Nous avons choisi une technologie de fabrication qui est bien maîtrisée au sein de notre équipe, basé sur l'évaporation des couches minces par faisceau à électrons (Figure 4.14). Les motifs des dépôts sont obtenus par l'utilisation des masques mécaniques qui sont centrés devant les faces planes et la face latérale du Ge par un dispositif spécifique (Figure 4.15).

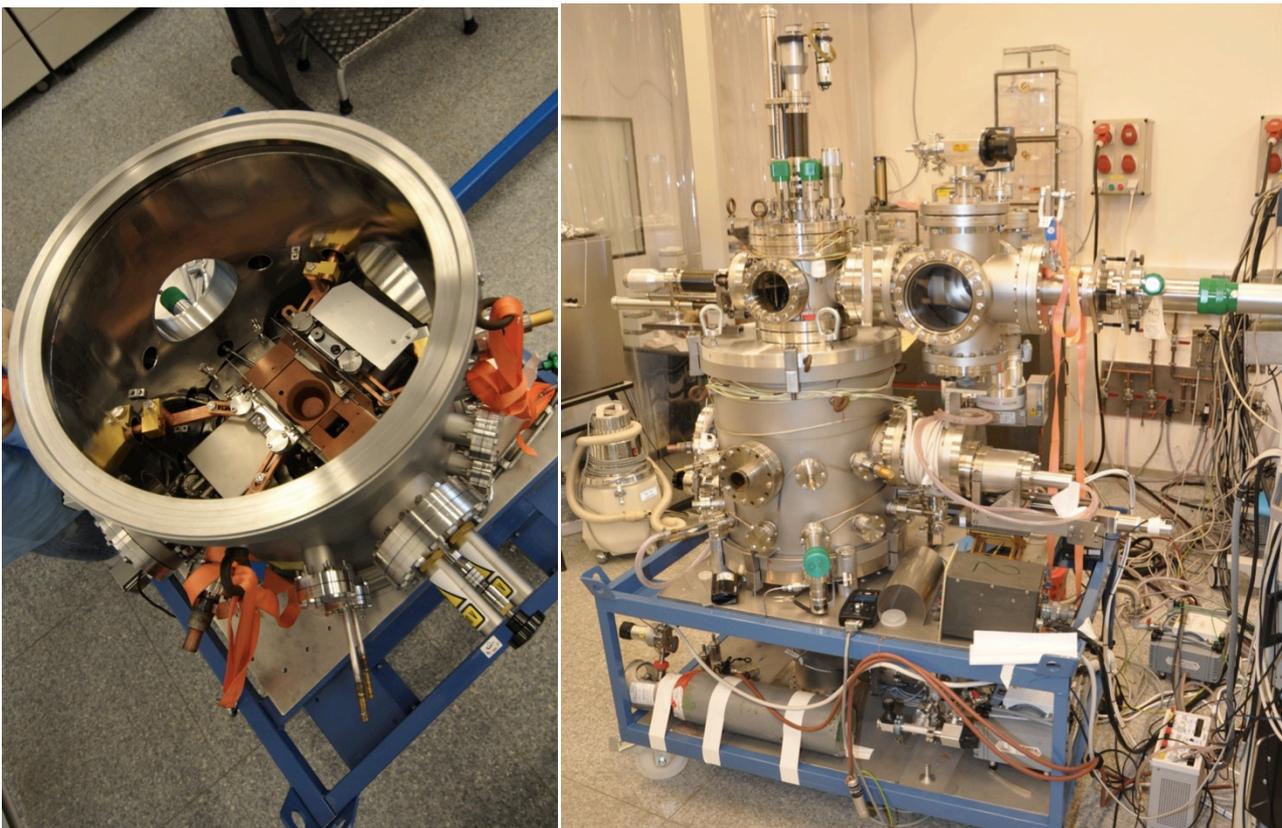


Figure 4.14 : Pour la réalisation des détecteurs FID nous avons construit un bâti d'évaporation spécifique, autour de trois creusets principaux de 40cc. Le bâti comporte un SAS d'introduction et des nombreuses possibilités de dépôts (Al, Nb, Ti, Au, SiO, Ge hydrogéné etc.). Le porte échantillon permet une rotation horizontale et verticale pendant les dépôts.

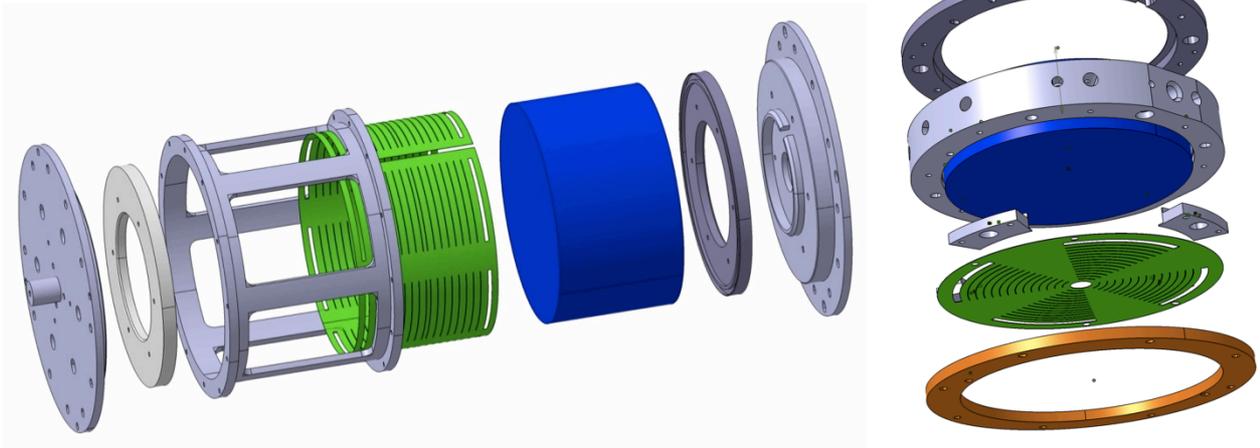


Figure 4.15 : Le centrage des masques mécaniques devant les cristaux en Ge a nécessité la fabrication de deux dispositifs spécifiques (faces planes et face latérale). Les faces planes sont faits en plusieurs étapes et nécessitent de changer des masques (en vert). La taille des cristaux n'étant pas identique (hauteur 41 ± 1 mm, diamètre 71 ± 1 mm) il a fallu réaliser plusieurs jeux de masques.

Step	Mask	
1	a-Ge underlayer (under the Al electrodes only)	Side
2	a-Ge underlayer @ 30° (under the Al electrodes only)	
3	Al electrodes	
4	Al electrodes @ 30° + bonding pads	
5	a-Ge underlayer (under the Al electrodes only)	Top + Bottom (top and bottom deposition is done sequentially in situ)
6	a-Ge underlayer @30° (under the Al electrodes only)	
7	Al electrodes	
8	Al electrodes @ 30°	
9	Al bonding pads	
10	Au bonding pads	

Tableau 4.2 : Liste simplifié des étapes du procédé de fabrication des bolomètres FID. Le cristal doit sortir de l'évaporateur avec son support pour tourner ou changer le masque entre chaque étape. Deux dépôts successifs avec une rotation du masque de 30° sont nécessaires pour obtenir des anneaux complets.

L'utilisation des masques mécaniques nécessite de nombreux dépôts pour obtenir les anneaux concentriques caractéristiques de la géométrie des détecteurs FID (Tableau 4.2). Les électrodes sont faits en Aluminium qui facilite la prise des contacts électriques par ultrasons et contribue très peu à la chaleur spécifique du détecteur, ce qui est important pour une bonne sensibilité de la voie chaleur. Une sous-couche en Ge amorphe hydrogéné est déposée sous les électrodes pour améliorer la collecte des charges des événements de surface et minimiser les courants de fuite du détecteur. Le détecteur est refroidi par des fils d'Au de $25\mu\text{m}$ soudés aux ultrasons. Ils relient le

support du détecteur avec une vingtaine de plots d'Au déposés à la périphérie des faces planes du cristal.

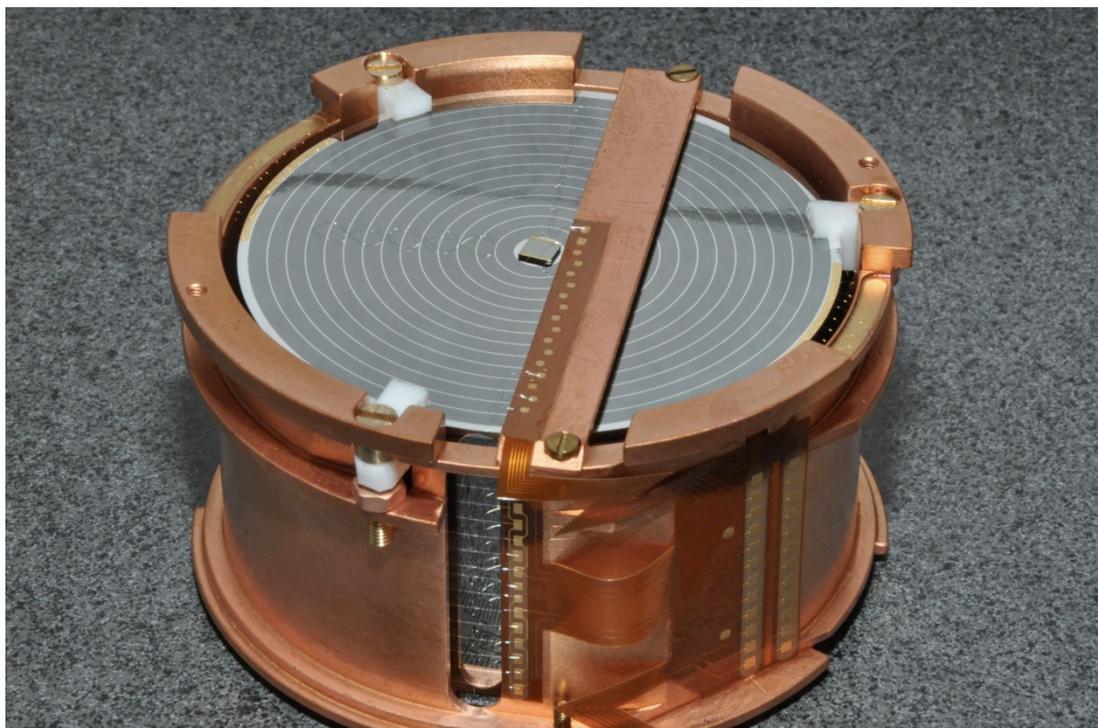


Figure 4.16 : Détecteur FID800 monté sur son support en Cu.

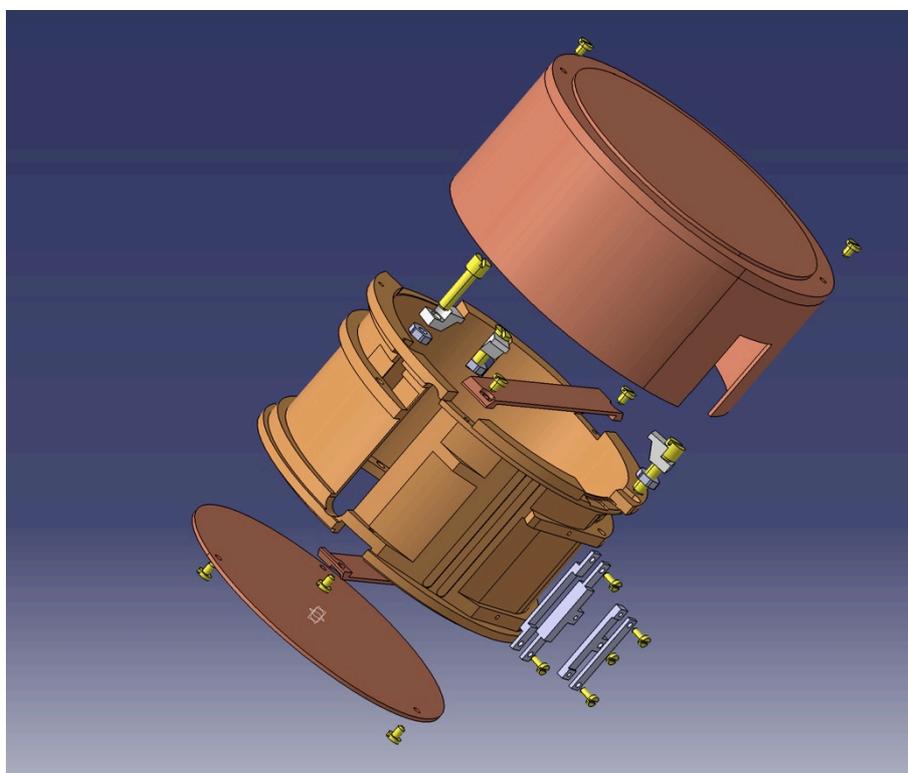


Figure 4.17 : Les matériaux utilisés pour le support des détecteurs sont sélectionnés pour minimiser le fond radioactif. Lors de la conception, les coefficients de dilatation des matériaux sont pris en compte pour

obtenir une bonne tenue du cristal à basse température. Une attention particulière est portée au câblage du détecteur (pistes sur Kapton) et à la compatibilité du support avec la prise de contacts aux ultrasons.

La conception du support du détecteur (Figure 4.16 & Figure 4.17) est une tâche qui nécessite beaucoup d'attention afin de minimiser les problèmes liés aux vibrations du cryostat qui peuvent dégrader les signaux ionisation et chaleur. Nous avons fait le choix d'un support qui englobe entièrement le détecteur. Ceci ajoute de la matière qui peut augmenter le fond radioactif mesuré mais protège le détecteur contre le rayonnement infrarouge et lors des manipulations de test et d'installation dans le cryostat.

4.3.3 Courants de fuite dans le Ge

L'apparition des courants de fuite à des faibles tensions de collecte fut un problème majeur lors de la fabrication des détecteurs FID800 pour le projet EDELWEISS-III. Après une première série de quatre détecteurs qui a permis de démontrer le potentiel de la méthode "interdigit", l'apparition des problèmes liés aux courants de fuite a empêché tous les détecteurs suivants de fonctionner correctement. Ces problèmes sont liés majoritairement à l'état de surface du Ge qui n'est pas facile à maîtriser, d'autant plus que les étapes de polissage mécanique et chimique des cristaux ne sont pas faits en laboratoire. De manière générale, la physique des défauts de surface des solides est un domaine relativement complexe.

L'article ci-après décrit les résultats d'une étude qui a été menée au CSNSM pour comprendre et résoudre ce problème. Il est clair que malgré la solution proposée pour les détecteurs FID800, un contrôle très strict doit être entrepris lors du polissage des cristaux pour les futures expériences utilisant le Ge à très basse température.

Controlling the Leakage-Current of Low Temperature Germanium Detectors Using XeF₂ Dry Etching

S. Marnieros · L. Bergé · A. Broniatowski ·
A. A. Drillien · L. Dumoulin · N. Holtzer ·
E. Olivieri · M. C. Piro · O. Rigaut

Received: 15 July 2013 / Accepted: 30 November 2013
© Springer Science+Business Media New York 2013

Abstract Ionization detectors, based on the drift and collection of charges in high purity Germanium crystals (HP-Ge), are commonly used for gamma and particle detection. In the field of very low temperature detectors, several major experiments, like EDELWEISS or CDMS, are using such devices combined with a simultaneous measurement of the detector heat pulses, to search for dark matter in the universe. The leakage current between the charge collecting electrodes of the detectors must be kept as low as possible to preserve performance in terms of high resolution and low threshold. We present results concerning the surface treatment of EDELWEISS HP-Ge crystals, aiming at the reduction of their leakage currents at temperatures below 4 K. Among the explored solutions, a post-process dry-etching using XeF₂ (xenon difluoride) gives very promising and reproducible results. The modification of the Ge surface by this treatment and its effect on the low temperature leakage currents are discussed.

Keywords Low temperature detectors · Charge-ionization bolometers · Ge detector · Surface etching · XeF₂ etching · Dark matter

1 Introduction

EDELWEISS-III is an experiment for direct dark matter detection using Ge low temperature heat-ionization bolometers, situated in the low radioactive environment of the Laboratoire Souterrain de Modane. Events leading to incomplete charge collec-

S. Marnieros (✉) · L. Bergé · A. Broniatowski · A. A. Drillien ·
L. Dumoulin · N. Holtzer · E. Olivieri · M. C. Piro · O. Rigaut
CSNSM, CNRS/IN2P3, Univ Paris-Sud, Bât. 108, 91405 Orsay, France
e-mail: Stefanos.Marnieros@csnsm.in2p3.fr

M. C. Piro
CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

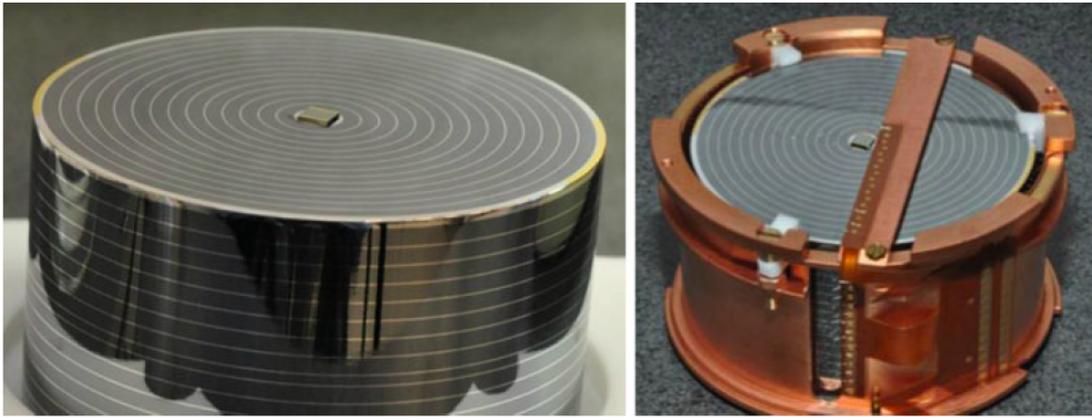


Fig. 1 EDELWEISS-III Full Interleaved Detectors (FID800). The Ge crystal has a diameter of 70 mm and a height of 40 mm. The Al electrodes are 150 μm wide with a spacing of approximately 2 mm (Color figure online)

tion often occur near the Ge surface. A specific design of detectors has hence been developed to identify and reject those. It is based on several groups of interleaved Al electrodes, deposited onto the entire surface of a cylindrical shaped HP-Ge crystal (Fig. 1). An amorphous layer of hydrogenated Ge is deposited only under the Al electrodes, the surface between electrodes being left unprocessed. When the different sets of electrodes are appropriately voltage biased and equipped with charge amplifiers we can achieve a straightforward and high quality separation between near surface events and bulk events in the Ge [1].

2 Ge Detector Leakage Currents

The full coverage of the HP-Ge crystal with inter-leaved aluminum electrodes is undoubtedly a key feature of the EDELWEISS FID detectors, but has the disadvantage of being more sensitive to the quality and residual defects of the Ge surface. In contrast to a basic planar scheme, interleaved electrodes introduces higher electric fields, both near the flat surfaces and the cylindrical one. Submitted to the applied electric field, the detector must exhibit extremely low leakage currents on the totality of the crystal surface, in order to obtain efficient charge collection. A leakage current between two adjacent electrodes greater than a fraction of a pA is unacceptable. Indeed, when we approach this limit, the noise induced in the heat channel, due to the random Joule dissipation of the leakage current into the Ge crystal, prevents the correct reading of the temperature. A further increase of the collecting voltage will substantially heat up the detector and dramatically reduce the heat sensor sensitivity. The noise in the ionization channel will also increase, due to fluctuations of the charge collection induced by the leakage current. Furthermore, the electric field into the Ge crystal is affected by important space charge formation between the leaking electrodes due to carrier trapping. Figure 2 shows typical current-voltage behavior of an FID800 EDELWEISS detector without any specific surface treatment or passivation. The temperature of the cryostat is fixed at 20 mK. For the test run, the detector is separated into four regions: a top flat surface, a bottom flat surface, a higher-half cylindrical surface and a lower-half cylindrical surface. The Al lines of each region are connected together using wedge

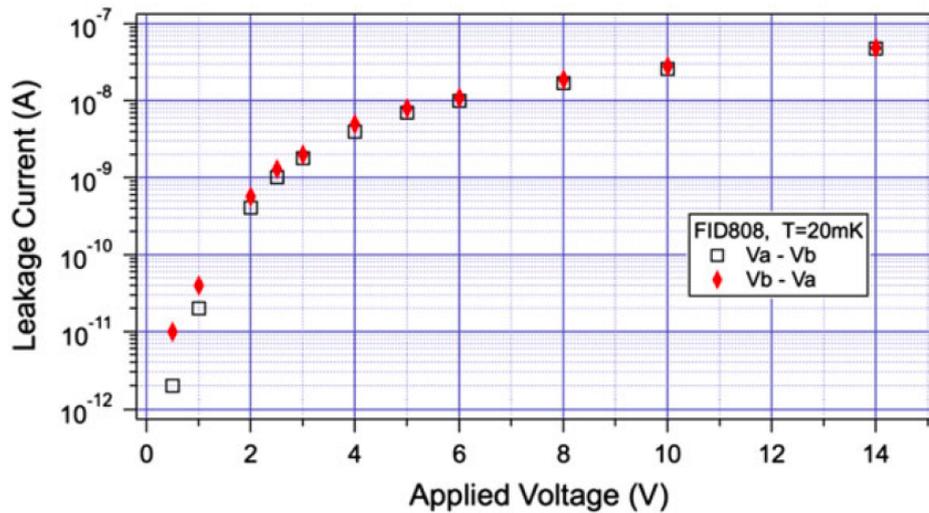


Fig. 2 Absolute value of the leakage current as a function of the applied voltage between two sets of interleaved electrodes on the flat surface of the crystal, with a spacing of 2 mm. Below 3 V we observe a difference on the leakage current when the voltage polarity is switched (Color figure online)

bonding to form two groups of interleaved electrodes. The detector can then be biased by 8 different sets of electrodes. During the leakage current tests, two adjacent sets of electrodes are biased at a time, all other signals being left floating. For the FID808 detector presented in Fig. 2, we observe a leakage current greater than 1 pA for an applied voltage as low as 0.5 V. This is incompatible with the specifications needed for the correct operation of the EDELWEISS detectors. Indeed, the minimum electric field for the detector not to be sensitive to space charge formation and surface trapping effects is 0.5 V/cm in the bulk of the HP-Ge and approximately 10 V/cm near its surface. Specific care must be taken with space charge formation on the surface and inside the Ge crystals when operating below 10 K. Hysteretic behavior of the I–V curves can be observed if the detector is not correctly regenerated after each I–V curve. The regeneration is performed by creating charges inside the Ge using gamma ray irradiation or LED illumination while keeping zero voltage on all electrodes.

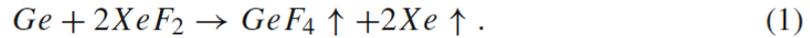
We systematically observe that leakage currents are not homogeneous on the entire Ge surface. Some regions operate correctly under relatively high voltage bias ($V > 20$ V between electrodes with $I < 1$ pA) while others are already leaking at few Volt. In addition, the localization of the leaking regions is different from one crystal to the other, suggesting no systematic relation between leakage currents and crystal geometry.

3 XeF₂ Etching of the Ge

Leakage currents were an important issue for the EDELWEISS-III FID800 type detectors. The standard process was unable to guarantee reproducibility in the maximum voltage that could be applied between electrodes, so we decided to test several surface treatments. We managed to dramatically reduce leakage currents by using a post-processing step based on XeF₂ dry etching of the detectors. XeF₂ is commonly used in Si micromachining in MEMS device fabrication and exhibits very high etching

selectivity of Si to Al, Au and SiO [2]. Etching of crystalline and amorphous Ge by XeF₂ is even more efficient compared to Si [3,4] provided that there is no hydrogen passivation. Indeed, the XeF₂ etching rate is very small for hydrogenated amorphous Ge, which is often used as a thin passivation layer for Ge detectors.

We used a Xactix Xetch e1 series equipment, based on a pulsed etching process. It is composed of an expansion chamber that controls the XeF₂ quantity used at each cycle and a main chamber that has been adapted to fit our detectors. The XeF₂ pressure into the expansion chamber, the sample etching time into the main chamber and the total number of cycles are adjustable parameters. The main chemical reaction for Ge etching by XeF₂ is very similar to Si etching:



At the beginning of each cycle a fixed quantity of XeF₂ is sent into the main vacuum chamber and interacts with the Ge crystal. The products of the reaction (GeF₄ and Xe) are gaseous and will therefore be pumped away at the end of each cycle. XeF₂ etching of Si and Ge results in very rough surfaces. To reduce roughness we can lower the pressure of the XeF₂ into the expansion chamber or increase the sample temperature during etching [5]. The etching parameters for the FID800 detectors were chosen as follows: no heating of the sample, 1.5 Torr of XeF₂ into the expansion chamber, 15 s etching time per cycle, and a total of 100 cycles. We have not used any wet etching prior to the XeF₂ for Ge surface cleaning. The only chemical etching was realized during the initial crystal polishing by the manufacturer. Scanning Electron Microscopy (SEM) pictures, shown in Figs. 3 and 4, illustrate the surface appearance of the Ge crystal after the XeF₂ processing. We clearly observe that etching begins at very localized spots of the crystal. After a while these spots are transformed into craters whose dimensions are growing with time. Craters can merge together to form bigger structures and small craters can also develop inside the bigger ones (Fig. 4). A strong XeF₂ etching will result in a very spongy-like surface. A global image of the FID detector flat surface (Fig. 3 left) shows the rough surface of the Ge (light gray) and the almost intact glossy Al circular electrodes. The estimated Ge thickness etched

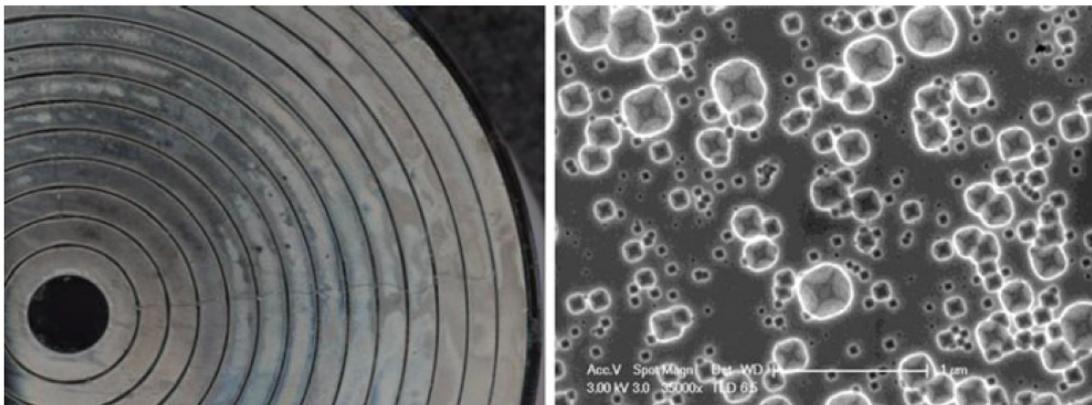


Fig. 3 Left optical picture of the flat surface of an FID detector after XeF₂ dry-etching. On the right we observe a SEM image of the Ge, showing the formation of craters by the dry-etching process (scale bar = 1 μm)

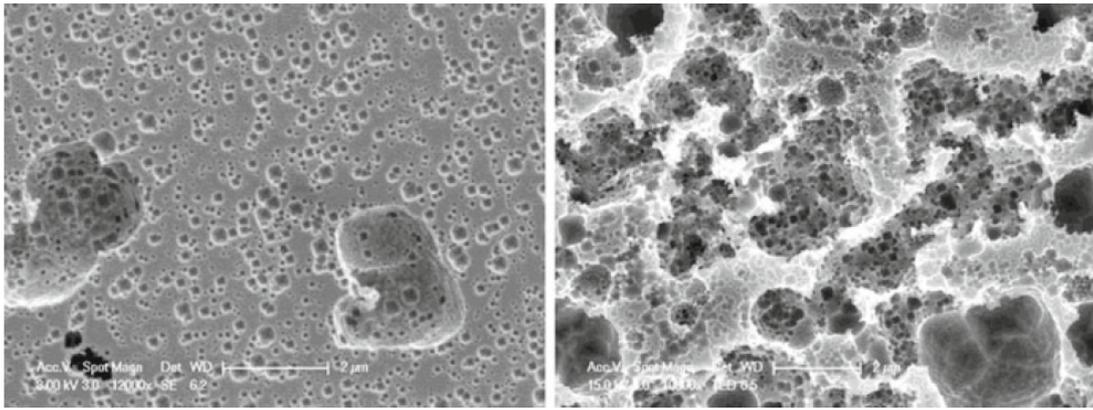


Fig. 4 *Left* SEM image showing very different size of etching craters (*scale bar* = 2 μm). *Right* We observe an extensively XeF_2 etched Ge surface, resulting in a very rough surface (*scale bar* = 2 μm)

by the above-mentioned 100-cycles process is not homogeneous on the whole crystal and lies between 1 and 20 μm .

4 Results and Discussion

Reduction of the FID detector leakage current after XeF_2 etching is very efficient and reproducible. In almost all our devices, it reduces the leakage currents below 1 pA, for an applied voltage of 20 V between the 2 mm-spaced adjacent FID electrodes. The effect of XeF_2 on leakage currents is progressive and cumulative; etching can be repeated a number of times if the desired voltage bias couldn't be applied. The limiting factor in the case of our detectors is the thickness of Al electrodes, which are etched by the XeF_2 , but at a much lower rate compared to Ge. The fact that XeF_2 dry etching affects the leakage currents suggests that these occur very close to the Ge surface. In some rare cases (1 out of 20 detectors) we observed a different behavior: the leakage current was not affected by XeF_2 for a given set of electrodes but was reduced everywhere else on the detector. We interpret this phenomenon as the superposition of surface and bulk leakage currents. Surface leakage occurs between the Al electrodes due to surface defects or insufficient surface passivation of the Ge while bulk leakage is due to charge injection under the Al electrodes (locally weak Schottky barrier). XeF_2 etching has no effect on bulk leakage currents, and detectors with such behavior need therefore to be fully reprocessed, after complete mechanical polishing and etching of their surface.

Despite the very rough Ge surface induced by XeF_2 etching, the charge collection efficiency for near surface events is not substantially affected on the FID800 EDELWEISS detectors. Calibration using a beta-particle radioactive source shows a surface-event quenching factor close to 0.3 at low energy [6]. This value is very close to the one observed on FID800 bolometers not processed by XeF_2 . Furthermore, we observed no evolution of the properties of XeF_2 etched detectors after several cool down cycles.

XeF_2 dry etching is therefore a very efficient method to reduce surface leakage currents of low temperature Ge detectors. The process described in this paper gives very reproducible results and is used as the last step of the EDELWEISS-III detector fabrication.

References

1. E. Armengaud et al., EDELWEISS collaboration. *Phys. Lett. B* **702**, 329 (2011)
2. P.B. Chu, J.T. Chen, R. Yeh, G. Lin, J.C.P. Huang, B.A. Warneke, K. Pister, *Solid-State Sensors & Actuators. 1997 International Conference TRANSDUCERS '97* (1997)
3. G.D. Cole, Y. Bai, M. Aspelmeyer, E.A. Fitzgerald, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 261102 (2010)
4. G. Xuan, T.N. Adam, P.-C. Lv, N. Sustersic, M.J. Copping, J. Kolodzey, J. Suehle, E. Fitzgerald, *J. Vac. Sci. Technol. A* **26**(3), 385 (2008)
5. K. Sugano, O. Tabata, in *Micromechatronics and Human Science, 2002 International Symposium on Micromechatronics and Human, Science* (2002), pp 47–52
6. J. Gascon, N. Bastidon, in *The proceedings of LTD-15 (Special Issue of the Journal of Low Temperature Physics)*

4.3.4 Conclusion

L'objectif de l'expérience EDELWEISS-III était la réalisation d'un assemblage de détecteurs cryogéniques atteignant une masse fiducielle suffisante pour obtenir une exposition de l'ordre de 3000 kg.jour en un semestre d'opération, sans être limité par le fond radioactif gamma ou les événements de surface. L'installation de 36 détecteurs FID800 au Laboratoire Souterrain de Modane a été finalisée et le dispositif cryogénique a été démarré en février 2014 (Figure 4.18). Il reste maintenant à confirmer les performances de cet ensemble, les premiers 3000 kg.jour étant attendus pour la fin 2014. La prise de données pourrait se poursuivre sur deux ans pour atteindre 12000 kg.jour, et une sensibilité de l'ordre de 10^{-9} pb (10^{-45} cm²) pour la section efficace d'interaction WIMP-nucléon (Figure 4.19).

En parallèle, un important travail sur l'abaissement des seuils ionisation et chaleur a démarré au sein de la collaboration EDELWEISS pour la recherche des WIMPs de faible masse, dans la gamme 1 GeV – 20 GeV. Ce travail vise la mise en place de nouveaux transistors front-end à base de HEMTs pour la voie ionisation, ainsi que l'utilisation de senseurs thermiques plus performants. La possibilité de faire fonctionner les détecteurs à des tensions de collecte beaucoup plus élevées est aussi envisagée afin d'augmenter l'effet Luke dans le Ge. Ceci nous permettrait de détecter des événements de très faible énergie mais au détriment de la qualité d'identification entre reculs électroniques et reculs nucléaires.



Figure 4.18 : Installation de 36 détecteurs FID800 au LSM en janvier-février 2014.

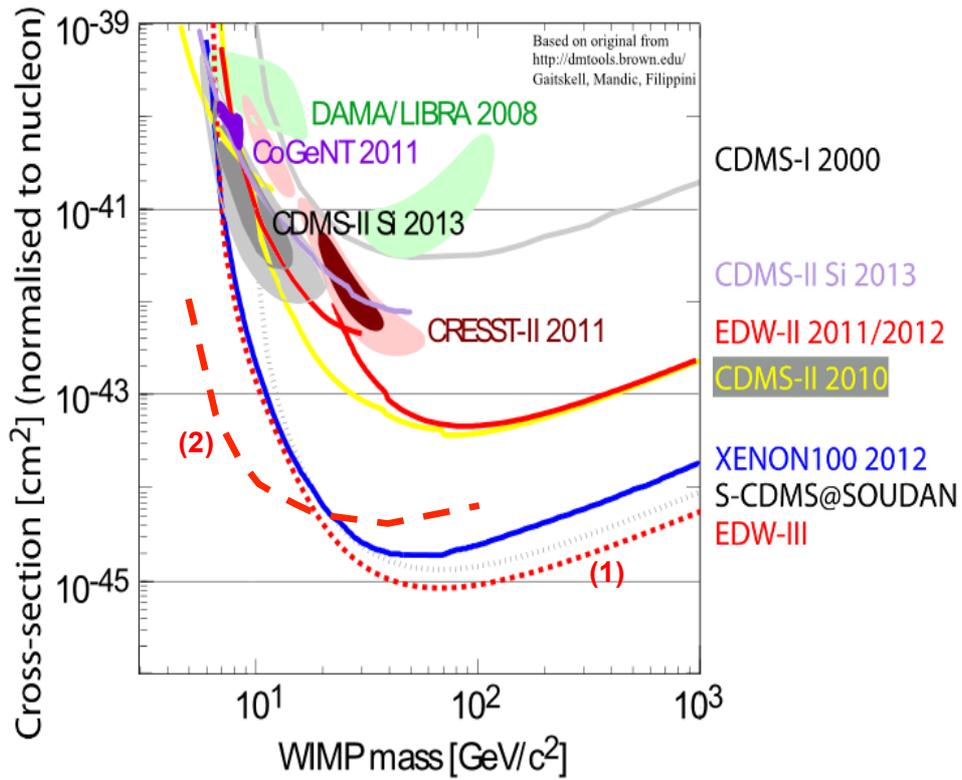


Figure 4.19 : Courbes d'exclusion obtenus et projetés (S-CDMS@SOUDAN & EDW-III) par différentes expériences de recherche de matière noire non baryonique. Les sections efficaces se situant au-dessus des courbes sont exclues. La courbe 1 correspond à la sensibilité projeté pour l'expérience EDW-III avec les performances actuelles et 12000 kg.jour de données. La courbe 2 correspond à 10 fois moins de données (1200 kg.jour) mais avec un seuil en énergie 5 fois plus bas ($E_R=3\text{keV}$, 300eV FWHM sur la voie ionisation).

4.4 REFERENCES

- [1] E. Armengaud et al. "Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes", Phys. Lett. B **702** (2011), p 329-335
- [2] T. Shutt et al. ,Nucl. Inst. Meth. A, **444**, 340 (2000)
- [3] B. Neganov and V. Trofimov, Otkrytia i izobretenia **146**, 215 (1985)
- [4] P.N. Luke, J. Appl. Phys. **64**, 6858 (1988).
- [5] C.N. Bailey et al. "Detector Development for the Next Phases of the Cryogenic Dark Matter Search: Results from 1 Inch Ge and Si Detectors", J Low Temp Phys, **151**, pp 211–215, (2008)
- [6] A. Broniatowski, et al. " A new high-background-rejection dark matter Ge cryogenic detector" Phys. Lett. B, Vol **681**, 4, pp. 305-309, (2009)