



HAL
open science

Superconducting detectors for astronomy and astrophysics

Faouzi Boussaha

► **To cite this version:**

Faouzi Boussaha. Superconducting detectors for astronomy and astrophysics. Instrumentation and Methods for Astrophysic [astro-ph.IM]. Observatoire de Paris, Université Paris Sciences et Lettres (PSL), 2020. tel-03240638

HAL Id: tel-03240638

<https://hal.science/tel-03240638>

Submitted on 28 May 2021

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.

**Mémoire en vue de l'obtention du
Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches
Observatoire de Paris
Université Paris Sciences et Lettres (PSL)**

Faouzi Boussaha

**DETECTEURS SUPRACONDUCTEURS
POUR
L'ASTRONOMIE ET L'ASTROPHYSIQUE**

soutenue le 20 novembre 2020

Composition du jury :

Javier Briatico	Directeur de Recherche CNRS	Rapporteur
Bruno Maffei	Professeur des Universités	Rapporteur
Christophe Goupil	Professeur des Universités	Rapporteur
Frédérique Gadot	Professeure des Universités	Examineur
Elisabetta Caffau	Directrice de Recherche CNRS	Examineur
Jérôme Lesueur	Professeur des Universités	Examineur
Michel Piat	Professeur des Universités	Examineur

Introduction	5
Chapitre I - Récepteurs hétérodynes submillimétriques à base de SIS	12
I. Jonction SIS	14
II. Récepteurs hétérodynes à base de jonctions SIS	15
III. Mélangeurs de fréquences SIS à large bande FI	19
VI. Mélangeur de fréquences SIS multipixel	20
V. Conclusion	21
Chapitre II - Oscillateurs submillimétriques à base de jonctions SIS	23
I. Jonction Longue Josephson	25
II. Courants Josephson dans les multijonctions	26
III. Générateur de signaux submillimétriques	27
IV. Développement de circuits oscillateur/détecteur intégrés	28
V. Autre application : Magnétomètre	30
VI. Conclusion	31
Chapitre III - Mélangeurs THz à base de HEB en technologie guide d'ondes	33
I. Bolomètres à électrons chauds (HEB)	35
II. Mélangeurs HEB	37
III. Mélangeurs THz en technologie guide d'ondes	38
III.1 Mélangeur THz simple (non-équilibré)	38
III. 2 Mélangeur THz équilibré	40
III.3 Mélangeur de fréquences multipixels	44
IV. Développements de couches ultraminces en NbN et guide d'ondes THz	44
V. Conclusion	46
Chapitre IV- Détecteurs à inductance cinétique	48
I. Détecteurs à inductance cinétique	50
I.1 Avantages des MKIDs	51
I.2 Potentielles applications des MKIDs en astronomie optique	52
I.3 Principales caractéristiques des MKIDs	53
II. Développement des détecteurs MKIDs à l'Observatoire de Paris	55
II.1 LEKIDs à capacité parallèle à diélectrique	55
II.2 LEKIDs à capacité parallèle sans diélectrique	61
III. Conclusion	63
V. Conclusion générale et perspectives	65
Références	74
Annexes	79
I. Principales publications, conférences, brevets et revue grand public	82
II. Encadrements	82
II.1 Thèses	82
II.2 Participation aux travaux de thèses et postdocs	82
II.3 Stages	83
II.4 Membre de jurys de thèse	84
III. Enseignements	84

Introduction

Animé par la quête du sens ou simplement par nécessité, l'Homme a toujours scruté le ciel d'abord en observant les astres qui lui sont visibles puis, grâce à des d'instruments de plus en plus sophistiqués, en sondant les objets les plus primitifs situés aux confins de l'Univers ou en traquant les constituants invisibles du milieu interstellaire jusqu'à la matière primordiale qui a donné naissance aux premières étoiles et galaxies. Le développement continu d'une instrumentation innovante et performante constitue la clé qui permet d'appréhender la formidable complexité des phénomènes à l'œuvre dans l'Univers. A l'instar des cellules de la rétine de l'œil humain dont les propriétés physiologiques sont modifiées par l'absorption de photons visibles, l'observation astronomique repose toujours sur le même principe de détection qui consiste à exploiter la modification par les photons absorbés – ainsi que les ondes électromagnétiques associées, des caractéristiques intrinsèques de matériaux judicieusement choisis et élaborés, et ce quelle que soit la complexité des instruments. Jusqu'à la détection des ondes gravitationnelles en 2016 par l'instrument LIGO [1], les ondes électromagnétiques dont le spectre s'étend des ondes kilométriques jusqu'aux rayons gamma constituent le support d'information principal pour sonder l'Univers.

Mes activités de recherche instrumentale s'effectuent dans le cadre de la recherche astronomique et astrophysique et concernent essentiellement deux régions du spectre électromagnétique qui, en outre, sont contiguës. La première région est l'infrarouge lointain, et plus précisément les régions millimétrique et submillimétrique appelées aussi térahertz (THz), dont les longueurs d'onde se situent typiquement entre ~ 3 mm et ~ 60 μ m correspondant aux fréquences allant de $f = k_B T/h \approx 300$ GHz à 5 THz. La deuxième fenêtre spectrale sur laquelle je travaille actuellement est l'infrarouge proche et le visible, typiquement entre 400 nm et 1,6 μ m. De manière générale, quelle que soit la longueur d'onde, pour répondre aux exigences thématiques extrêmement élevées, nécessitant une instrumentation de pointe souvent inexistante, l'astronomie et l'astrophysique ont souvent fait figure de précurseur dans le développement de nouvelles technologies.

Domaine millimétrique, submillimétrique/THz

C'est notamment le domaine du rayonnement des objets froids, de l'atmosphère des planètes, des nuages interstellaires, des étoiles et des systèmes planétaires en formation, du rayonnement fossile émis environ 380 000 ans après le big bang, appelé le fond diffus cosmologique ou CMB (Cosmic Microwave Background), etc. L'observation millimétrique et submillimétrique repose essentiellement sur deux techniques de détection : la détection incohérente, ou directe, et la détection cohérente, appelée aussi détection hétérodyne. La détection incohérente est simple dans son principe ; elle consiste à détecter et analyser directement le signal produit par l'absorption de photons incidents par le détecteur. Dans le cas de la détection hétérodyne dont le principe de fonctionnement est décrit dans la figure 1, le signal astrophysique subit d'abord un déplacement de son contenu spectral, et ce sans perte d'information, vers les basses fréquences, typiquement quelques GHz avant d'être analysé. Pour ce faire, elle utilise deux éléments clés : le mélangeur de fréquences, qui fait aussi office de détecteur, et le générateur de signaux hyperfréquences, appelé oscillateur local (OL). La sensibilité d'un récepteur hétérodyne tient en premier lieu de la sensibilité du mélangeur.

La détection directe mesure une intensité et permet d'accéder uniquement à l'amplitude du signal incident tandis que la détection cohérente permet de restituer, en plus de son amplitude, sa phase également. L'autre différence majeure entre les deux techniques concerne la résolution spectrale. La détection hétérodyne permet d'atteindre de très hautes résolutions spectrales, jusqu'à $f/\Delta f \approx 10^7$, qui sont requises pour résoudre les très fines transitions atomiques et moléculaires, tandis que la détection directe peut atteindre difficilement $\sim 10^6$ au prix d'une instrumentation couteuse, complexe volumineuse, et dont le déploiement dans l'espace s'avère souvent impossible. La sensibilité limite des récepteurs hétérodynes est donnée par la limite quantique qui peut être exprimée par la température équivalente de bruit $T = hf/K$. Elle est de 0,05 K par 1 GHz ou 50 K par 1 THz. Quant à la détection directe, son bruit est théoriquement limité uniquement par le bruit du photon à détecter. En pratique, il l'est aussi par le bruit thermique émis par l'environnement, particulièrement par l'antenne du télescope, ainsi que par l'atmosphère dans le cas des télescopes terrestres ou embarqués sur des plateformes à quelques dizaines de km de la surface de la Terre grâce à des avions (jusqu'à 14 km) ou des ballons stratosphériques (jusqu'à 40 km).

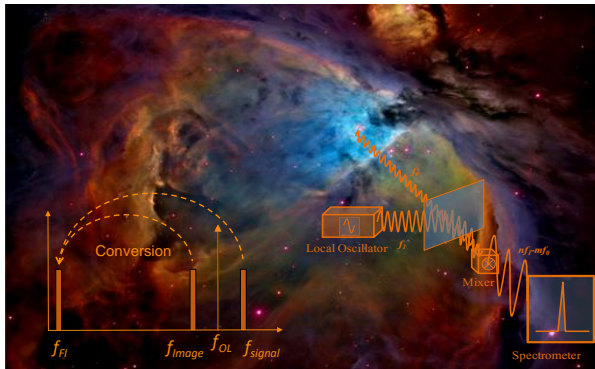


Figure 1 : Illustration de la technique hétérodyne qui consiste à introduire simultanément à un mélangeur de fréquences, le signal de fréquence f_s provenant de l'univers, et un signal artificiel monochromatique créée par un oscillateur local de fréquence f_{OL} , proche de celle du signal incident. Les battements produits à la sortie du mélangeur seront filtrés pour en extraire les signaux basses fréquences, qui seront amplifiés avant d'être analysés par un spectromètre de haute résolution spectrale. La fréquence des signaux extraits est appelée fréquence intermédiaire FI tel que $f_{FI}=f_{OL}-f_s$.

Grâce aux températures de fonctionnement extrêmement basses, quelques kelvins à quelques dizaines de millikelvins, associées à leurs propriétés physiques uniques liées aux phénomènes supraconducteurs des matériaux qui les constituent, les détecteurs supraconducteurs permettent d'atteindre des performances ultimes, et ce dans une large gamme de longueurs d'onde allant de l'infrarouge lointain, jusqu'au rayon X et gamma. Avant qu'elle ne soit supplantée par les détecteurs supraconducteurs que sont les jonctions Josephson de type Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur (SIS) et les bolomètres à électrons chauds (HEB), la diode Schottky [2] - une diode formée d'une jonction métal-semiconducteur, fut le seul dispositif utilisé pour construire des récepteurs hétérodynes suffisamment performants pour répondre aux exigences de nombreuses applications astronomiques. La figure 2 présente les sensibilités typiques des mélangeurs de fréquences actuels, quantifiée par la température équivalente de bruit, en fonction de la fréquence. Les détecteurs supraconducteurs sont plus sensibles, pouvant approcher la limite quantique $h\nu/k$. Ils présentent un autre avantage de taille ; la puissance de l'oscillateur local nécessaire pour leur fonctionnement optimal est de quelques dizaines à quelques centaines de nW alors qu'il en faudrait en moyenne 1000 fois plus pour une diode Schottky. Jusqu'à environ 1 THz, les jonctions SIS représentent les mélangeurs de fréquences submillimétriques les plus performants. Leur sensibilité est sans commune mesure avec celle des diodes Schottky. Son niveau de bruit peut être extrêmement faible et approcher le bruit quantique $h\nu/k$. De plus, elles sont susceptibles de produire du gain de conversion contrairement aux mélangeurs classiques à Schottky.

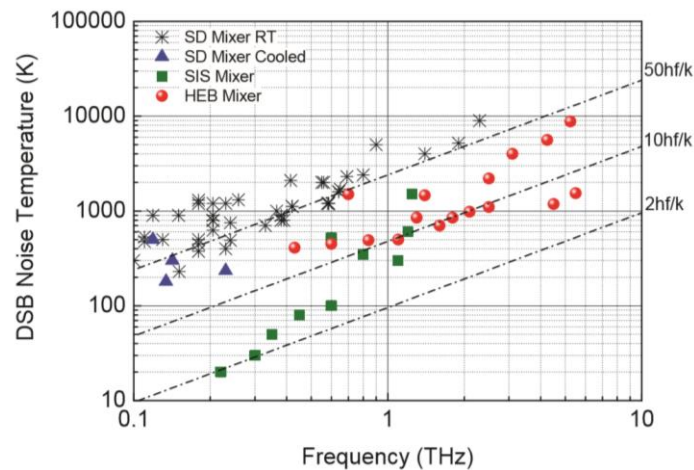


Figure 2 : Comparaison des sensibilités des récepteurs hétérodynes à base de diode Schottky (SD) refroidie et à température ambiante (RT), de jonction Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur (SIS) et de bolomètre à électrons chauds (HEB), exprimées en température de bruit récepteur équivalente double bande en fonction de la fréquence [3].

Comparativement au HEB, le mélangeur SIS présente un autre atout majeur. Il permet une plus large bande passante à la fréquence intermédiaire (FI), qui est nécessaire lorsqu'il s'agit d'analyser des

Détecter et identifier les constituants du milieu interstellaire permet de reconstituer les séquences complexes du cycle de vie des étoiles au cœur des galaxies comme décrit dans la figure 4. C'est l'exemple de l'eau et ses isotopes [9], du monoxyde de carbone CO [10], qui jouent un rôle important dans lesquels et partir desquels se forment les étoiles.

La technique hétérodyne et l'observation du premier trou noir

En 2015, le consortium international Event Horizon Telescope (EHT) a dévoilé la première image d'un trou noir jamais réalisée [11] (cf. figure 5). Sachant qu'aucune lumière ne peut s'échapper d'un trou noir, il s'agit en réalité d'une image révélant le contraste entre le trou noir, qui est invisible, et le disque de gaz l'entourant qui lui est « visible ».

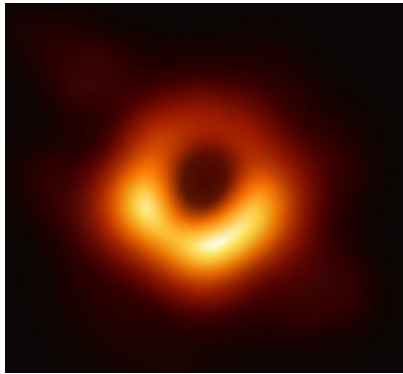


Figure 5 : Observation du premier trou noir supermassif situé dans la galaxie M87 qui fait partie des galaxies de l'amas de la vierge, distante à environ 57 millions d'années-lumière de la terre.

L'image a en réalité été réalisée à une longueur d'onde de $\lambda=1,3$ mm (230 GHz) où, contrairement aux photons optiques, les photons millimétriques peuvent voyager du centre de la galaxie jusqu'à la terre sans encombre. Cependant, à cause de sa très faible taille, il ne peut être précisément observé y compris avec le plus grand télescope dont la résolution angulaire donnée par λ/D , où λ est la longueur d'onde du rayonnement observé et D est le diamètre de l'antenne du télescope, reste bien en deçà des exigences nécessaires pour une telle observation. Afin d'atteindre la résolution requise, le consortium EHT a fait appel à la technique du VLBI (Very Large Baseline Interferometer) qui fait intervenir plusieurs télescopes synchronisés. Grâce à la technique hétérodyne qui permet de resituer la phase – un paramètre crucial pour la synchronisation, le réseau de télescopes fonctionne alors comme un unique télescope dont la résolution angulaire est déterminée non pas par la taille d'une antenne, mais par la distance séparant les différents télescopes. Afin d'assurer la plus grande surface équivalente, plusieurs radiotélescopes disséminés à la surface de la Terre ont été sollicités. Nous citerons APEX installé dans le désert d'Acatama au Chili (télescopes de l'hémisphère sud), NOEMA-IRAM sur le plateau de Bure (France), CSO à Hawaii (télescopes de l'hémisphère nord) qui ont comme point commun d'utiliser des mélangeurs SIS fonctionnant à 230 GHz.

Domaine de l'optique

L'optique qui inclut l'infrarouge proche et le visible permet d'observer et d'étudier l'Univers chaud, typiquement quelques milliers de degrés Celsius, en utilisant là aussi la spectroscopie, ainsi que la photométrie. Il y a la spectroscopie, qui en observant les raies spectrales d'absorption de la source lumineuse, permet de connaître ses constituants et les processus physico-chimiques à l'œuvre. Elle permet aussi la détermination de leur décalage vers le rouge (redshift), noté z , qui se faisant, permet de déduire leur vitesse ainsi que leur distance. L'autre technique est la photométrie qui consiste à mesurer le flux ou l'intensité lumineuse des objets observés. Grâce à cette technique, il est possible d'estimer leur âge, leur température et leur masse. Elle permet aussi de détecter les objets dynamiques tels que les sursauts gamma, des supernovæ et tout type de phénomène transitoire rapide. Elle est aussi utilisée pour détecter les exoplanètes en mesurant la différence d'intensité lors de l'éclipse d'une étoile par la planète qui gravite autour. La combinaison des deux techniques permet de détecter et d'étudier plusieurs objets à faible intensité tels que les corps mineurs (comètes, astéroïdes) et les galaxies naines ultra-compactes et ultra-pâles, appelées UFD pour Ultra-Faint Dwarfs où des informations détaillées sur leurs populations stellaires, leur teneur en métaux (métallicité) ainsi que sur leur âge et masse, permettront de mieux comprendre le processus de formation des galaxies. En astronomie optique et infrarouge proche,

les détecteurs les plus utilisés actuellement sont les détecteurs CCD⁵ et CMOS⁶ [12]. Inventés par les laboratoires Bell en 1969, les CCD sont arrivés à maturité pour les applications astronomiques il y a une vingtaine d'années. La technologie CMOS est plus récente et se caractérise par une plus grande vitesse de lecture grâce à une architecture et un mode de fonctionnement différents. L'un et l'autre sont à base de photodiodes semi-conductrices dont le principe de détection repose sur la conversion des photons lumineux en paires électron-trou, lue sous forme d'une tension, ce qui permet de les utiliser naturellement et uniquement comme photomètre. Pour réaliser en plus la spectroscopie, il est nécessaire d'insérer dans le chemin optique des éléments optiques tels qu'un prisme ou un réseau diffusant afin de diviser préalablement la lumière avant la détection de la couleur souhaitée. Ceci induit forcément la perte de photons. Or, en astronomie chaque photon compte ! En outre, étant donné qu'ils sont réalisés à partir du silicium dont le gap d'énergie est typiquement de $\Delta E \approx 1,1$ eV, ces détecteurs deviennent insensibles aux photons de faible énergie, dont les longueurs d'onde sont supérieures à $\lambda = 1,1$ μm . Dans ce cas, une caméra CCD ou CMOS ne peut couvrir au mieux que 0,3 - ~ 1 μm .

Les supraconducteurs qui se caractérisent par un gap d'énergie beaucoup plus faible, rendent possible la détection de photons de plus grande longueur d'onde. A titre d'exemple, le gap d'énergie de l'aluminium supraconducteur de $\Delta E \approx 0,180$ meV est environ 6000 fois plus faible que celui du silicium. Au début des années 2000, un nouveau détecteur supraconducteur appelé inductance cinétique appelé MKID (Microwave Kinetic Inductance Detector) pouvant couvrir toute la bande visible et infrarouge a été inventé par Caltech-JPL (NASA). En réalité, il est capable de couvrir une très large bande de longueurs d'onde allant de l'infrarouge lointain, jusqu'au rayon X et présente de nombreux avantages comparativement aux détecteurs semi-conducteurs. Grâce aux MKIDs, il est par exemple devenu possible de construire des spectrophotomètres sans le recours aux éléments optiques puisqu'ils sont capables de simultanément compter les photons et de mesurer leurs énergies. En termes de bruit, contrairement aux détecteurs semi-conducteurs, y compris lorsqu'ils sont refroidis, les détecteurs MKIDs ne souffrent ni de bruit de lecture ni de bruit de courant d'obscurité. Un autre atout majeur des MKIDs concerne la grande vitesse de lecture de l'ensemble des pixels d'une matrice qui peut être réalisée en temps réel pendant l'observation facilitant l'étude des phénomènes transitoires rapides (sursauts gamma, binaires à éclipse, etc.). Ceci n'est pas réalisable avec les CCD et les CMOS qui sont beaucoup plus lents.

Eléments de mon Parcours

Mes activités de recherche ont réellement débuté par un stage de six mois effectués à l'Institut d'Electronique Fondamentale de l'Université de Paris Sud, sur la caractérisation des transistors bipolaires à hétérojonction en technologie InP à différentes températures, en vue de l'obtention du diplôme d'Etudes approfondies (DEA) en Electronique, Capteurs et Circuits Intégrés. Grâce à un cofinancement CNRS/CNES, j'ai effectué ensuite une thèse au Laboratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique (LERMA) de l'Observatoire de Paris sous la codirection de Dr. Morvan Salez et Pr. Pierre Encrenaz sur les récepteurs hétérodynes submillimétriques ultrasensibles pour l'astronomie et l'astrophysique. Les résultats obtenus durant ma thèse dont le sujet concernait plus précisément le développement d'un démonstrateur de récepteur hétérodyne submillimétrique ultralarge bande (480-640 GHz) à base de jonctions SIS (Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur) fonctionnant à 4K, avait notamment contribué à valider un nouveau concept pour le premier canal de l'instrument hétérodyne HIFI du satellite Herschel dont le LERMA avait la charge. A l'issue de ma thèse, j'ai définitivement intégré le LERMA comme ingénieur de recherche CNRS, où, dans un premier temps, j'ai poursuivi les études expérimentales et théoriques sur les nouveaux mélangeurs SIS en mettant en évidence, dans certains d'entre eux, des propriétés remarquables, qui permettent d'entrevoir de nouvelles applications en magnétométrie ultrasensible ou en télécommunication ultrarapide. Ces études ont, par exemple, donné lieu à la publication de trois articles dans des journaux à comité de lecture et ont contribué au dépôt d'un brevet avec deux collègues chercheurs de l'Unité mixte Thales-CNRS. En outre, ils ont aussi largement contribué à l'obtention d'une bourse de la NASA pour effectuer un séjour postdoctoral au Jet Propulsion Laboratory (JPL) de la NASA, dans le groupe Submillimeter-Wave

⁵CCD : Charge Coupled Devices.

⁶CMOS : Complementary Metal-Oxide-Semiconductor.

Advanced Technologies (SWAT), avec Dr. Jonathan Kawamura. Durant un peu plus de deux ans, j'ai développé au JPL des récepteurs hétérodynes à base de bolomètres à électrons chauds (HEB) en nitrure de niobium (NbN) ultramince $\sim 4\text{-}5$ nm d'épaisseur, pour des applications au-delà de 2 THz. Plus particulièrement, j'ai démontré la faisabilité des mélangeurs de fréquences simple et équilibré fonctionnant à très haute fréquence (1,9 THz, 2,7 THz, 4,7 THz) en technologie guides d'ondes THz en vue des projets de ballons stratosphériques de la NASA tels que STO⁷ [13] et GUSSTO⁸ [14]. A l'issue de mon séjour postdoctoral, j'ai continué à collaborer avec le JPL sur cette thématique, où nous avons étendu les nouveaux concepts pour la mise en œuvre de récepteurs hétérodynes multipixels en technologie guide d'ondes (4 et 16 pixels).

Ma principale activité de recherche actuelle est dédiée aux détecteurs MKIDs, le dernier-né des technologies de détecteurs supraconducteurs à fort potentiel d'application dans de nombreuses thématiques relatives à l'astronomie, mais pas uniquement. J'ai commencé à travailler sur les MKIDs en encadrant d'abord un stage de Master 2 qui a débouché sur une thèse, que j'ai codirigée avec Piercarlo Bonifacio, chercheur en astronomie au GEPI. Financée par l'Ecole Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France et soutenue en octobre 2019, elle avait pour objectif le développement de détecteurs MKIDs fonctionnant dans le visible et l'infrarouge proche où les premières matrices utilisant une nouvelle géométrie ont été développées avec succès. Ces résultats ont par exemple largement contribué à l'obtention d'un financement de l'agence de recherche européenne (ERC) par Piercarlo Bonifacio comme investigateur principal, pour construire un instrument que nous avons appelé SPIAKID pour Spectro-Photometric Imaging in Astronomy with Kinetic Inductance Detectors, dont le développement a commencé début 2020 au sein du GEPI. Il s'agit d'un spectro-imageur qui sera installé au foyer du télescope NTT de 3,5 m dans le désert d'Acatama au Chili. SPIAKID sera dédié à l'observation et l'étude des galaxies ultracompactes et ultra-faibles intensités dans le Groupe Local. Par ailleurs, la recherche sur les MKIDs se poursuit actuellement également dans le cadre d'une nouvelle thèse que je codirige aussi avec Piercarlo Bonifacio. Cofinancée par le CNES et le projet SPIAKID, elle a pour principal objectif l'étude physique des nouvelles géométries en vue d'améliorer les performances intrinsèques des détecteurs notamment en termes de sensibilité et d'efficacité quantique. Le développement des MKIDs est également mené en collaboration avec l'APC, particulièrement dans le cadre des travaux de thèse (Alexandro Traini) et de postdoc (Jie Hu), encadrés par Michel Piat, ainsi qu'avec l'équipe d'Alessandro Monfardini de l'institut Néel de Grenoble.

Organisation du mémoire

Dans le présent mémoire, qui se veut une synthèse de mes d'activités de recherche s'étalant entre 2000 et 2019, je ferai état des résultats qui ont été obtenus essentiellement dans le cadre des travaux menés à l'Observatoire de Paris et au JPL-NASA. Néanmoins, il ne peut prétendre être aussi exhaustif qu'un mémoire de thèse, mais y figurera les principales études que j'ai menées ou dans lesquelles j'ai été activement et pleinement impliqué.

Il est organisé en quatre chapitres. Chaque chapitre est structuré en trois parties : une première partie présentant les définitions de base ainsi que le principe général de fonctionnement du dispositif étudié, une seconde partie résumant les principaux résultats obtenus notamment ceux qui n'apparaissent pas dans les publications et une dernière partie qui sera sous forme de reproduction d'un ou deux principales publications. Dans le premier chapitre, je présenterai les principaux résultats des études menées sur les mélangeurs de fréquences submillimétriques ultralarge bande à base de jonctions SIS. Dans le second chapitre, je ferai état des études expérimentales et théoriques sur les réseaux de jonctions SIS. Je présenterai dans le troisième chapitre ma contribution aux développements du second type de mélangeur de fréquences qui permet la montée en fréquence des récepteurs hétérodyne au-delà de 1 THz, à savoir les HEB. Le quatrième chapitre fera l'objet des détecteurs à inductance cinétique infrarouge proche et visible. Je terminerai ce mémoire par une conclusion générale ainsi que des perspectives.

⁷STO : Stratospheric Terahertz Observatory.

⁸GUSSTO : Galactic/Extra-Galactic Ultra-Long Duration Balloon Spectroscopic/Stratospheric THz Observatory.

Chapitre I

Récepteurs hétérodynes submillimétriques (SIS) Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur

Dans ce premier chapitre, je vais présenter les principaux résultats sur les mélangeurs à jonction SIS obtenus dans le cadre de ma thèse puis dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire d'Astrophysique de l'Université d'Oxford. Par souci de clarté, je commencerai d'abord par donner quelques définitions de base sur les jonctions SIS ainsi que sur son fonctionnement en mode mélangeur de fréquences.

I. Jonction SIS

Définition et principe de fonction

Une jonction SIS, qui est un type de jonction Josephson [14], est formée de deux électrodes supraconductrices séparées par une couche isolante. Comme décrit succinctement dans la figure I-1, lorsque celle-ci est suffisamment fine, typiquement une dizaine d'angströms, des paires d'électrons de charge $2e$, appelées paires de Cooper, la traversent sans perte par effet tunnel. Ceci se traduit par l'apparition d'un courant, le courant Josephson, à tension nulle dans la caractéristique courant-tension, comme présenté dans la figure I-1.a. Selon la théorie élaborée en 1957 par Bardeen, Cooper et Schrieffer, appelée BCS [15], une paire de Cooper, qui est à la base de la supraconductivité, est créée à partir d'une température suffisamment basse, appelé température critique T_c . Dans ce cas, par l'intermédiaire des vibrations du réseau cristallin qu'on appelle des phonons, deux électrons de spin et moment opposés vont s'attirer plus que se repousser. Les paires de Cooper se comportent comme des bosons et suivent par conséquent la statistique de Bose-Einstein. En outre, l'ensemble des paires dans un supraconducteur peut être décrit par une seule fonction d'onde $\psi = |\psi| e^{j\varphi}$, où φ est la phase du supraconducteur, qui peut être cohérente sur une grande longueur, car insensible aux collisions avec le réseau cristallin. L'énergie qui relie les deux électrons d'une paire est donnée par $2\Delta \approx 3,4k_B T$ [15] où Δ est l'énergie de gap séparant l'état supraconducteur de l'état normal dans le film supraconducteur et k_B est la constante de Boltzmann.

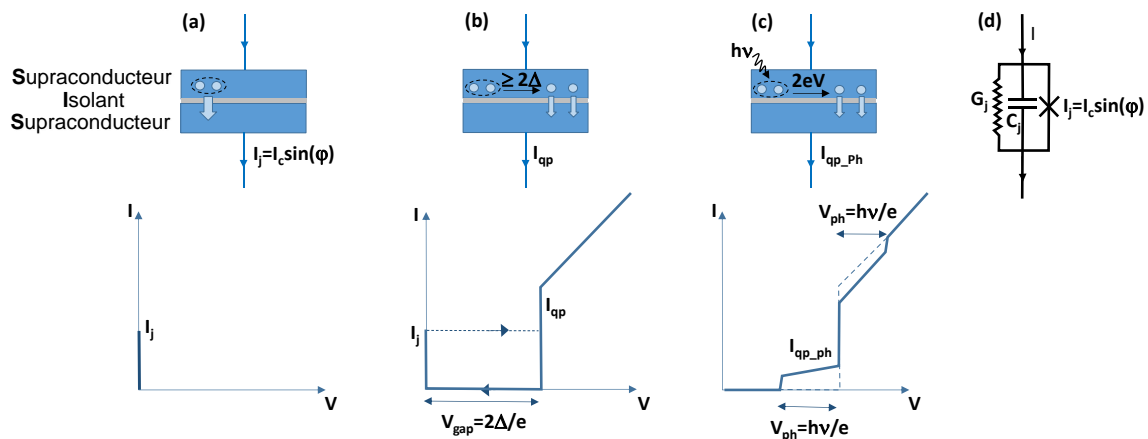


Figure I-1 : (a) en l'absence de différence de potentiel entre les électrodes, les paires de Cooper traversent par effet tunnel la barrière isolante. Ceci se traduit par un courant à tension nulle dans la caractéristique courant-tension. (b) Lorsque la jonction est polarisée par une tension $V > V_{\text{gap}} = 2\Delta/e$, les paires de Cooper se brisent en quasiparticules. (c) En présence d'un rayonnement électromagnétique, lorsque la tension appliquée V_0 est inférieure à la tension de gap $V_{\text{gap}} = 2\Delta/e$, les photons d'énergie $h\nu$ font passer les quasiparticules entre les deux électrodes en leur communiquant l'énergie manquante $V_0 + n h\nu/e > V_{\text{gap}}$ avec n entier. La jonction répond alors par l'apparition de marches de courant, appelées marches de courant photo-assisté, à des tensions correspondantes à la fréquence du rayonnement. (d) Schéma équivalent électrique d'une jonction SIS.

Lorsque la jonction est soumise à une énergie externe supérieure à 2Δ , celle-ci provoquera la brisure des paires de Cooper en quasiparticules de charge e qui, en traversant la couche isolante par effet tunnel, donnera lieu à une conductance fortement non linéaire comme indiqué dans les caractéristiques courant-tension des figures I-3.b et I-3.c. L'énergie externe peut être une différence de potentiel électrique d'énergie eV (cf. figure I-3.b), un photon d'énergie $h\nu$ ou l'association des deux comme dans le cas de la figure I-3.c. C'est grâce à cette caractéristique non linéaire qu'il est possible de réaliser le mélange de fréquences. Les courants de paires de Cooper sont, dans ce cas, sources de bruit et doivent être supprimés

grâce à un champ magnétique extérieur appliqué dans le plan du mélangeur. Du point de vue électrique, comme présenté dans la figure I-1.d, une jonction SIS peut être modélisée par une capacité C_j , définie par sa géométrie et la constante diélectrique de la couche isolante, en parallèle avec une conductance non linéaire G_j produite par les courants de quasiparticules et une source de courant Josephson qui obéit à la loi $I_j = I_c \sin(\varphi_s)$ où I_c est le courant critique de la jonction et $\varphi_s = \varphi_{s1} - \varphi_{s2}$ est la différence de phase entre les deux électrodes. La capacité C_j court-circuite les signaux RF et doit par conséquent être compensée en adaptant son impédance par une réactance inductive, et ce dans une large bande de fréquence. Ceci est d'autant plus ambitieux que cette adaptation d'impédance doit être réalisée à très haute fréquence.

II. Mélangeur de fréquences SIS large bande 480-640 GHz

La figure I-2 illustre le schéma de principe d'un récepteur hétérodyne simple utilisant un mélangeur de fréquence supraconducteur, refroidi à 4,2 K, et un oscillateur de fréquence (OL). Les signaux RF et OL sont simultanément couplés au mélangeur grâce à des éléments quasioptiques utilisant soit un séparateur de faisceau (beam splitter) ou un interféromètre de type Martin Puplett. Le signal à la fréquence intermédiaire $f_{FI} = f_{\text{signal}} - f_{OL}$, issu du mélange, est ensuite amplifié puis analysé. Comme illustré dans le spectre de la figure I-2, la bande FI peut être générée aussi par la conversion d'une fréquence image dont la fréquence est $f_{\text{image}} = f_{OL} - f_{FI}$. Il s'agit dans ce cas d'un mélangeur à double bande latérale (DSB : Double Side band). La bande image contribue au bruit du mélangeur et l'éliminer par filtrage améliore sa sensibilité. On parle alors de mélangeur à bande latérale séparée (SSB : Single Side Band) [16].

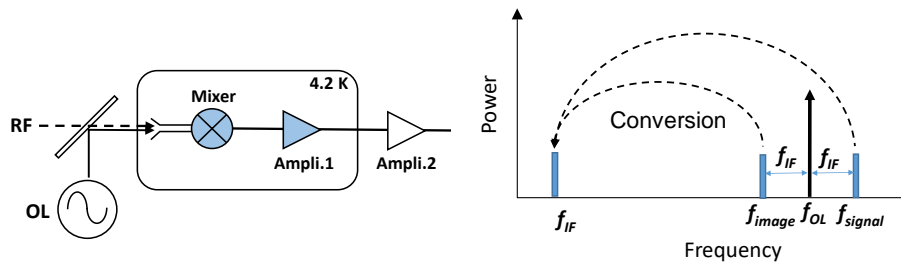


Figure I-2 : Schéma de principe d'un mélangeur de fréquences non équilibré.

Les matériaux à partir desquelles sont réalisées les jonctions SIS constituent un des paramètres cruciaux pour atteindre les performances ultimes. Cela concerne tant le supraconducteur que la couche isolante qui joue le rôle de la barrière tunnel. Plusieurs matériaux ont été et continuent à être investigués, mais le niobium (Nb) comme supraconducteur et l'oxyde d'aluminium (AlO_x) comme barrière tunnel restent, à ce jour, les seuls matériaux qui ont réellement démontré leur maturité dans des applications astronomiques aussi bien terrestres que spatiales. Le tableau I.1 résume les performances actuelles des récepteurs hétérodynes à base de mélangeurs SIS en Nb/ AlO_x /Nb.

Paramètre	Performances
Température de bruit DSB	$2-3 \times h\nu/k_B$
Fréquence RF	$\leq 1,4$ THz
Fréquence Intermédiaire (FI)	8-20 GHz
Puissance OL requise	≤ 1 μW
Temps de stabilité du récepteur (Allan Variance)	10-100 s

Tableau I.1 : Principales performances des récepteurs hétérodynes à base de mélangeurs de fréquences SIS.

Dans le cadre de mon travail de thèse, j'ai contribué au développement d'un démonstrateur de récepteur hétérodyne submillimétrique ultra-large bande sans circuit d'accord ajustable en utilisant comme mélangeur de fréquences un réseau de jonctions SIS. Cette étude représentait la solution de rechange pour l'instrument hétérodyne HIFI du projet spatial HERSHEL dont le LERMA était responsable de la première bande fréquentielle [C19].

Un des défis majeurs du développement du canal 1 de HIFI était la largeur de la bande RF qui devait atteindre 480-640GHz, soit une bande RF relative $\Delta f/f_c$ d'environ 30%. A l'époque, un mélangeur de fréquences standard était constitué d'une jonction SIS avec un circuit d'accord inductif passif, réalisé à partir d'une succession de lignes microrubans supraconductrices quart d'onde, atteignait difficilement les 20%. Deux raisons majeures empêchaient d'atteindre des bandes passantes aussi larges. La première concernait des lignes microrubans supraconducteurs dont les pertes RF augmentent, notamment autour de la fréquence de coupure du matériau supraconducteur utilisé ; elle est de l'ordre de 700 GHz pour le niobium. La seconde raison est liée à la densité de courant de la jonction qui devait être élevée, autour de 15 kA/cm². En effet, d'après les conditions d'adaptation d'une jonction SIS chargée par une impédance complexe, l'élargissement de la bande passante RF requiert une densité de courant élevée [17]. Or, une forte densité de courant, qui nécessite une très fine couche isolante, favorise l'apparition de courants de fuites qui détériorent fortement la qualité du mélange de fréquences, notamment avec les jonctions en Nb/AlO_x/Nb.

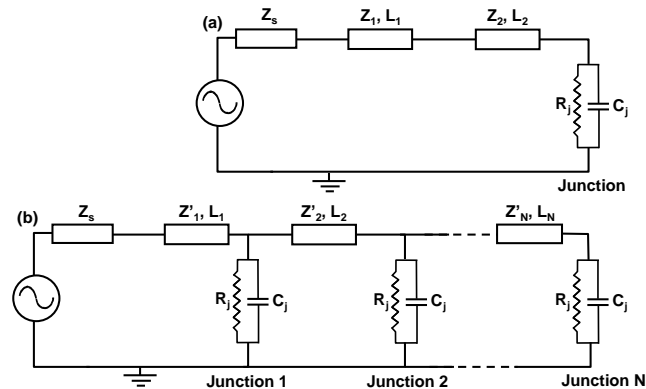


Figure I-3 : Modèles électriques de mélangeur de fréquence (a) utilisant une monojonction et (b) multijonctions SIS.

La solution développée dans ma thèse consistait à remplacer le circuit d'adaptation passif par une ou plusieurs jonctions SIS supplémentaires connectées en parallèle par des lignes microrubans courtes en Nb/SiO/Nb. Cette approche est différente de l'approche classique qui consistait à utiliser une simple jonction avec un circuit d'adaptation passif dans le but d'accorder sa capacité intrinsèque dans la bande de fréquence désirée. En effet, lorsque la fréquence de travail est proche de la fréquence de coupure du matériau supraconducteur utilisé, le circuit d'accord passif devient vite le principal facteur limitant à une large bande passante. Nous avons modélisé ce circuit comme un filtre basse bande dont la réponse fréquentielle peut être améliorée en optimisant tous les paramètres géométriques accessibles, tels que la largeur et la longueur des lignes microrubans ainsi que la taille des jonctions. Dans le cadre de ce travail, seule la variation des dimensions des lignes a été effectuée. La bande de fréquence visée est de 480-640 GHz. Le résultat est un circuit comportant 5 jonctions de 1 μm^2 de surface chacune non uniformément distribuées dans la ligne microruban. Ainsi, la capacité intrinsèque d'une jonction combinée à l'inductance de la ligne microruban courte permet d'accorder le circuit mélangeur en entier dans une plus large bande passante. Celle-ci est d'autant plus large que le nombre de jonctions est grand. Afin d'élargir davantage la bande, après l'optimisation RF, nous aboutissons à un réseau de jonctions non uniformément distribuées dans la ligne microruban supraconductrice, qu'on dénommera multijonction, intégrée à une antenne et un filtre de rejection RF planaires, dont un exemple est présenté dans la figure I-3.b. Le filtre de rejection sert à supprimer les signaux indésirables dans la bande RF visée provenant notamment des accès DC/FI qui sont définis à partir de lignes microrubans 50 Ω . D'après les simulations basées sur le modèle 3-ports du mélange quantique développé par Tucker et al. [18], selon la fréquence et leur position dans le réseau, certaines jonctions, à une fréquence donnée, jouent plus le rôle "passif" de contribuer par leur impédance à l'adaptation du signal RF qu'à un rôle "actif" de jonction mélangeuse de fréquences. Cependant, cette solution compliquait non seulement la réalisation des mélangeurs, mais également leur fonctionnement. En effet, la configuration des réseaux de jonctions en parallèle peut favoriser des courants Josephson dont la dynamique augmente avec le nombre de

jonctions. Ces courants apparaissent à tensions non nulles et sont sources de bruit dans le cas du mélange de fréquences. Afin de minimiser ce bruit, le nombre de jonctions a été limité à deux pour le projet Herschel. Néanmoins, ces mêmes courants se sont avérés utiles pour de nouvelles applications comme présenté dans le chapitre.

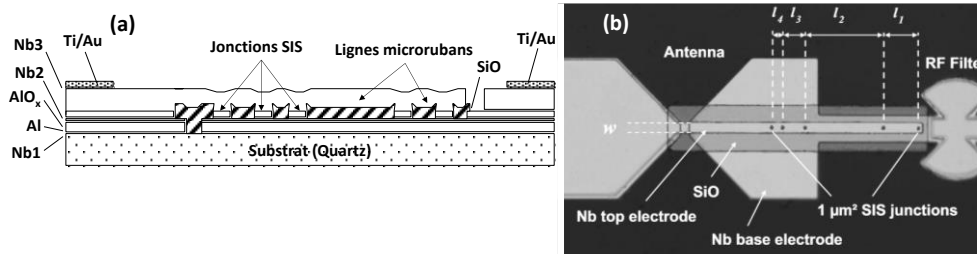


Figure I-4 : (a) Schéma illustrant la coupe transversale du mélangeur à 5 jonctions SIS parallèlement connectées par des lignes microruban. (b) Photo prise au microscope électronique du mélangeur où 5 jonctions SIS sont non-équidistantes dans une ligne microruban. Le réseau est intégré à une antenne planaire « papillon » 50 Ω et un filtre de réjection RF. Ce dernier est optimisé dans la bande RF du mélangeur afin supprimer tout signal indésirable qui pourrait provenir des accès DC et RF du circuit.

Avant l'étude proprement dite des mélangeurs, l'absence de procédé de microfabrication efficient des jonctions SIS en Nb/AlO_x-Al/Nb au début de ma thèse m'a amené à développer d'abord mon propre procédé dans la salle blanche de l'Observatoire de Paris. La technologie SIS n'est pas triviale et requiert la mise en œuvre de procédés de microfabrication pointus et spécifiques particulièrement lorsque le mélangeur est composé de plusieurs jonctions SIS de 1 μm² de surface. Un circuit mélangeur complet comporte un empilement de 6 à 8 couches minces de 1 nm à 400 nm d'épaisseur comme présenté dans la figure I.4-a. En outre, quel que soit le type de détecteur supraconducteur à développer, l'élaboration de la couche supraconductrice est en soi une étape souvent critique qui nécessite une phase de développement rigoureuse, au risque de ne jamais obtenir les caractéristiques supraconductrices des films déposés. Ceci est encore plus vrai lorsqu'il s'agit de couches minces supraconductrices composées telles que le nitrure de niobium (NbN) pour réaliser les bolomètres à électrons chauds (HEB) ou le nitrure de titane (TiN) pour réaliser les résonateurs à inductance cinétique MKIDs comme nous le verrons dans le quatrième chapitre.

Paramètre	SIS
Tricouche	Nb/AlO _x -Al/Nb
Electrodes des lignes d'accord	Nb/SiO/Nb
Température critique (T _c) du Nb	9,2 K
Densité de courant	5-13 kA/cm ²
Tension de gap (2eΔ)	~ 2,8 mV
Fréquence de coupure (2eΔ/h)	~700 GHz

Tableau I-2 : Configuration et paramètres des jonctions SIS développées à l'Observatoire de Paris.

Le mélangeur est intégré dans un bloc mélangeur en technologie guide d'ondes puis caractérisé dans un cryostat 4K qui a été configuré suivant le schéma de la figure I-5. Le bloc est aussi équipé de deux bobines Helmholtz permettant de générer un champ magnétique dans le plan des jonctions SIS pour supprimer les courants Josephson. Les signaux RF qui représentent le signal astrophysique et OL sont simultanément injectés jusqu'au cornet du bloc, en empruntant le même chemin optique, grâce à une lame séparatrice et d'un ensemble de miroirs, puis acheminés jusqu'au mélangeur grâce à un guide d'ondes. Les signaux OL sont générés par une diode Gunn suivie par des multiplicateurs de fréquence à base de diodes Schottky, disposés en cascade. La mesure de la température de bruit équivalente est réalisée grâce à la méthode dite du facteur Y, qui consiste à mesurer deux puissances de sortie FI produites par deux rayonnements différents. Ceux-ci sont obtenus en présentant à l'entrée du récepteur une charge chaude, généralement à la température ambiante, puis une charge froide, généralement à la

température de l'azote liquide. La température de bruit est ensuite calculée en utilisant $T_{rec} = (T_{ch} - YT_{fr}) / (Y - 1)$ où $Y = P_{ch} / P_{fr}$ est le rapport des puissances FI. La figure I-6.a présente la courbe I-V du mélangeur à 5 jonctions non-pompé (sans signal OL) puis pompée à la fréquence de 522 GHz produite par une chaîne OL à état solide (multiplicateurs de fréquence à base de diodes Schottky), ainsi que les courbes de puissances de sortie FI lorsque l'on présente une charge chaude (295K) puis froide (77K) à l'entrée du cryostat. Un champ magnétique adéquat est appliqué pour supprimer les courants Josephson statique (à $V=0$) et dynamique (pour $V \neq 0$). La multijonction a permis d'obtenir une bande passante relative de plus de 40 % (bien au-delà des mélangeurs standard de l'époque) et une température de bruit équivalente double bande non corrigée de la contribution des éléments quasi-optiques autour de 200 K, indiquant une très bonne sensibilité, dans toute la bande 480-640 GHz visée, contrairement à la solution classique qui utilise une seule jonction associée à un circuit d'adaptation passif. La mesure à l'aide de la méthode du facteur Y de la température de bruit récepteur DSB de deux multijonctions pour deux densités de courant différentes : respectivement d'environ 4,5 et 10 kA/cm² (résistances normales : 12 et 5 Ω, a mis en évidence une bande de fréquence large de plus de 160 GHz (entre 480 et 650 GHz), alors que celle d'une monojonction de 10 kA/cm² utilisant un circuit d'accord de type Tchebychev atteignait difficilement 120 GHz. La caractérisation de la bande passante par spectrométrie par transformée de Fourier (FTS) indique une bande passante relative de plus de 40 %. Ceci est d'autant plus remarquable que la densité de courant de la multijonction était assez modérée, environ 4,5-10 kA/cm². Nous avons mesuré en moyenne une température de bruit récepteur DSB de 230 K (valeurs non corrigées) dans toute la bande de fréquence 480-640 GHz à cette densité de courant contre environ 300 K lorsque la densité de courant est de 4,5 kA/cm².

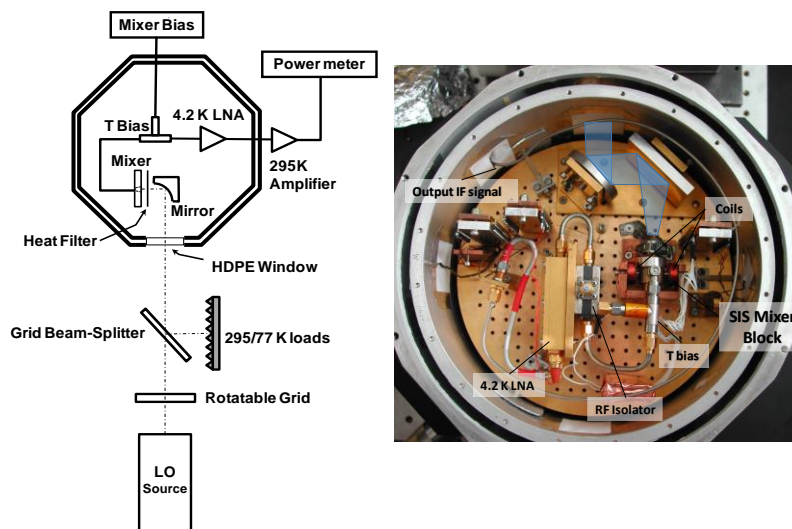


Figure I-5 : (Gauche) schéma de principe d'un mélangeur de fréquences non équilibré. Le mélangeur constitue l'élément clé du récepteur. Les signaux RF et OL sont simultanément injectés au mélangeur par le biais d'une lame séparatrice. (Droite) photographie du cryostat 4,2 K ouvert exposant les différents éléments constituant un récepteur hétérodyne. Le bloc mélangeur comporte, en plus de la multijonction, deux bobines permettant de générer le champ magnétique pour supprimer les courants Josephson.

Un des plus importants résultats concernait aussi le niveau de puissance OL nécessaire au fonctionnement optimal du mélangeur. Dans le cas des réseaux de jonctions, nous avons aussi démontré que la puissance de l'oscillateur local (OL), de l'ordre de 100 nW, nécessaire pour un fonctionnement optimal restait faible et comparable au niveau de puissance nécessaire à un mélangeur comportant une seule jonction [C18]. Dans ce cas, la puissance OL nécessaire à un réseau de jonctions en parallèle n'est pas proportionnelle au nombre de jonctions. Ces mesures corroborent les simulations mentionnées plus haut qui indiquent que les jonctions consomment plus ou moins de puissance OL selon la fréquence et leur position dans le réseau, et certaines jonctions, à une fréquence donnée, jouent plus le rôle "passif" de contribuer par leur impédance à l'adaptation du signal qu'à un rôle "actif" de jonction mélangeuse de fréquences.

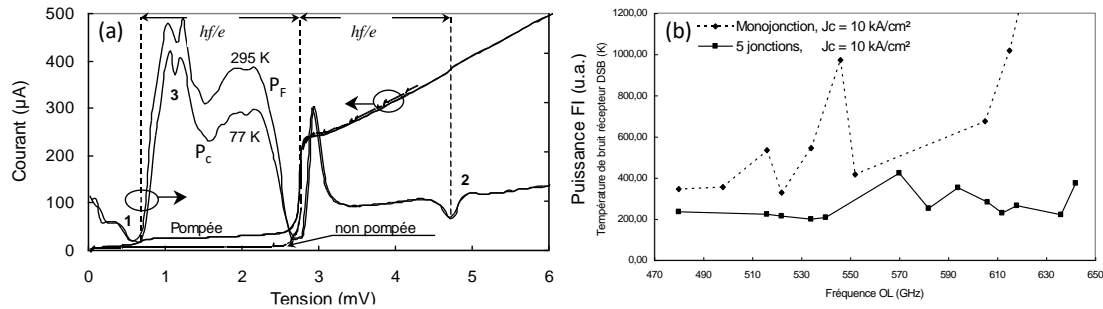


Figure I-6 : (a) Exemple de caractéristique courant-tension du mélangeur non pompé puis pompé à 560 GHz par une chaîne OL à état solide extérieure, à 4,2 K. La courbe montre aussi les puissances de sortie P_C et P_F à la fréquence intermédiaire FI lorsqu'une charge chaude ($T_C=295\text{K}$) puis froide ($T_F=77\text{K}$) sont présentées à l'entrée du mélangeur. (b) Températures équivalentes de bruit DSB du mélangeur à 5 jonctions, en comparaison avec celle obtenue avec une monojonction, en fonction de la fréquence OL.

III. Mélangeurs de fréquences SIS à large bande FI

Dans le cadre d'une collaboration engagée en 2014 avec Ghassan Yassin et Boon Tan Kok de l'institut d'astrophysique de l'Université d'Oxford (UK), je participe aux développements de nouveaux mélangeurs de fréquences SIS destinés à l'étude du fond diffus cosmologique (CMB), et plus particulièrement, l'effet Sunyaev Zeldovich (S-Z) [19] à 220 GHz. Ainsi, dans le cadre de la thèse de John Garrett soutenue en 2019, nous avons réalisé et caractérisé en DC des mélangeurs qui ont été par la suite caractérisés en hétérodyne à l'Université d'Oxford. Il s'agit de mélangeurs conçus et optimisés avec la technologie finline [C4][C6] pour fonctionner autour de 220 GHz avec une bande FI très large, de 20 GHz. Les jonctions de $1,5\ \mu\text{m}^2$ de surface de très bonne qualité, exhibant de très faibles courants de fuite sous le gap avec des rapports R_{sg}/R_n (résistance sous le gap mesuré à 2 mV par la résistance normale) autour de 20, présentaient des densités de courant optimales, d'environ $14\ \text{kA/cm}^2$. Des températures équivalentes de bruit DSB approchant la limite quantique, autour de 38 K ($\sim 3 \times h\nu/k_B$) dans toute la bande 200-240 GHz, ont été obtenus comme présenté dans l'article reproduit ci-dessous. La bande FI mesurée est assez large, autour de 10 GHz - la plupart des mélangeurs SIS actuels présentent des bandes FI de 4 à 8 GHz, mais elle est néanmoins plus faible que celle simulée. Des investigations poussées [C6] ont permis de conclure que le circuit mélangeur n'est pas mis en cause et que le problème provient d'une désadaptation d'impédance, particulièrement à partir de 12 GHz, entre la sortie du mélangeur et le circuit microruban $50\ \Omega$ externe. Le bruit excessif généré par l'amplificateur froid LNA explique en partie ce résultat. Des améliorations sont en cours afin d'atteindre la très large bande FI désirée.

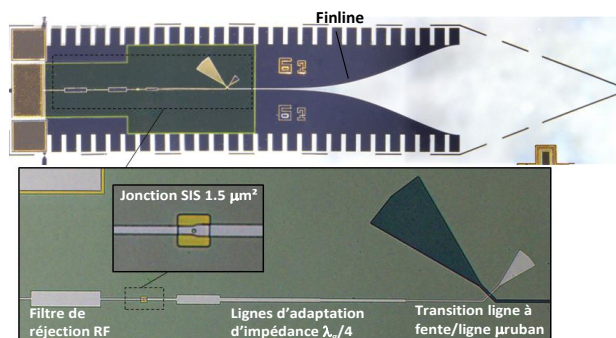


Figure I-7 : Image prise au microscope optique du circuit mélangeur SIS en Nb/AlO_x/Nb fonctionnant autour de 230 GHz réalisé dans la salle blanche du Pôle Instrumental de l'Observatoire de Paris.

IV. Mélangeurs de fréquences SIS multipixel

De nouveaux mélangeurs 220 GHz sont en cours d'intégration dans un démonstrateur de récepteur hétérodyne 4 pixels (cf. figure I-8) qui, à terme, comportera 7 pixels [C7]. L'intérêt d'accroître le

nombre de récepteurs dans le plan focal des télescopes est d'augmenter la vitesse d'observation qui est proportionnelle à N/T_{rec}^2 où N est le nombre de récepteurs et T_{rec} est la température de bruit du récepteur.

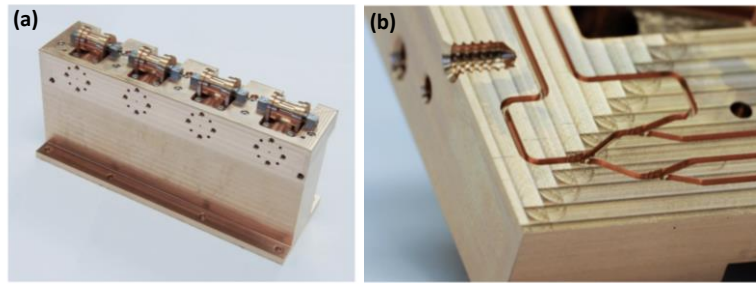


Figure I-8 : (a) Photographie du bloc mélangeur de fréquence 4xpixel où sont logés les circuits SIS 220 GHz. (b) Photographie d'une partie du bloc mélangeur ouvert montrant le diviseur de puissance OL en technologie guide d'ondes.

De plus amples détails sur le développement des mélangeurs SIS 220 GHz peuvent être trouvés dans l'article ci-dessous [C6] ainsi que dans [R4][C4][C9].

A 1x4 Focal Plane Array Using 230 GHz SIS Mixers

John Garrett^{1,*}, Jamie Leech¹, Faouzi Boussaha², Christine Chaumont², Brian Ellison³,

and Ghassan Yassin¹

¹University of Oxford, Oxford, U.K.

²GEPI, Observatoire de Paris, Paris, France

³Rutherford Appleton Laboratory, U.K.

*Contact: john.garrett@physics.ox.ac.uk

Abstract—A new 1x4 focal plane array centered around 230 GHz is presented in this paper. The size of the array was limited to 4 pixels due to the space available in the test cryostat; however, we can expand the design in the future. On the front of the array block there are 4 waveguides flanges for the RF feed horns, while the local-oscillator signal enters through a separate waveguide on the side. The local-oscillator power is divided using cascaded E-plane power splitters and then combined with the RF signals using directional couplers that are based on bow-tie antennas. Since the RF and local-oscillator waveguides are in the same plane, the down-converted IF signal is routed downwards to avoid any cross-over. Preliminary tests of the array block have now been completed. They show reasonable local-oscillator distribution and excellent RF signal isolation. Future work will involve testing the noise properties of the array block and improving the local-oscillator distribution.

I. INTRODUCTION

A common application of millimeter-wave receivers is observing molecular transitions in star forming regions. We would like to map these regions to understand the physical and chemical properties; however, from our perspective, these regions can extend over very large angular diameters ($\sim 0 < \theta < \sim 100$ arcmin). Large surveys are slow using single dish antennas and even more difficult with interferometers due to their inherently narrow beam widths. Unfortunately, increasing the mapping speed of heterodyne receivers around 230 GHz is also very challenging because the current state-of-the-art Superconductor/Insulator/Superconductor (SIS) receivers are already very close the quantum limit sensitivity. This means that any further improvements to sensitivity (and therefore mapping speed) will be modest.

An alternative technique to improve the mapping speed is to increase the number of receivers in the focal plane. The mapping speed of a focal plane array is proportional to

$$\frac{N}{T_n^2} \quad (1)$$

where N is the number of pixels in the array, and T_n is the system noise temperature. The challenge then is to add more pixels without increasing the noise temperature. Two general approaches are to (a) create a large number of pixels with relatively poor noise properties, or (b) create a modest number of pixels with very good noise properties. The latter is more

desirable due to the lower requirements on the backend of the receiver.

Perhaps the most obvious challenge in creating a focal plane array is the complexity since more pixels require more feed horns, low noise amplifiers (LNAs), magnetic coils, bias wires, etc. All of these components are required to fit into a very compact space, and for older telescopes, this often means fitting into a space that was only ever intended for a single pixel receiver. (A side-effect of the complexity is also the added thermal load due to the additional LNAs and wiring.)

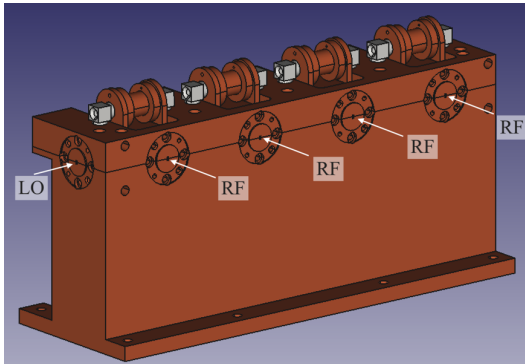
Another major challenge comes from efficiently pumping all of the SIS devices. The local-oscillator (LO) signal has to be evenly divided amongst the pixels (i.e., multiplexed) and then injected into each SIS device (i.e., diplexed) without interfering with the RF signal path. SIS mixers are relatively insensitive to LO power, but it is important to keep Eqn. (1) in mind to balance the cost/benefit of adding more pixels. Most of the other focal plane arrays around 230 GHz use waveguide power splitters to divide the LO signal (e.g., HERA [1] and SuperCam [2]). Alternatively, the NRAO 8-beam array used cascaded wire grids [3], DesertStar used a reflective phase grating [4] and HARP-B uses a freespace meander line [5], but these techniques either become very complex above ~ 16 pixels or they limit the RF bandwidth of the receiver. In order to diplex the LO and RF signals, SuperCam, HARP-B and DesertStar all use Mylar beam splitters; however, this complicates the telescope's optics since it has to be done outside the cryostat. At frequencies below ~ 400 GHz, waveguide directional couplers, such as those used by HERA, are likely a better option since no optical alignment is required.

In this paper, we present a new 1x4 focal plane array centered around 230 GHz. The array uses waveguide power splitters to divide the LO signal and directional couplers to inject the LO signals into the RF waveguides. These techniques facilitate the optical system since no freespace components are required for the LO. This should allow the design to be expanded into a much larger format in the future.

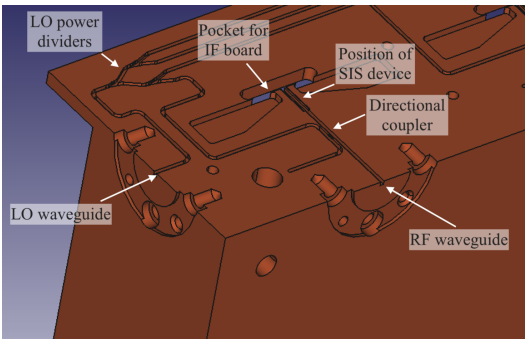
II. DESIGN

A 3D render of the 1x4 array is shown in Fig. 1. The RF waveguide flanges for the four pixels are seen on the front of

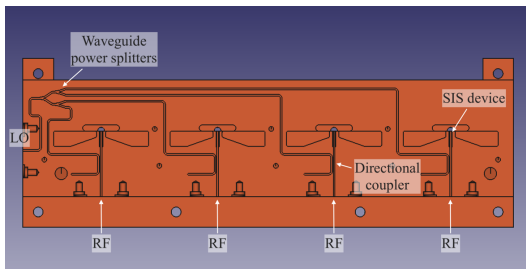
the array block and one flange is visible on the side for the LO signal (Fig. 1a). Spindles for the magnetic coils are also visible on top of the block with soft iron pole pieces to direct the magnetic field across the SIS devices. The size of the new focal plane array was limited to 1x4 due to the space available in our test cryostat. This array will act as a demonstrator to test our new design and then the array can be expanded in the future. This may include expanding the array into a larger linear strip, such as 1x8, and then stacking the strips to form a 8x8 focal plane array, similar to SuperCam and HERA.



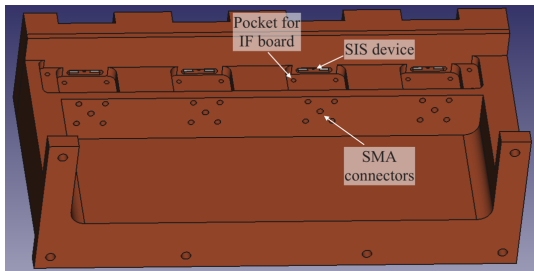
(a) The array block fully assembled.



(b) The bottom half of the array block (top half removed).



(c) The entire lower half of the array block.



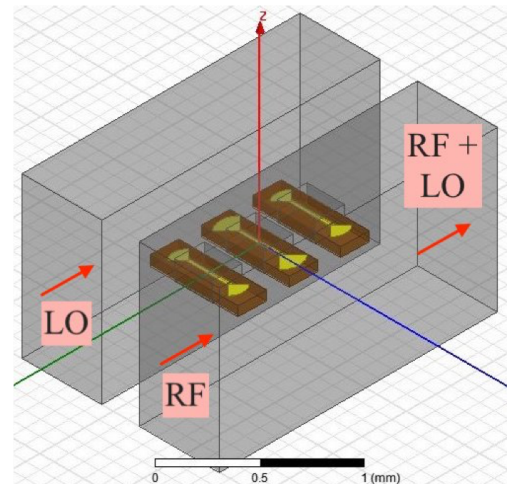
(d) The lower half of the array block showing where the IF boards are placed to route the IF signal downwards.

Fig. 1. Design of the 1x4 focal plane array block.

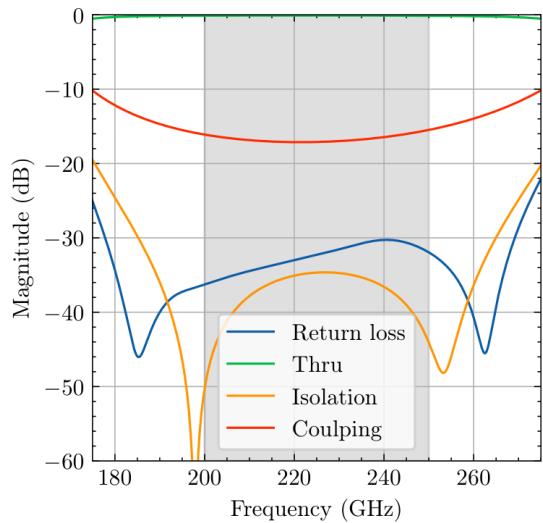
The waveguides in the array block were machined using split-block fabrication. In Fig. 1b, the upper half is removed to display the inner waveguides. As the LO signal enters the array block from the left-hand side, it is first divided in four using cascaded E-plane power splitters, and then the LO signal is injected into each RF waveguide using direction couplers. The entire lower half of the array block is shown in Fig. 1c. Since the RF and LO waveguides are in the same plane, the IF signal is routed downwards, as shown in Fig. 1d. An IF tuning board sits in the pocket on the back of the array block, which connects the SIS device to an SMA connector.

A. Bow-tie couplers

The directional couplers were designed using bow tie antennas (Fig. 2a). These couplers are similar to the couplers that were previously used by the GUBBINS system [6]. The coupling was optimized using HFSS simulations to be approximately -17 dB (Fig. 2b); although, past experience from the GUBBINS system suggests that the actual coupling could be closer to -13 dB.



(a) Bow-tie antennas used as cross-guide couplers.

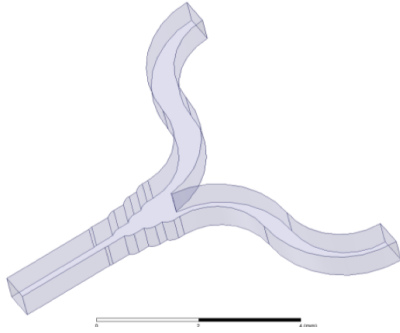


(b) Simulated performance of the waveguide coupler.

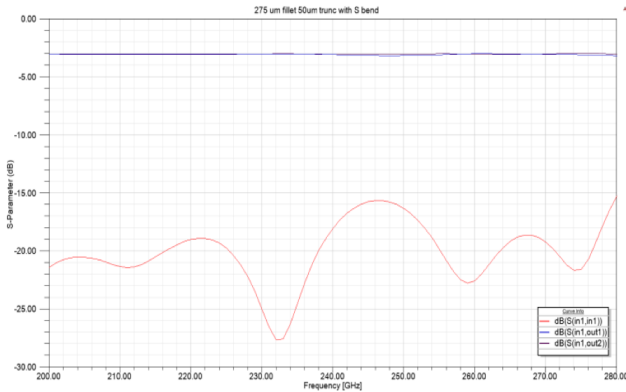
Fig. 2. Waveguide directional coupler using bow-tie antennas.

B. E-plane waveguide power splitters

As seen in Fig. 1b, the LO power is divided using cascaded E-plane power splitters. The 3D model of one of these power splitters is shown in Fig. 3a. The design was optimized to provide less than -15 dB of return loss from 200 GHz to 280 GHz (Fig. 3b).



(a) 3D rendering of one of the power splitters.



(b) Simulated performance of the power splitters.

Fig. 3. -3dB E-plane power splitters.

III. 230 GHz MIXER DEVICE

The SIS device that was installed inside the array block has already been reported in [7,8]. It is a single-ended device that uses a finline transition to couple the RF and LO signals from the waveguide to the planar circuit. The device was fabricated on a 100 μm quartz substrate with a 1.5 μm^2 Nb/Al-AIO_x/Nb SIS junction. It was designed to operate from 140 to 260 GHz with an IF range from DC to +12 GHz.

This SIS device has been tested extensively in a single pixel mixer block. The SIS junction exhibits excellent DC properties with a typical quality factor of $Q = R_{sg}/R_n > 30$ and a current density of $J_c \sim 13.7 \text{ kA/cm}^2$. Using an LO with a 213-257 GHz tuning range, excellent RF performance was found from 215 to 245 GHz, with a noise temperature close to 40 K (Fig. 4). The IF response spans from DC to 12 GHz, although the noise temperature quickly degrades past ~ 8 GHz.

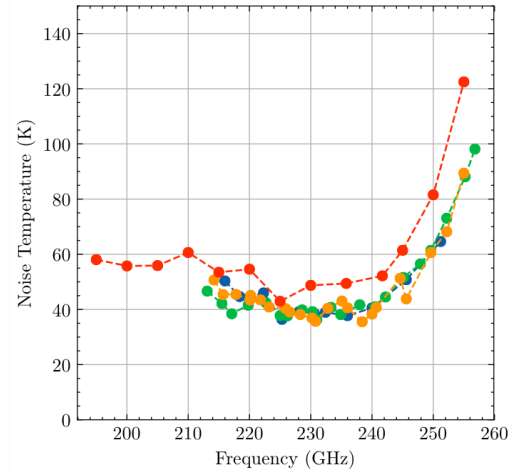
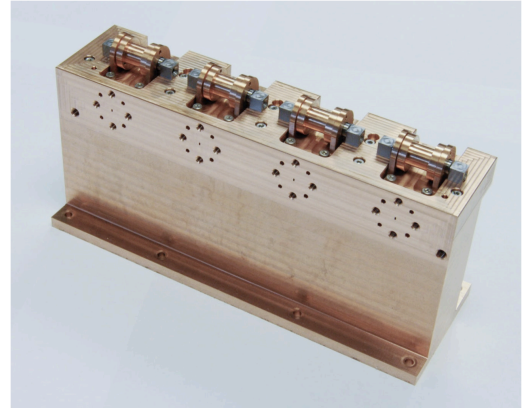


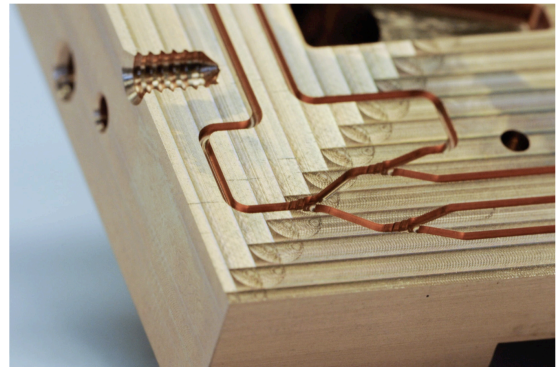
Fig. 4. Measured RF performance from the 230 GHz SIS device in a single mixer block. The different colors represent different devices. The device represented by the red line was tested with a different LO that has a wider tuning range but worse noise properties, which is why the noise temperature of this device is ~ 10 K higher than the others.

IV. FABRICATION AND ASSEMBLY

The array block was manufactured at the Rutherford Appleton Laboratory (RAL) Space Precision Design Facility. All of the components were machined from high quality copper except for the magnetic pole pieces which were machined from soft iron. The finished array can be seen in Fig. 5. Note that highly precise machining was required for the power dividers (Fig. 5b).



(a) The assembled array block.



(b) The waveguide power dividers.

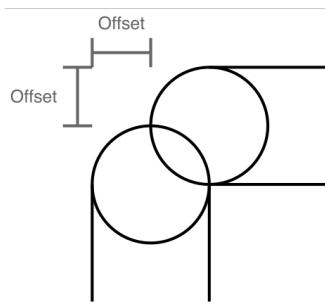
Fig. 5. Photos of the finished array block.

A. IF boards

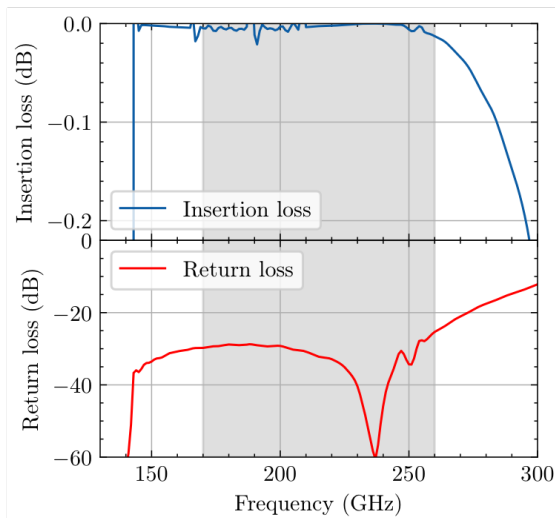
In the original design, the IF boards were meant to be installed vertically at a 90° angle to the SIS device (see Fig. 1d). In practice, however, it was too difficult to attach the bond wires over the 90° corner. Instead, a flexible substrate (DuPont™ Pyralux® TK1810018R) was used to bend the IF board around the corner. This allowed one end of the IF board to be in the same plane as the SIS device, making the wire bonding much easier. Although the flexible substrate has higher insertion loss than Duroid®, it was measured to be less than 1 dB from 0 to 20 GHz (for a 3 cm long microstrip).

B. Directional couplers

When the array block was first fabricated, the directional couplers were machined in the wrong direction. To fix this error, the old waveguides were drilled out and then filled back in with copper slugs. This allowed the waveguides to be completely re-machined. Unfortunately, at the time, no CNC milling machines were available. The new waveguide bend then required a new machining technique that only required straight cuts. The solution, shown in Fig. 6a, was to leave a small amount of material in the outside corner. HFSS simulations showed excellent performance from 150 to 270 GHz (Fig. 6b).



(a) A cross-section of the new waveguide bend design.



(b) Simulated performance using HFSS.

Fig. 6. An E-plane waveguide bend that can be machined using a drill bit that is the diameter of the waveguide's minor axis and using a milling machine that can only make straight cuts (i.e., not a CNC milling machine).

V. PRELIMINARY TEST RESULTS

For the preliminary tests, the array block was installed into the open-cycle cryostat shown in Fig. 7. Since this cryostat has had difficulties cooling in the past, only two windows were installed on the front of the cryostat to limit the radiative heat load. This allowed for freespace coupling for the LO signal and one RF pixel. Since each pixel is identical, each pixel should also have the same noise properties, provided that the LO pumping level is similar. Even though only one pixel could see outside the cryostat, all of the other pixels were still connected to DC bias supplies and current sources for the magnetic coils. This allowed us to measure the I-V curves from all of the pixels, from which we could recover the pumping levels. This setup allowed us to test the LO distribution and RF signal isolation.

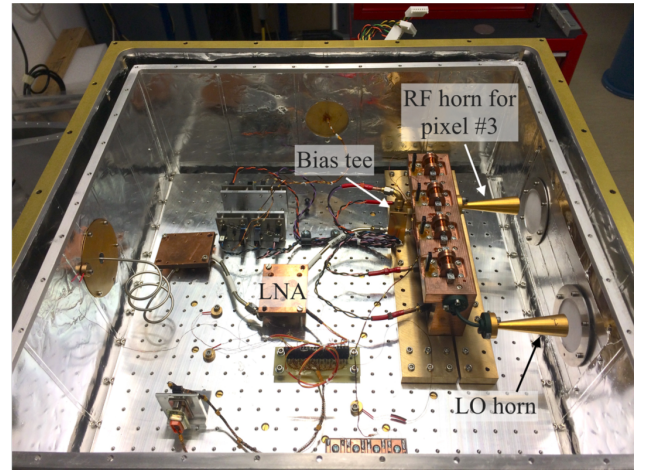


Fig. 7. The 1x4 focal plane array installed in the test cryostat. Only two windows were used for the initial tests. This allowed for freespace coupling for the LO signal and pixel #3.

A. LO distribution

In any focal plane array, it is important that the LO power is evenly distributed between the pixels in order to pump each SIS device to the optimum level. Otherwise, if the pumping level of some of the pixels is lower than others, the conversion gains of these pixels will be lower, resulting in higher IF noise contributions and therefore lower sensitivities.

To test the LO distribution, the LO signal was injected into the LO port of the array block, and then the pumped and unpumped I-V curves were measured from each pixel. The junction drive level and the power delivered to each SIS junction was then recovered by comparing the pumped and unpumped I-V curves. With the LO set to 230 GHz, the recovered junction drive levels were $\alpha_1 = 0.80$, $\alpha_2 = 0.72$, $\alpha_3 = 1.07$, and $\alpha_4 = 0.55$ (where $\alpha = V_J/V_{ph}$, V_J is the voltage across the junction, and V_{ph} is the equivalent photon voltage). Based on how the noise temperature changes with the drive level in the single pixel mixer block (Fig. 8), these drive levels roughly correspond to noise temperatures of $T_{n1} = 43.1$ K, $T_{n2} = 46.2$ K, $T_{n3} = 40.2$ K, and $T_{n4} = 57.4$ K. Although, this distribution is not ideal, it does provide adequate noise properties. The noise temperatures could be improved by over-saturating some of the pixels (i.e., driving some of the

pixels past $\alpha \sim 1$) since the noise temperature does not deteriorate very much past the saturation point.

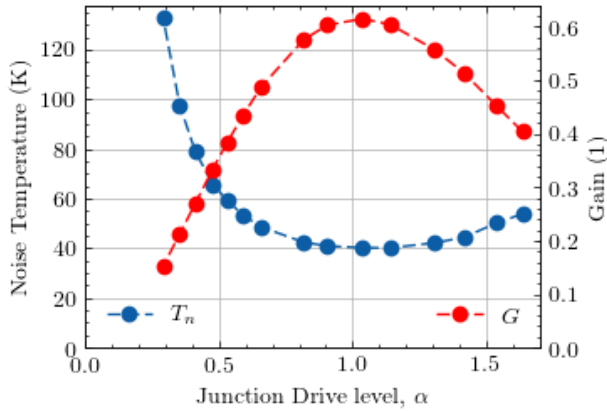


Fig. 8. Noise and gain performance compared to the junction drive level. This data was measured using a single pixel mixer block.

B. RF signal isolation

The RF signal isolation is a measure of the signal leakage between adjacent pixels. Typically, isolation is measured by injecting a strong signal into one of the pixels, and then comparing the IF outputs from the surrounding pixels. However, in the current test setup, none of the pixels are connected to an IF backend. Instead, the signal isolation was measured by injecting a strong LO tone into pixel #3, and then measuring the pumped and unpumped I-V curves from each pixel. Similar to the LO distribution test, this allowed us to recover the junction drive levels.

When this test was performed at 230 GHz, pixel #3 was pumped to $\alpha_3 = 1.624$. The pump levels of the surrounding pixels were then measured to be $\alpha_1 = 0.045$, $\alpha_2 = 0.048$ and $\alpha_4 = 0.046$. Since the junction drive level is proportional to the voltage across the junction, the signal isolation between the 3rd pixel and the i^{th} pixel was then calculated by

$$I_{i,3} = -20 \cdot \log_{10}(\alpha_i / \alpha_3).$$

For the drive levels listed above, this corresponds to isolation levels of $I_{1,3} = 31.1$ dB, $I_{2,3} = 30.6$ dB, and $I_{4,3} = 31.0$ dB. This is a very good level of isolation since less than 1/1000th of the signal power of pixel #3 leaked into the adjacent pixels.

VI. FUTURE WORK

The next step for this project will involve connecting the focal plane array to an IF measurement chain and then measuring the response to hot and cold black body loads to characterize the noise temperature and gain. The LO distribution could potentially be improved by repositioning some of the bow-tie antennas.

CONCLUSIONS

A new 1x4 focal plane array has been presented. It uses waveguide power splitters to divide the LO signal and a waveguide coupler based on bow-tie antennas to diplex the LO and RF signals. Preliminary results show reasonable LO distribution and very good LO isolation. Future work will involve testing the noise properties of the array, and potentially expanding the array design to a larger format, such 8x8.

ACKNOWLEDGMENT

We would like to thank Mat Beardsley (RAL Space) for fabricating the array block, Byron Alderman (STFC/Teratech Components Ltd.) for fabricating the bow tie antennas, and Nick Brewster (STFC) for his assistance installing the bow-ties.

REFERENCES

- [1] K.-F. Schuster, *et al.*, "A 230 GHz heterodyne receiver array for the IRAM 30 m telescope," *Astronomy & Astrophysics*, vol. 423, no. 3, pp. 1171–1177, Sep. 2004.
- [2] C. Groppi, *et al.*, "SuperCam: A 64 pixel heterodyne array receiver for the 350 GHz Atmospheric Window," in *Proc. 20th Int. Symp. Space THz Tech.*, Charlottesville, 2009, pp. 90–96.
- [3] J. Payne and P. Jewell, "The Upgrade of the NRAO 8-beam receiver," in *ASP Conf. Series*, vol. 75, 1995, pp. 114–148.
- [4] C. E. Groppi, *et al.*, "DesertSTAR: a 7 pixel 345 GHz heterodyne array receiver for the Heinrich Hertz Telescope," in *Proc. of SPIE (vol. 4855)*, Marseille, France, 2003, p. 330-337.
- [5] H. Smith, *et al.*, "HARP: a submillimetre heterodyne array receiver operating on the James Clerk Maxwell Telescope," in *Proc. of SPIE (vol. 4855)*, Marseille, France, 2003, pp. 338–348.
- [6] P. Grimes, *et al.*, "GUBBINS: A novel millimeter-wave heterodyne interferometer," in *Proc. 20th Int. Symp. Space THz Tech.*, Charlottesville, VA, Apr. 2009.
- [7] J. Garrett, B.K. Tan, F. Boussaha, C. Chaumont, and G. Yassin, "A 220 GHz Finline Mixer with Ultra-Wide Instantaneous Bandwidth," in *Proc. 26th Int. Symp. Space THz Tech.*, Cambridge, MA, Mar. 2015.
- [8] J. Garrett, F. Boussaha, C. Chaumont, B.K. Tan, and G. Yassin, "A 230 GHz finline SIS receiver with wide IF bandwidth," in *Proc. 27th Int. Symp. Space THz Tech.*, Nanjing, China, Mar. 2016.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté une partie de mes travaux sur les jonctions SIS destinées à fonctionner comme détecteur et mélangeur de fréquences dans des récepteurs hétérodynes submillimétriques, particulièrement dans la gamme de fréquence 150-700 GHz, dédiés aux applications astronomiques. Ces travaux portaient particulièrement sur le développement de récepteurs hétérodynes ultralarges bandes passantes. L'approche classique qui consistait à utiliser une simple jonction avec un circuit d'adaptation passif dans le but d'accorder sa capacité intrinsèque dans la bande de fréquence désirée ne permettait pas, par exemple, de répondre aux exigences du premier canal (480-640 GHz) de l'instrument hétérodyne HIFI du satellite Herschel. Pour élargir la bande passante, j'ai activement participé à la mise en œuvre d'une nouvelle approche qui reposait sur l'utilisation de plusieurs jonctions SIS connectées en parallèle par des lignes de transmission microrubans supraconductrices que nous avons modélisées comme un filtre basse bande. Le résultat est un circuit comportant 5 jonctions en Nb/AlO_x/Nb de 1 μm² de surface chacune non uniformément distribuées dans une ligne microruban en Nb/SiO/Nb. Les multijonctions ont non seulement amélioré les performances des mélangeurs SIS comme espéré, mais ont aussi ouvert la voie à de nouvelles applications que nous le verrons dans le suivant chapitre. L'étude sur les mélangeurs SIS se poursuit actuellement dans le cadre d'une collaboration avec l'Université d'Oxford.

Chapitre II

Oscillateurs submillimétriques à base de jonctions SIS

Les résultats issus de mon travail de thèse sur les réseaux de jonctions SIS m'ont permis de lancer, comme porteur de projet, de nouvelles activités de recherche dont une a été soutenue par le CNES (2007-2010). Comme évoqué dans le premier chapitre, le mélange de fréquences repose sur une caractéristique courant-tension fortement non linéaire des jonctions SIS produite par les quasi-particules. Cependant, un réseau de jonctions SIS connectées en parallèle par des lignes microrubans (la multijonction), dont la longueur géométrique totale est largement supérieure à la longueur Josephson équivalente peut également être le siège de phénomènes dynamiques complexes induits par des courants de paires de Cooper. Ceci s'est traduit par la présence de résonances à des tensions non nulles dans la courbe courant-tension, dont le comportement en fonction du champ magnétique et du courant de polarisation est similaire à celui d'une jonction Josephson longue (LJJ).

Je présenterai dans ce chapitre les principaux résultats découlant particulièrement des études sur la dynamique des courants Josephson dans la multijonction. Lorsque cette dernière fonctionne en modalité détecteur, les courants deviennent sources de bruit et doivent par conséquent être supprimés grâce à un champ magnétique adéquat appliqué dans le plan des jonctions. Or, il s'est avéré que les multijonctions telles qu'elles ont été optimisées en RF pour détecter les photons submillimétriques en utilisant le courant de quasiparticules favorisent aussi des courants Josephson. Les comportements complexes de ces derniers, s'ils sont bien compris, peuvent être exploités pour réaliser de nouvelles fonctions et applications. Cette étude qui a commencé par des caractérisations expérimentales s'est ensuite enrichie par des travaux de modélisation théorique menée notamment dans le cadre de la thèse de Lionel Loukitch [20], encadrée par Jean-Guy Caputo et soutenue en 2007, du département de mathématiques appliquées de INSA⁹ de Rouen. Fort des résultats expérimentaux et théoriques, cette étude a permis le développement d'un circuit intégrant sur un même substrat le détecteur et l'oscillateur local ouvrant la voie aux développements de récepteurs hétérodynes intégrés.

I. Jonction Longue Josephson

Lorsque l'on définit une jonction Josephson homogène, c'est-à-dire entièrement réalisée en Nb/Al-AIO_x/Nb dans notre cas, dont la longueur l_J est supérieure à une certaine longueur caractéristique λ_J appelée longueur Josephson, en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan de la jonction et le courant de polarisation, des structures en courant peuvent alors survenir à des tensions précises comme illustré dans la caractéristique courant-tension de la figure II-1.

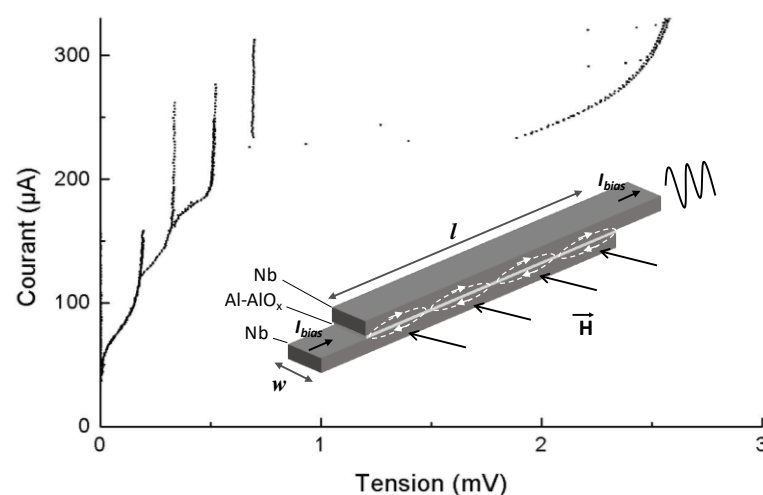


Figure II-1 : un exemple d'une courbe I-V d'une jonction longue de dimension $45 \times 3 \mu\text{m}$ et de 5 kA/cm^2 de densité de courant longue montrant des résonances excitées grâce à un faible champ magnétique externe.

⁹INSA : Institut National des Sciences Appliquées.

La longueur Josephson est donnée par [21] :

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 J_c d_0}} \quad \text{II.1}$$

où $\Phi_0 = 2,07 \times 10^{-15}$ Weber est le quantum de flux magnétique appelé fluxon, J_c est la densité de courant de la jonction et d_0 est l'épaisseur de pénétration magnétique. Le champ magnétique entre dans la jonction sous forme d'un ou plusieurs quanta de flux magnétique $N\Phi_0$ qui sont localisés dans la partie non-supraconductrice et occupent une hauteur de $d_0 = d_{Al} + 2\lambda_L$ (d_{Al} est l'épaisseur de la couche d'aluminium et λ_L est la longueur de pénétration du champ magnétique dans le Nb due à l'effet Meissner). Les résonances permettent de produire du rayonnement millimétrique et submillimétrique grâce à la dynamique des fluxons (quanta de flux magnétique). De ce fait, elle peut être utilisée comme oscillateur local intégrée à un mélangeur SIS. Selon l'intensité du champ magnétique externe et celui du courant de polarisation, les fluxons peuvent présenter trois modes. Dans le cas où le champ est faible ou totalement nul et sous certaines conditions du courant de polarisation, un ou plusieurs fluxons peuvent être créés. Ils effectuent alors des allers et retours le long de la jonction et génèrent des impulsions de tension à chaque collision sur les extrémités. En effet, un fluxon arrivant sur une extrémité est réfléchi en changeant de signe et devient un antifluxon. Les impulsions ainsi générées ont une périodicité et apparaissent dans la caractéristique courant-tension sous forme de branches, appelées Zero Field Step (ZFS), qui sont observées pour des tensions moyennées dans le temps :

$$V_{N_ZFS} = \frac{Nc_0\Phi_0}{2L} \quad \text{II.2}$$

où N est le nombre de fluxons dans la jonction et L est la longueur de la jonction, c_0 est la vitesse de Swihart qui définit la vitesse de propagation des fluxons dans la jonction longue. Le deuxième cas se présente lorsqu'en appliquant un fort champ magnétique externe, un train de fluxons est généré à une extrémité puis annihilés à l'autre extrémité. L'intérêt de ce mode unidirectionnel réside dans la possibilité de varier la fréquence des impulsions sur une grande plage de tensions pour de grandes puissances de radiation. Ce mode est appelé Flux Flow Oscillator (FFO) [21-22]. Les résonances apparaissent aussi sous la forme de branches à des tensions :

$$V_{N_FFO} = \frac{Nhf}{2e} \quad \text{II.3}$$

Le dernier mode, appelé Fiske steps [23], concerne des résonances produites par des ondes linéaires qui, contrairement aux deux cas précédents, se propagent le long de la jonction. Elles peuvent apparaître lors de la génération de fluxons en mode FFO. En effet, l'application d'un champ magnétique peut générer un fluxon qui sera annihilé à l'autre extrémité. Lors de l'annihilation, une fréquence de résonance linéaire apparaît et se propage le long de la jonction. Par exemple, l'Université de Moscou en partenariat avec l'agence spatiale néerlandaise SRON ont réussi à développer des récepteurs intégrés à base de LJJ en Nb/AlOx/Nb fonctionnant en mode FFO dans la bande 500-600 GHz [24].

II. Courants Josephson dans les multijonctions

La figure II-2 présente la caractéristique courant-tension lorsqu'un champ magnétique modéré est appliqué dans le plan de la multijonction. Ces comportements, inattendus dans un circuit comportant peu de jonctions SIS, qui plus est, avec une distribution non uniforme dans une ligne microruban, permet d'envisager de nouvelles applications. Ainsi, la similitude des comportements entre une jonction longue et un réseau de jonctions tel que défini dans ma thèse permet d'entrevoir des applications comme source de signaux submillimétriques. En outre, les oscillateurs à réseau de jonctions pourraient être plus avantageux que les oscillateurs à jonction longue. Ils permettent, entre autres, un meilleur couplage micro-onde avec le détecteur ainsi que les différents circuits passifs et facilitent le travail de conception grâce à un meilleur contrôle des paramètres dissipatifs dans le circuit.

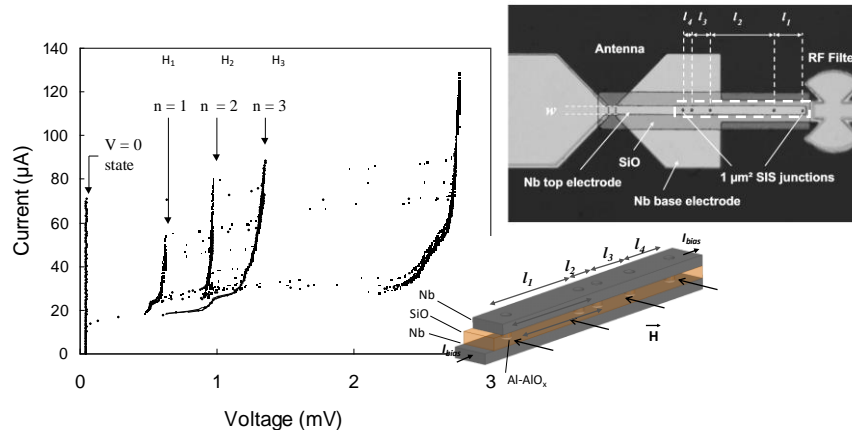


Figure II-2 : Courbe I-V de la multijonction exhibant des résonances lorsqu'un faible champ magnétique externe est appliqué dans le plan de la multijonction.

III. Générateur de signaux submillimétriques

La multijonction a été optimisée comme détecteur afin de coupler de manière optimale le rayonnement externe dans la bande 480-640GHz, vers le mélangeur. Grâce à la réciprocité de l'antenne, nous nous attendons à ce que la qualité de couplage vers l'extérieur, du rayonnement produit par cette même multijonction, lorsqu'elle fonctionne en mode courant Josephson résonant, soit identique. Nous avons mis en évidence la capacité des multijonctions à générer des signaux submillimétriques en utilisant non seulement la fréquence fondamentale, mais également la première harmonique grâce à la technique hétérodyne [R6]. La caractérisation a consisté à produire un battement entre un signal généré par une chaîne OL à état solide et le signal à caractériser produit par la multijonction. Une bijonction SIS a été utilisée comme mélangeur de fréquence et une chaîne OL à état solide comme deuxième source d'un signal monochromatique. Les bandes passantes caractérisées par FTS (Fourier Transform Spectrometer) du mélangeur et de la multijonction sont respectivement d'environ 400-640 GHz et 430-630 GHz. Un champ magnétique externe appliqué dans le plan des jonctions permet d'exciter des courants Josephson et de produire trois résonances à 0,5, 0,84 et 1,02 mV observées dans la courbe I-V de la figure II-2. Les fréquences correspondantes sont 242, 406 et $493 \pm 4,84$ GHz. La fondamentale des deux premières fréquences sont en dehors des bandes passantes du détecteur et de la multijonction (cf. figure II-3) et sont par conséquent inexploitable. La caractérisation a été réalisée avec la troisième résonance ($V_3 \approx 1,02$ mV, $f_{ZFS3} \approx 493$ GHz) ainsi que l'harmonique 2 de la première résonance dont la fréquence (484 GHz) appartient à la bande passante des deux éléments. Nous avons étudié la fondamentale de la troisième résonance (493 GHz). Un battement de signal sous forme d'une structure spectrale très large, autour de 1 GHz, a été produit dans la bande FI 4-8 GHz. Cette grande structure spectrale est due à l'instabilité de la tension de polarisation appliquée à la multijonction. Ces deux résultats constituent certainement un des points forts de cette étude. Il s'agissait de résultats uniques avec ce type de circuits qui ouvrent la voie à d'autres applications et développements tels que la montée en fréquence de récepteur intégré hétérodyne fonctionnant au-delà du THz en utilisant les harmoniques des multijonctions pour pomper le mélangeur qui pourrait être soit une jonction SIS en NbN ou NbTiN soit un HEB. La seconde étude expérimentale avait pour objectif de démontrer la nature "fluxonique" des résonances produites par le réseau de jonctions. A cet effet, nous avons réussi à verrouiller l'une des résonances à 600 GHz par un signal monochromatique produit par la chaîne OL à état solide (cf. figure II-4). Ce phénomène propre aux jonctions longues n'a été observé qu'à des fréquences beaucoup plus basses [R5]. Ces résultats ont été publiés dans 3 publications - deux sont reproduits ci-dessous, et ont servi de base pour le brevet [B2] que nous avons publié en 2014 avec nos collègues chercheurs du laboratoire de Physique de l'Unité de recherche mixte Thales/CNRS, Javier Briatico et Bruno Marcilhac, qui s'intéressent plus particulièrement aux générateurs submillimétriques/THz pour des applications en télécommunication et défense.

De plus amples détails sur les études menées sur les multijonctions peuvent être trouvés dans les deux articles [R13][R14] reproduits ci-dessous.

Fundamental and harmonic submillimeter-wave emission from parallel Josephson junction arrays

Faouzi Boussaha,^{1,a)} Morvan Salez,^{1,b)} Alexandre Féret,¹ Benoit Lecomte,¹ Christine Chaumont,² Michel Chaubet,³ Frédéric Dauplay,¹ Yan Delorme,¹ and Jean-Michel Krieg¹

¹LERMA, Observatoire de Paris, 77 avenue Denfert-Rochereau, 75014 Paris, France

²GEPI, Observatoire de Paris, 77 avenue Denfert-Rochereau, 75014 Paris, France

³Centre National d'Etudes Spatiales, 10 avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse Cedex, France

(Received 31 October 2008; accepted 14 February 2009; published online 1 April 2009)

We report heterodyne measurements of Josephson microwave radiation emitted by a parallel array of small superconductor-insulator-superconductor (SIS) junctions at submillimeter-wave frequencies. The array consists of five Nb/Al–AlO_x/Nb junctions nonevenly distributed in a niobium superconducting stripline, and is optimized for rf coupling in the 450–640 GHz range. We observed Fiske-like resonant steps in its *I*-*V* curve in the presence of magnetic field. The device was placed in a waveguide mount, and its radiation was quasi-optimally coupled out of the cryostat, to a SIS-mixer spectrometer in the same frequency range, with a 4–8 GHz band for spectral analysis. We detected a coherent signal in the spectra when the array was biased on the first and third steps, respectively, at the first harmonic frequency of 242 GHz and at the fundamental frequency of 493 GHz, both being the Josephson frequencies associated with their dc voltages. This strongly suggests that this type of parallel arrays optimized for wideband rf coupling, though strongly discretized, hosts dynamic fluxon regimes similar to long Josephson junctions, which could find applications in superconducting digital electronics or integrated heterodyne submillimeter-wave receivers. © 2009 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.3099602]

I. INTRODUCTION

Superconductor-insulator-superconductor (SIS) or superconducting tunnel junctions (STJs) are used worldwide in submillimeter-wave detection for radioastronomy, planetary and environmental sciences, and a growing field of applications, up to about 1.5 THz.^{1,2} They became the ultimate component for quasiparticle mixers in the most sensitive heterodyne receivers; thanks to their low noise approaching the photon quantum limit.³ Several teams successfully investigated parallel arrays of SIS junctions to make such low-noise quasiparticle mixers over extended submillimeter-wave bandwidths.^{4,5} To operate an array mixer optimally, one wishes to fully suppress the Josephson currents by the application of a suitable magnetic field in the device plane. Conversely, from the Josephson effect viewpoint, this device is a discrete Josephson transmission line (DJTL), which can host nonlinear dynamical modes such as solitons (“fluxons”) enclosing magnetic flux quanta ($\Phi_0 = h/2e$).^{6–10} Fluxon-based modes are potentially sources of microwave radiation up to the submillimetric range, as in “long” Josephson junctions (LJJs) with one dimension larger than the Josephson depth λ_J .^{11–15}

II. DEVICE AND MEASUREMENT SETUP

In this work, we measured directly the submillimeter-wave radiation emitted by a parallel array of a particular

type, using the heterodyne technique. The circuit, shown in Fig. 1, is a nonuniform array designed for use as a 480–640 GHz SIS mixer. It is made of five Nb/Al–AlO_x/Nb identical junctions of $\sim 1 \mu\text{m}^2$ (“small” since $\lambda_J \approx 4 \mu\text{m}$) embedded in a Nb/SiO/Nb superconductive stripline of width $w \approx 5 \mu\text{m}$ and length $l \approx 80 \mu\text{m}$, connected at one end to the apex of a bow-tie antenna. The stripline provides not only a parallel dc bias to the junctions, but also a broadband rf tuning of their tunnel barrier capacitances. The spacings between junctions act as distributed inductances, and we opti-

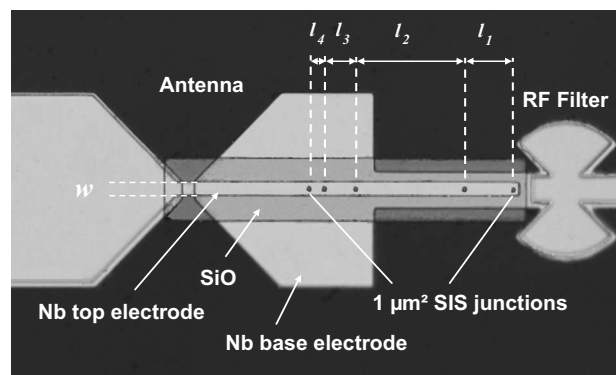


FIG. 1. Photograph of parallel Josephson junction array integrated with bowtie antenna and rf choke filter. The circuit is composed of 5 Nb/Al–AlO_x/Nb identical junctions of $\sim 1 \mu\text{m}^2$ embedded in superconductive Nb/SiO/Nb stripline of width $w \approx 5 \mu\text{m}$. The lengths separating the junctions are $l_1 = 20 \mu\text{m}$, $l_2 = 42 \mu\text{m}$, $l_3 = 12 \mu\text{m}$, and $l_4 = 6 \mu\text{m}$. The Nb/Al–AlO_x/Nb trilayer is made of a 200-nm-thick Nb base electrode, 10 nm Al, and 400 nm Nb top electrode. The thickness of the SiO layer, ensuring both electrical insulation of the junctions and dielectric for the stripline, is 250 nm.

^{a)}Electronic mail: faouzi.boussaha@obspm.fr.

^{b)}Present address: Laboratoire des Solides Irradiés, Ecole Polytechnique, Route de Saclay, 91128 Palaiseau, France. Electronic mail: morvan.salez@polytechnique.edu.

mized the array geometry for best rf coupling to its waveguide environment, in the same way one optimizes a multipole LC bandpass filter.⁵ An important consequence of this is that the array has a tuned, effective plasma frequency differing radically from the plasma cutoff in junctions. In a tunnel junction of capacitance C_j and Josephson inductance $L_j \approx \Phi_0 / (2\pi I_c)$, the plasma frequency f_p is solution of

$$C_j \omega - \frac{1}{L_j \omega} = 0. \quad (1)$$

However, in the array, one must find the resonant poles solutions of

$$\text{Im } Y_{\text{array}}(\omega) = \text{Im } Y_{\text{tun}}(\omega) + C_j \omega - \frac{1}{L_j \omega} = 0, \quad (2)$$

where $Y_{\text{tun}}(\omega)$ is the complex tuning admittance provided by the multijunction circuit at any junction. It can be calculated rigorously using a transmission line analysis in which the impedances of the junctions (modeled by L_j , C_j , and a bias-dependent quasiparticle damping) are transformed by the segments of stripline, and rf losses in the electrodes are taken into account using the Mattis–Bardeen theory. Equation (2), as a consequence of the array geometry optimized for SIS wideband tuning, yields an effective plasma frequency $f_p^* \approx 230$ GHz, and a small device Josephson array susceptance ($|\text{Im } Y_{\text{array}}(\omega)| < 0.2 \Omega^{-1}$) at frequencies above f_p^* (up to $f_{\text{gap}} \approx 750$ GHz).¹⁶ As a result, at the frequencies considered in this work, propagation of plasma waves (required for Fiske steps¹⁷ or lattice-induced Cherenkov radiation,⁶ for instance) is allowed, but also the capacitive coupling across the tunnel barriers, which normally supersedes Josephson effect at such high frequencies, is resonated out. We therefore expect electrodynamic regimes supported by Josephson currents such as fluxons, to occur within these rf bands. This result also backs our assumption that the rf bandwidth of the array used as a SIS mixer does not differ strongly from its rf bandwidth when operated as a Josephson oscillator (even considering the different bias voltages). We showed that the Josephson inductance displaces the resonant poles of our array by ~ 50 GHz without changing the overall shape of its coupling response. As for the quasiparticle resistance, our junctions have a $R_{sg}/R_n \sim 15$ and the quasiparticle damping values for the array (biased around 1 mV) and for the SIS mixer (biased around 2 mV) are similar.

The fabrication process, of the selective niobium etch process type, is described elsewhere.¹⁸ The current density of the array is ~ 10 kA cm⁻², and we measured $C_j \approx 81$ fF per junction. The SiO layer has a dielectric constant $\epsilon_r \approx 5.1 \pm 0.4$. Each device is on a 50- μm -thick fused quartz substrate, with built-in choke filters to prevent rf leakage along bias leads, and placed in a waveguide mount optimized for the 480–640 GHz frequency range. One particularity of the waveguide mounts, developed for the HIFI instrument on the HERSCHEL space telescope,¹⁹ is that they provide a purely real, near-constant 50 Ω source impedance over the whole band, with no mechanical tuner.²⁰ The wide rf input coupling bandwidths ($>30\%$) of the mounted devices were validated by Fourier transform spectrometry (FTS) using a

Michelson interferometer and also, in the case of the SIS mixer, by characterizing its heterodyne response over the entire frequency range. In addition, we found that reproducible, near-constant voltage resonances would always appear in the I - V curves of our arrays, when a magnetic field was applied, at voltages corresponding to expected Fiske steps.¹⁸ The modulation of the critical current with the field, $I_c(H)$, follows a specific pattern, complex yet which we can model with accuracy, showing that the magnetic field penetrates in the device in the form of localized fluxons.²¹

The measurements were performed using the experimental setup of Fig. 2. Two identical waveguide mounts were employed, each in its own liquid helium cryostat, respectively, hosting the junction array used as the submillimeter-wave source under test, and a twin-junction SIS mixer (fabricated at KOSMA following LERMA’s design) optimized in the same frequency band. Several authors have already reported the off-chip detection of radiation from Josephson-based oscillators—mostly one-dimensional and two-dimensional arrays—coupled to waveguides or free space.^{22–24} The particularity of our heterodyne measurement is that we used a tunerless SIS mixer with a very wide rf band, enabling us to detect several modes of our Josephson oscillator, as well as with a broad intermediate frequency (IF) band, from 4 to 8 GHz, allowing to analyze potentially broad linewidth features. The cryogenic low-noise HEMT amplifier and Faraday isolator covering this IF band were available thanks to the HIFI development. For this work we pumped the mixer with a 385–550 GHz solid-state local oscillator (LO), consisting of a Gunn source followed by a Schottky frequency multiplier. The LO frequency was monitored using an EIP frequency counter. The IF signal was analyzed with a power meter and a spectrum analyzer (Agilent E4407B). Within each mount, an electromagnet with ~ 30 G/mA allows to suppress the Josephson currents in the twin-junction mixer or to finely control the field in the junction array. The devices were mutually coupled through free space via symmetrical injection quasi-optics: in each cryostat a full-band corrugated feedhorn, a pair of cold elliptical mirrors, an infrared filter at 77 K (250 μm Zitex), and a vacuum pressure window (25 μm Mylar). Between cryostats the Gaussian beam crosses a 13- μm -thick Mylar film at a 45° angle making the diplexer required for LO signal injection into the mixer.

III. RESULTS

Figure 3 displays the resonances appearing in the I - V curve of the array for different values of applied external magnetic field, at 4.2 K. Three resonant steps emerged at $V_n \sim 0.5$ mV ($n=1$), 0.84 mV ($n=2$), and 1.02 mV ($n=3$) when the magnetic field ranges from 60 to 83 G. These voltage values are measured at the asymptotic maxima of the branches (i.e., at the highest switching current that we could measure), and the corresponding Josephson frequencies ($f_n = 2e/hV_n$) are ~ 242 , 406, and 493 GHz. The accuracy of the measured voltages $\sim \pm 5$ μV is limited by the accuracy and stability of our bias supply, and amounts to an imprecision on frequencies on the order of ± 2.5 GHz. Although

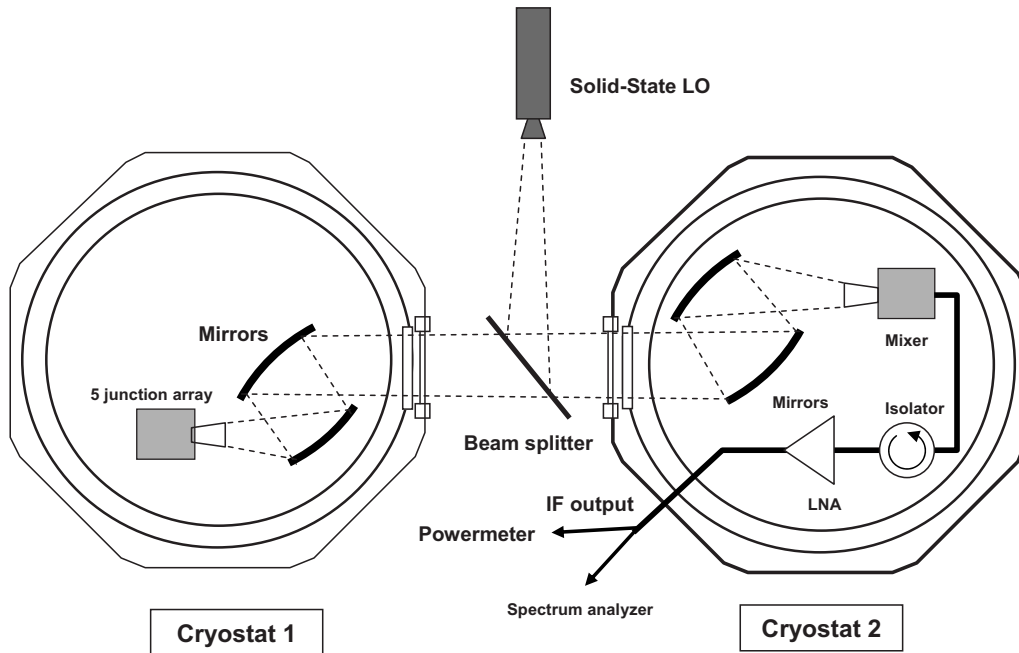


FIG. 2. Experimental setup to investigate by heterodyne detection the resonances observed in the I - V curve of the Nb/Al- AlO_x /Nb five-junction array. Cryostats 1 and 2 contain, respectively, the junction array investigated as a submillimeter-wave source and the twin-junction SIS receiver. They are mutually coupled by quasi-optical means. The LO source is a frequency-multiplied Gunn oscillator.

these error bars are large and can obviously be improved, the 4 GHz wide range of our spectrometer allows to locate emission lines, if any, and to follow their shift as one either moves along the resonant step or tunes the LO source. Since the rf bandwidths of both the emitter (Josephson array) and the detector (twin-junction mixer) were characterized by FTS, we can expect which fundamental or harmonic frequencies generated in the array fall within the detector's bandwidth, and which do not. This is summarized in Table I. Our analysis of the stripline array has shown that different bias voltages (therefore different damping values) and a strong change in Josephson admittance (when a magnetic field cancels it or not) cause minor amplitude changes and frequency shifts of the resonant poles of the array's admittance, comforting us that FTS spectra give a rather correct idea of the

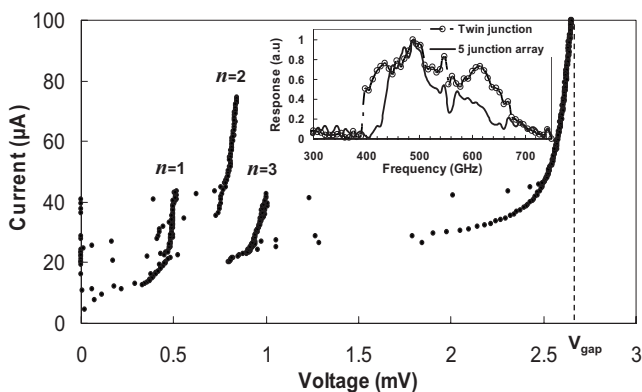


FIG. 3. I - V characteristic of the parallel Josephson array measured at $T = 4.2$ K. Three resonances appear when an external magnetic field of typically a few Gauss is applied at 0.51, 0.84, and 1.02 mV. The insert shows the rf bandwidths of both the array and the SIS receiver, obtained by FTS. The first and third resonances could emit radiation observable with our heterodyne setup (see Table I).

array's rf output behavior when operated in the Josephson regime. The bandwidths are, respectively, 410–640 GHz for the twin-junction mixer and 430–630 GHz for the array.¹⁸ Therefore only the fundamental of the third resonance and the first harmonic of the first resonance could possibly be detected.

Using the configuration shown in Fig. 2, the IF signal was monitored while the array was biased either on a resonance (ON) or outside (OFF). “OFF” corresponds to a bias at either $V=0$, $V_n < V < V_{n+1}$, or $V > V_{\text{gap}}$. In the “ON” state, we set the array where one would expect it to radiate the most power, raising the current in the voltage-bias mode (by means of the applied magnetic field) just below the point of runaway to another dynamical state (higher-order resonance or gap voltage). The SIS mixer was biased at its maximum of sensitivity, i.e., 1.9 mV at this frequency, and LO-pumped at the level of 40–50 nW. Standard hot/cold calibration showed the receiver noise to be about 300 K double sideband.

Figure 4 displays the power spectra measured across the 4–8 GHz IF band while the array is biased in the OFF state or on its third ($n=3$) resonance, at $V_b=1.01$ mV and at $V_b=1.0$ mV (respectively, $f=488.2 \pm 2.5$ GHz and 483.4 ± 2.5 GHz), and the solid-state LO was tuned around

TABLE I. Resonances in array and corresponding Josephson frequencies, $f_n = 2e/hV_n$.

n	V_n (mV)	Fundamental (GHz)	First harmonic (GHz)
1	0.51	246.5	✓493
2	0.84	406.05	812.1
3	1.02	✓493.05	986.15

Checkmarks signal frequencies, which fall within the rf band of the SIS receiver.

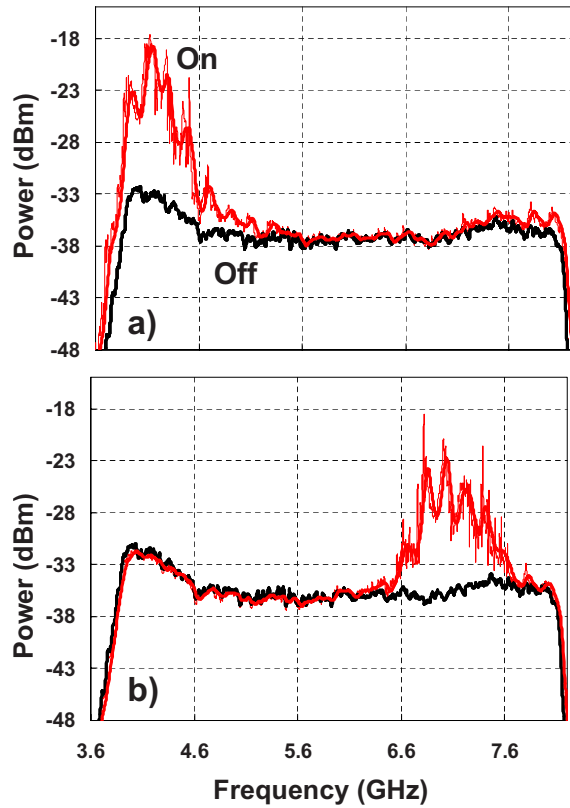


FIG. 4. (Color online) IF power spectra measured across the 4–8 GHz IF band, showing a beat signal when the solid-state LO is tuned at 494 GHz and the array is biased on the third resonant step at two bias points: (a) 1.01 mV then (b) 1.0 mV ($\pm 5 \mu\text{V}$). The OFF spectrum corresponds to the array biased outside a resonant step, in the same conditions. Resolution bandwidth is 1 MHz, video bandwidth is 1 kHz, and integration time is 2 s. The results are summarized in Table II.

493.8–494.4 GHz. In the ON state, a large-amplitude (typ. ≈ -23 to -28 dBm in a 1 MHz bandwidth) and reproducible structure was detected in the IF spectrum, about 10–15 dB above the amplified noise floor. It could not be observed in any of the three configurations of the OFF state. In addition, the change in the bias voltage value from 1.01 to 1.0 mV led to a shift of the IF spectral structure from $f_{\text{IF}} \approx 4.3$ GHz to $f_{\text{IF}} \approx 7$ GHz, confirming the spectral structure to be a beat product at $f_{\text{IF}} = |f_{\text{LO}} - f_{\text{array}}|$ of the LO solid-state signal with coherent radiation emitted by the array, in its fundamental mode. Setting the LO frequency to 491 GHz we could also detect a structure at ~ 5 GHz. Table II summarizes the measured and expected IF frequencies.

We made similar measurements using the first ($n=1$) resonance, current-biasing the array at 0.50 ± 0.005 mV corresponding to 483.5 ± 2.5 GHz with 60 G of applied magnetic field. As shown in Fig. 5, a similar spectral structure appeared at the expected IF within the error bars, provided

TABLE II. Measured and expected IF frequencies.

$V_{\text{Josephson}}$ (mV)	0.51	0.51	0.51	0.51	1.01	1.0	1.01
LO freq. (GHz)	490.1	491.5	493.1	494.5	491	494.5	494.5
IF meas. (GHz)	5.6	4.1	7.1	7.2	5	7	4.3
IF theor. (± 2.5 GHz)	2.9	1.8	7.7	7	3	10.5	5.7

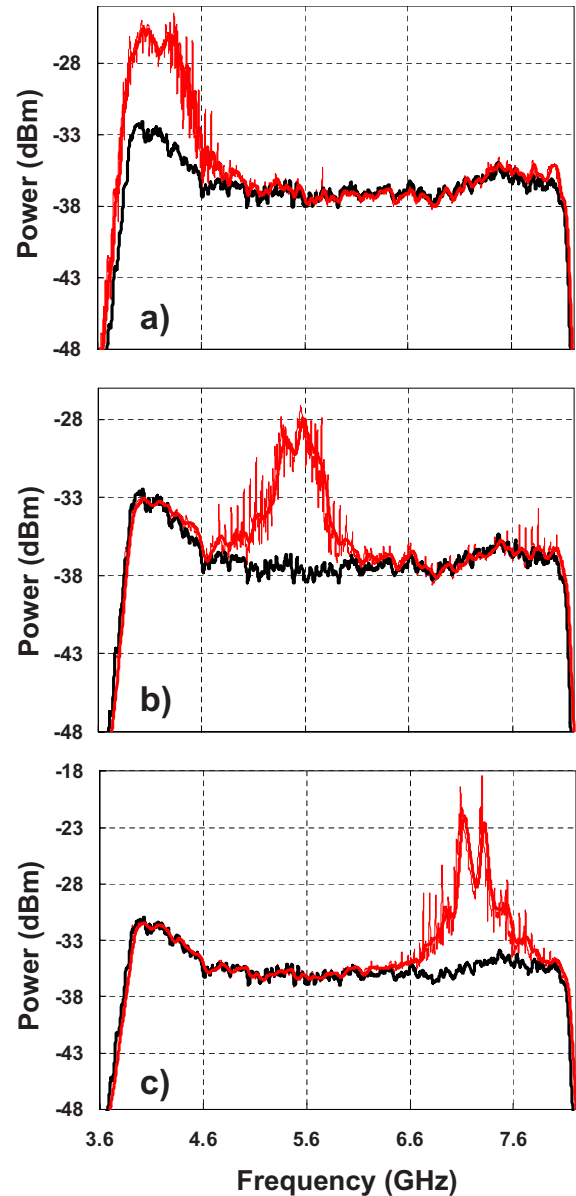


FIG. 5. (Color online) Same as the previous figure with array now biased on the first resonant step at $0.51 (\pm 0.005)$ mV (first harmonic at 493.05 ± 2.5 GHz). The LO is tuned at (a) 490.1, (b) 491.5, and (c) 493.1 GHz.

the beat now involves the first harmonic of the Josephson oscillation, i.e., $f_{\text{IF}} = |f_{\text{LO}} - 2f_{\text{array}}|$. Here we kept the array voltage constant and changed the solid-state LO frequency to 490.1, 491.5, 493.1, and 494.5 GHz. The position of the IF signal shifted accordingly. When the array was biased on the second ($n=2$) resonance, all the frequencies of which (fundamental and harmonics) are outside the rf coupling bandwidths, no beat signal was detected in the IF band of the spectrometer.

In all detections, the IF signal was broad, with a full width at half maximum (FWHM) ~ 200 – 300 MHz. The IF signal was narrower by $\sim 20\%$ using the more stable current-bias mode of our dc bias supply. Let us emphasize that in this experiment, the LO source was not phase locked, nor was the array magnetically shielded and bias stabilized. Therefore the bias fluctuations in the array dominate the FM and AM noise

present in our measured spectra, making the FWHM larger than the $\Delta f \sim 1$ MHz typical of a free-running Gunn-based oscillator, itself larger than the $\Delta f \sim 100$ Hz expected from thermal noise fluctuations in our device.¹² The linewidth of a lumped-junction Josephson oscillator depends strongly on the device's dynamic resistance R_d and is theoretically given by

$$\Delta f_j = \left(\frac{2}{\Phi_0^2} \right) R_d^2 e I \coth \left(\frac{eV}{2k_B T} \right), \quad (3)$$

which becomes, when the shot noise is small compared to the thermal noise,

$$\Delta f_j = \left(\frac{4\pi k_B T}{\Phi_0^2} \right) \left(\frac{R_d}{R_n} \right). \quad (4)$$

In our case, $R_d \approx 1.65 \times 10^{-3} \Omega$ ($3.5 \times 10^{-3} \Omega$) on the $n=1$ ($n=3$) step, and we derive $\Delta f_j \approx 30$ Hz (63 Hz). In a parallel array, the N junctions are noncorrelated wideband noise sources, but Josephson oscillations in the N junctions at $f = \langle V \rangle / \Phi_0$ can be synchronized through different mechanisms: mutual coupling via the stripline resonators formed by each cell, propagation of plasma waves, and dynamic fluxons. As with a LJJ, fluctuations of bias current, external magnetic field, or thermally induced fluctuations of the interfluxon spacing (for $n > 1$)²⁵ all contribute to a broadened radiation linewidth. Equation (3) was found to agree well with experiments for a LJJ in the resonant mode, replacing T with an effective wideband noise temperature T_{eff} several times larger than the junction's physical temperature.²⁶ In literature, measured linewidths from 2 to 12 MHz in the range 250–300 GHz have been reported both for array oscillators^{24,27} and for flux-flow oscillators.^{15,28} Linewidths of a few 100 kHz were also measured for free-running LJJs in the resonant mode. With the use of a phase-locked loop, the linewidth of all those oscillators can be reduced to a few tens of hertz [typically, the noise limit given by Eq. (3)].^{12,29}

In certain spectra, we observed important ripples probably caused by intermodulation within the spectrum analyzer, since the IF signal power integrated over all channels could reach the ~ -3 dB level. This possibility will be soon checked experimentally against other hypotheses, since erratic, size-changing fluxons (as they move from one cell to the next), or “breathers,” could also be incriminated at this stage as a source of AM or FM noise. The IF power in the full 4 GHz wideband, corresponding to the OFF and ON states while keeping the LO turned on, were, respectively, 1420 (ON) and 745 μW (OFF). When the LO is turned off, the noise power (mostly amplified shot noise) was 430 μW .

IV. DISCUSSION

We interpret the radiation reported here as being generated by dynamic fluxons and the observed resonances as Fiske steps:¹⁷ Under the influence of the applied current bias and magnetic field, fluxons propagate unidirectionally and are synchronized to cavity mode standing waves. Indeed, with $\sim 10\%$ error bars, the frequencies of the steps are fitted by $f_n = n c_{\text{Sw}} / 2l$, where n is an integer, l is the array length, and c_{Sw} is the frequency-dependent Swihart velocity in the

array taking into account capacitive loading by the junctions, fringing field, dispersion, and losses in the superconducting stripline. Let us point out that all physical parameters needed for these Swihart velocity or impedance calculations [e.g., Eq. (2)]—such as dielectric constant, processed film thicknesses, junction specific capacitance, or Nb normal-state resistivity—were measured. For the first resonant step, the measured Josephson frequency is 245 GHz while we calculate $c_{\text{Sw}} \approx 0.12$ yielding a frequency $f_1 = 225$ GHz. Similar resonant fluxon modes have been reported in various types of periodic arrays of STJs, with little or no pinning when the ratio $\Lambda_J = (\Phi_0 / 2\pi)(1/L_{\text{cell}} I_c) > 1$, where L_{cell} is the inductance of the unit cell.^{9,30} Nonuniform arrays have cells of different lengths, and this must reflect somehow on their properties. To delve into their detailed Josephson electro-dynamics, a theoretical model fully accounting for their geometry must be developed. However, we can get a first idea of their behavior by approximating them by periodic arrays, and by calculating the space-averaged values of λ_J and of other array parameters, such as current densities and normalized quasiparticle or surface loss damping. This first-order approximation was not contradicted by our experiments so far. In particular, the shape of the measured static curve $I_c(H)$ was in agreement with an effective Josephson length $\lambda_J^* \approx 25 \mu\text{m}$.²¹ This corresponds to the average discreteness parameter $\bar{\Lambda}_J = (\Phi_0 / 2\pi)(1/\bar{L} I_c) = 1.26$ calculated for $J_c = 10 \text{ kA cm}^{-2}$ and taking for \bar{L} the averaged cell inductance. Since $\bar{\Lambda}_J > 1$, magnetic flux quanta may enter the array above $H_{c1} \sim 0.6$ G, and can be set to motion from cell to cell whenever the bias current overcomes the pinning energy at junction sites.²¹ The number of steps observed, $n=3$ (4 with certain devices), is consistent with this interpretation, since linear-mode cavity resonances would trigger numerous equidistant constant-voltage steps up to the half-gap voltage, whereas $n_{\text{max}} \approx l/\lambda_J^* \sim 3$ is the maximum number of fluxons that can be found simultaneously in the array.

How the bias current actually drives the fluxons in such arrays (i.e., the equivalent of the Lorentz force well known in LJJs) remains to be investigated theoretically and experimentally. In particular, dc and rf boundary conditions may be crucial. For instance, the arrays investigated in this paper have an asymmetrical rf feed (one end connected to the antenna, and the other end open) and a symmetrical bias reminding the LJJs of “in-line” geometry (see Fig. 1); with such a dc configuration, a fluxon “borrowing” two adjacent junctions at a given time feels a force from the bias current flowing in neighboring junctions, but probably also from the electrodes of its own cell.

Discretized Josephson transmission lines, which can also be viewed as parallel SQUID arrays, have received much interest from the theoretical and the experimental viewpoints in more than a decade, partly because they can be used as rapid single-flux quantum (RSFQ) logic circuits, if fluxons propagate at the Swihart velocity along them. Several teams reported resonances in the I - V curves of underdamped parallel junction arrays at Josephson frequencies up to the submillimetric range,^{7,9,30} attributed to dynamic fluxons. The novelty of our experiment holds in the nonperiodic distribution

of the junctions loading the stripline, which provides the circuit with (beyond an apparent greater complexity) a specific and well-characterized admittance, whereas in periodic arrays, one often considers the segments of stripline between junctions as mere coupling resonators—an approach which in our view is inaccurate for most stripline parallel arrays. As already mentioned earlier, another consequence of this design is that the coupling bandwidth for the Josephson oscillator array and the SIS-mixer array should be quite similar, which we verified in this work with our linewidth measurements. Indeed, we detected rf power as expected at the harmonic of $n=1$, at the fundamental of $n=3$, but no power on the $n=2$ step, the Josephson frequency of which lies outside the band measured by FTS.

We report elsewhere that we also observed phase locking of a $n=3$ resonant step to an external 600 GHz source, confirming a strong coupling between the external “rf world” and the Josephson dynamical modes causing the steps in the I - V curve.¹⁶ Even at 600 GHz, this phase lock looks virtually identical to phase locking to rf signals of “zero-field step” fluxons reported in LJJs at much lower frequencies, usually in X and K bands.³¹ It is the unique tuning of the device, with the wideband nulling of its susceptance at submillimetric frequencies, which explains why strong Josephson effects (Fiske resonances and phase lock) are observed.

The Josephson oscillation modes reported here are obviously high- Q resonances. From the I - V curve, the rf power available in the measured Josephson resonances is ~ 20 – 60 nW, which is barely the coupled LO power required to operate a SIS mixer at these frequencies. However, one can design lower- Q nonuniform arrays, with the same optimization of geometry for rf coupling, by employing more junctions per unit length and higher J_c . This can be done in several ways, and will provide more available and coupled power, with an oscillator operated in the flux-flow mode. The condition for a LJJ of length l to enter the flux-flow regime is $\alpha l/\lambda_j > 2$ where α is the normalized quasiparticle damping.^{11,32} In LJJs, the β term representing the normalized electrode surface loss in sine-Gordon equations can often be neglected, and one must have $\alpha > \beta$ in the flux-flow mode.¹³ In our circuits, α^* and β^* are the averaged damping parameters, and the flux-flow criterion translates to

$$(\alpha^* + \beta^*)l/\lambda_j^* > 2 \quad (5)$$

with $\alpha^* > \beta^*$. It would be satisfied by a nonlinear array having $l=500$ μm and $N=50$ junctions of 6 μm^2 with $J_c=13$ kA cm^{-2} , embedded in a 10 - μm -wide stripline. Its discreteness parameter $\bar{\Lambda}_j=1.14$ would ensure the mobility of fluxons, and $\alpha^*=0.07$ and $\beta^*=0.004$ would allow its operation in the flux-flow mode since $\alpha^*l/\lambda_j^*=3.0$. The quasiparticle damping may, in fact, be greater than α^* due to Josephson self-coupling,³³ as is routinely observed in LJJ-based FFOs (α_{rr}^* can be ten times larger in the bias voltage range $V_{\text{JSC}}=V_{\text{gap}}/3 < V_{\text{bias}} < V_{\text{gap}}$).²⁶ In nonuniform arrays, the voltage dependence of JSC will also reflect the impedance-matching bandwidth of the device. “Cherenkov” radiation, only observed in discrete Josephson transmission lines, also increases quasiparticle dissipation. A wideband, highly damped FFO based on a nonuniform array seems feasible.

Using the above circuit parameters, it seems theoretically possible to achieve a 100-fold increase in the available power, relative to the ~ 50 nW available with the resonances reported here, while keeping a DJTL geometry. In addition to the wideband impedance-matching approach already described, DJTLs allow a greater flexibility for design than LJJs. The Swihart velocity is larger in DJTLs by an order of magnitude due to the embedding stripline, which may represent an advantage to fabricate resonant-mode oscillators at high frequencies (and, of course, RSFQ logic circuits). Also, it is known that the value of β affects the electrodynamics in Josephson transmission lines, in particular, regarding stabilization of bunched fluxon modes^{34,35} or fluxon-antifluxon annihilation.^{10,36} Therefore, β^* , which is larger in DJTLs, should not be omitted when one theoretically investigates their dynamical modes, including that in Eq. (5). Unlike LJJs where α and β are entangled, in our devices tunneling and stripline regions are distinct and the circuit designer can optimize both the quasiparticle conductance and the stripline inductance values as required for a given application. Furthermore, theory predicts that DJTLs can exhibit unique dynamical properties, which continuous LJJs do not: multi- 2π fluxons (e.g., $4-\pi$, $6-\pi$, etc.);⁶ radiation of small-amplitude linear waves triggered by the moving fluxons, which mediates the bunching of fluxons and gives them greater velocities (hence, greater kinetic energy) at a given bias.³⁷ These properties may be of interest for the development of high-efficiency microwave oscillators.

V. CONCLUSION

These results demonstrate that a superconducting parallel array of tunnel junctions with nonequal spacings, designed for broadband SIS mixers, can also host Josephson resonant modes emitting coherent radiation at submillimetric frequencies. One could use them for higher frequency clock sources in digital superconducting electronics¹² or, should this type of devices be capable of operation in a true “flux-flow” regime (i.e., by adjusting the geometry to provide lower Q and higher available power), as an attractive alternative to LJJs for broadband tunable local oscillators. Array-based oscillators have indeed a greater design flexibility to select the oscillator regime (e.g., flux-flow versus resonant) since stripline and junction parameters can be optimized independently. Another advantage of these arrays is that they were designed for wideband impedance-matching to microstrip circuits, antennas, and waveguides, whereas LJJs have small characteristic impedances ~ 0.5 – 1 Ω , which require band-limiting matching networks to reach the required typical tens of ohms. Sharing the same well-mastered, rugged Nb/Al-AIO_x/Nb trilayer technology as SIS junctions, SQUIDs, and the DJTLs used in RSFQ electronics, these circuits can be integrated with on-chip heterodyne receivers, greatly reducing the mass and power budget of existing receivers, while extending their range of applications.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank G. Beaudin, P. Encrenaz, Y. Viala, J.-M. Lammare, and M. Pérault for their support. We thank J.-G. Caputo

and L. Loukitch for numerous stimulating discussions on the Josephson dynamics in our devices. We acknowledge Michèle Batrunga for making the bias supply and J. Spatazza for drawing the waveguide mounts for the HIFI project, used in this experiment. The twin-junction device used in this experiment. The twin-junction device used as SIS mixer was fabricated at KOSMA, Köln University by Drs. K. Jacobs and N. Höningh. This development is sponsored by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU).

- ¹J. Zmuidzinas and P. L. Richards, *Proc. IEEE* **92**, 1597 (2004).
- ²A. Karpov, D. Miller, F. Rice, J. Stern, B. Bumble, H. LeDuc, and J. Zmuidzinas, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 343 (2007).
- ³J. Tucker and M. Feldman, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 1055 (1985).
- ⁴S. C. Shi, T. Noguchi, J. Inatani, Y. Irimajiri, and T. Saito, *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.* **8**, 381 (1998).
- ⁵M. Salez, Y. Delorme, F. Dauplay, and B. Lecomte, in Proceedings of the 11th International Symposium on Space Terahertz Technology, Ann Arbor, MI, 1–3 May 2000 (unpublished), p. 343.
- ⁶M. Peyrard and M. D. Kruskal, *Physica D* **14**, 88 (1984).
- ⁷V. K. Kaplunenko, B. H. Larsen, J. Mygind, and N. F. Pedersen, *J. Appl. Phys.* **76**, 3172 (1995).
- ⁸H. S. J. van der Zant, T. P. Orlando, S. Watanabe, and S. H. Strogatz, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 174 (1995).
- ⁹A. V. Ustinov, M. Cirillo, B. H. Larsen, V. A. Oboznov, P. Carelli, and G. Rotoli, *Phys. Rev. B* **51**, 3081 (1995).
- ¹⁰K. Nakajima, H. Mizusawa, Y. Sawada, H. Akoh, and S. Takada, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1667 (1990).
- ¹¹V. P. Koshelets, S. V. Shitov, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, A. S. Sobolev, M. Y. Torgashin, V. V. Khodos, V. L. Vaks, P. R. Wesselius, P. A. Yagoubov *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 1035 (2003).
- ¹²D. E. Kirichenko and I. V. Vernik, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 296 (2005).
- ¹³T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Irie, and K. Yoshida, *J. Appl. Phys.* **54**, 3302 (1983).
- ¹⁴A. V. Ustinov, J. Mygind, and V. A. Oboznov, *J. Appl. Phys.* **72**, 1203 (1992).
- ¹⁵Y. M. Zhang, D. Winkler, and T. Claeson, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 3195 (1993).
- ¹⁶M. Salez, F. Boussaha, Y. Delorme, F. Dauplay, B. Lecomte, and M. Chaubet, *J. Appl. Phys.* (submitted).
- ¹⁷M. D. Fiske, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 221 (1964).
- ¹⁸F. Boussaha, M. Salez, Y. Delorme, A. Feret, B. Lecomte, K. Westerberg, and M. Chaubet, in Proceedings of the SPIE First International Symposium on "Microtechnology for the New Millennium," 2003, edited by J.-C. Chiao, V. K. Varadan, and C. Cane (unpublished), Vol. 5116, pp. 563–570.
- ¹⁹M. Salez, Y. Delorme, I. Peron, B. Lecomte, F. Dauplay, F. Boussaha, J. Spatazza, A. Feret, J. M. Krieg, and K.-F. Schuster, in Proceedings of the SPIE Conference on Telescopes and Astronomical Instrumentation, HI, 2003, edited by T. G. Phillips and J. Zmuidzinas (unpublished), Vol. 4855, pp. 402–414.
- ²⁰M. Salez, Y. Delorme, F. Dauplay, B. Lecomte, I. Peron, and K.-F. Schuster, in Proceedings of the Fourth European Workshop on Low Temperature Electronics, WOLTE-4, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 2000 (unpublished), pp. 239–244.
- ²¹M. Salez, F. Boussaha, L. Loukitch, and J.-G. Caputo, *J. Appl. Phys.* **102**, 3904 (2007).
- ²²M. J. Wengler, B. Guan, and E. K. Track, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **43**, 984 (1995).
- ²³P. A. A. Booij and S. P. Benz, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2163 (1994).
- ²⁴S. Deus and S. Kiryu, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 4325 (1999).
- ²⁵A. A. Golubov, B. A. Malomed, and A. V. Ustinov, *Phys. Rev. B* **54**, 3047 (1996).
- ²⁶V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, L. V. Filippenko, J. Mygind, and A. V. Ustinov, *Phys. Rev. B* **56**, 5572 (1997).
- ²⁷B. Bi, S. Han, J. E. Lukens, and K. Wan, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2303 (1993).
- ²⁸V. P. Koshelets, A. Shchukin, I. L. Lapytskaya, and J. Mygind, *Phys. Rev. B* **51**, 6536 (1995).
- ²⁹V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko, V. L. Vaks, J. Mygind, A. M. Baryshev, W. Luinge, and N. Whyborn, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 289 (1999).
- ³⁰H. S. J. van der Zant, E. H. Visscher, D. R. Curd, T. P. Orlando, and K. A. Delin, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2658 (1993).
- ³¹M. Salerno and M. R. Samuelsen, *Phys. Rev. B* **59**, 14653 (1999).
- ³²Y. M. Zhang and P. H. Wu, *J. Appl. Phys.* **68**, 4703 (1990).
- ³³N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **147**, 255 (1966).
- ³⁴B. Dueholm, O. A. Levring, J. Mygind, N. F. Pedersen, O. H. Soerensen, and M. Cirillo, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1299 (1981).
- ³⁵A. Davidson, N. F. Pedersen, and S. Pagano, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1306 (1986).
- ³⁶H. Akoh, S. Sakai, and S. Takada, *Phys. Rev. B* **35**, 5357 (1987).
- ³⁷A. V. Ustinov, B. A. Malomed, and S. Sakai, *Phys. Rev. B* **57**, 11691 (1998).

Fluxon modes and phase-locking at 600 GHz in superconducting tunnel junction nonuniform arrays

Morvan Salez^{a)} and Faouzi Boussaha

Laboratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique, Observatoire de Paris, 77 avenue Denfert-Rochereau, Paris 75014, France

(Received 15 September 2009; accepted 5 November 2009; published online 7 January 2010)

We investigated parallel arrays of superconducting Nb/AIO_x/Nb tunnel junctions nonevenly distributed in a superconducting Nb/SiO/Nb microstrip transmission line. Such devices are discretized Josephson transmission lines (DJTLs) in which, from theory, magnetic flux quanta (“fluxons”) can travel as solitonic waves when a dc current bias and a dc magnetic field are applied. We observed a reproducible series of resonant branches in each device’s I – V curve, at Josephson submillimeter-wave frequencies (from 240 to 720 GHz) matching the resonances predicted using a transmission line analysis, where the loading of the $N=5$ junctions is fully taken into account. The nonperiodic distribution was optimized to provide rf matching over a large bandwidth (450–650 GHz typically), implying that the plasma resonance of junctions is inductively tuned out over a similar band by the array. A confirmation of this comes from the observation, at frequencies higher than the untuned junctions plasma frequency, of several Josephson phenomena reported in this article: Fiske-like resonances, phase-locking of the $n=3$ resonance to an external 600 GHz microwave source, rf-induced zero crossing, and resonances at fractional harmonics of the rf signal. These experimental results are all compatible with a fluxon-based resonances interpretation, as in the extensively studied long Josephson junctions yet at higher frequencies. As reported elsewhere, we could detect ~ 500 GHz microwave radiation emitted by our devices in the $n=1$ and $n=3$ modes. In light of these unique properties, we propose nonuniform DJTLs as a promising type of Josephson device for submillimeter-wave oscillators and fast fluxon-based electronics. © 2010 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3270403]

I. INTRODUCTION

Josephson transmission lines (JTL), including arrays of parallel-connected small Josephson junctions and long Josephson junctions, have been investigated for decades by many teams for their nonlinear (both static and dynamic) properties, of interest from the standpoint of theory and applications, e.g., cryogenic microwave sensors, mixers, and coherent sources; high frequency clocks; transmission lines for rapid single flux quantum electronics; superconducting quantum interference filters (SQIFs), to name a few. We focus in this paper on one particular type of JTL device, developed for a specific application in radioastronomy:^{1,2} a parallel array of superconductor-insulator-superconductor (SIS) tunnel junctions mutually coupled by superconductive microstrip lines of various lengths, optimized together for a desired microwave response in the submillimeter-wave range. The junctions are “small,” i.e., they have a length l_j smaller than the Josephson length $\lambda_J = \sqrt{\Phi_0 / (2\pi\mu_0 J_c d_j)}$, Φ_0 being the magnetic flux quantum $h/2e$, and J_c and d_j , respectively, the critical current density and magnetic thickness of the tunnel barrier.³ Such a circuit bears a striking resemblance with a SQIF, since it connects a number of superconducting quantum interference device (SQUID)-like cells in parallel. Obviously, its electrical diagram [see Fig. 1(a)]

hardly differs from that of a long Josephson junction (LJJ) ($l_j > \lambda_J$), of which it can be seen as a discretized equivalent.

In LJJs, the phase difference $\delta(x)$ between the superconducting electrodes follows a complex static and dynamic pattern, solution of a sine-Gordon equation (SGE)^{4,5} which describes the flow of currents in the various unit-length elements of the circuit according to the Kirchhoff law [Fig. 1(b)]. Solitons—corresponding to localized magnetic flux quanta, “fluxons”—are routinely observed at rest and in motion in LJJs. This type of dynamical regimes in LJJs was extensively studied by many groups theoretically^{6–10} and experimentally,^{11–19} largely due to the quest for Josephson millimeter-wave-to-terahertz clocks²⁰ and solid-state local oscillator sources.^{18,21,22} Unlike other submillimeter-terahertz sources which require frequency up-conversion or down-conversion stages, Josephson oscillators built out of rugged, low- T_c materials (e.g., Nb) radiate straightforward at these wavelengths ($\Phi_0^{-1} \cdot \text{mV} \sim 0.5$ THz),^{21,23,24} with a minute power consumption (in the μW range). Flux-flow oscillators (FFOs) are LJJ-based sources using the unidirectional motion of fluxons in the LJJ; since FFOs are fully compatible with the technology of SIS mixers, both devices can be integrated on a single chip to make an all-superconducting, ultracompact integrated heterodyne receiver.¹⁸

A discretized JTL (DJTL), where two superconducting electrodes contact several junctions in parallel, can host nearly the same nonlinear regimes as any LJJ, as was asserted early by Peyrard and Kruskal²⁵ and confirmed in sev-

^{a)}Electronic mail: morvan.salez@polytechnique.edu. Present address: Laboratoire des Solides Irradiés, Ecole Polytechnique, Route de Saclay, 91128 Palaiseau, France.

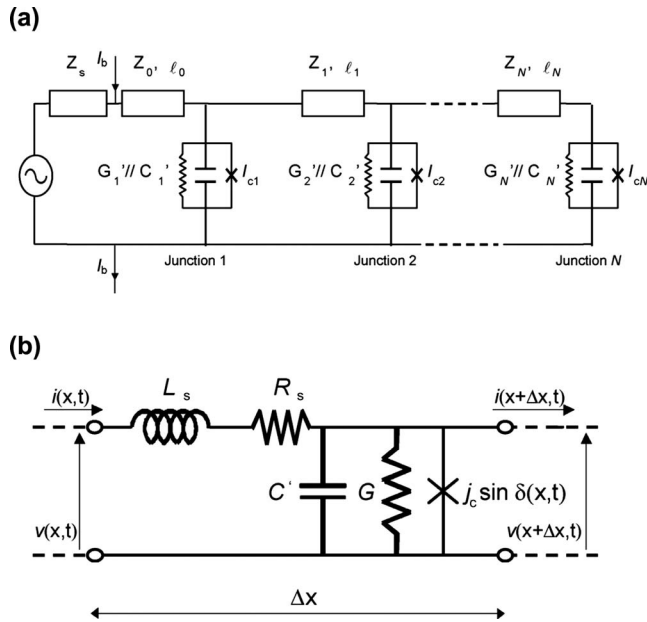


FIG. 1. (a) Equivalent circuit of a stripline parallel array of N Josephson junctions such as shown in Fig. 2, connected to a microwave circuit of source impedance Z_s . The components G_i , C_i , and $I_{c,i}$ are, respectively, the quasiparticle conductance, tunnel capacitance, and critical current of junction $\#i$. At first order, the conductance G_i “seen” by microwaves is $\sim 1/R_n$. The cells characteristic impedances and lengths are optimized to achieve submillimeter-wave broadband coupling (see Fig. 3). When the lengths of all cells tend to ϵ it becomes the equivalent circuit of a continuous LJJ. (b) Zoom on a unit-length Δx of stripline array, anywhere. All elements are per unit length: L_s and R_s are, respectively, the self-inductance and the resistance of the superconducting electrodes, $G \approx 1/R_n$ is the quasiparticle conductance, j_c is the Josephson current density, and C' is the capacitance of the unit length in parallel with the tunnel barrier capacitance. Outside Josephson junctions, the only leakage admittance is the stripline capacitance C .

eral experimental and numerical investigations.^{26–28} Any type of DJTL is characterized by an effective Josephson length $\lambda_j^* > \lambda_j$, which may be greater or smaller than the cells length l_{cell} , and tends to a LJJ as its continuous limit ($l_{\text{cell}} \rightarrow \Delta x$). Whereas many DJTLs reported in the literature have a planar geometry, parallel arrays of tunnel junctions embedded in a microstrip line can be accurately modeled by a transmission line analysis. Taking advantage from this, the nonuniform arrays reported here, which we developed for SIS mixers, have unique Josephson properties at millimeter-wave and submillimeter-wave frequencies. Previous studies of fluxon-based resonances in similar stripline DJTLs were limited to periodic arrays.²⁹ In the context of SIS mixer application, the occurrence of resonating plasma waves, penetrating static or moving fluxons, phase slippage, or other Josephson phenomena^{5,17} has potentially important consequences for both their design and operation—it may even prevent their use as low-noise mixers. Conversely, should they sustain clean and well-controllable Josephson electrodynamic modes resembling those in LJJs (e.g., fluxon resonant modes at microwave frequencies) they can be candidates for oscillators and other applications using vortex dynamics—excellent candidates, in fact, for reasons exposed in Secs. IV and V.

A lot can be said on the microwave properties of a particular type of JTL by shining microwaves onto it and, for

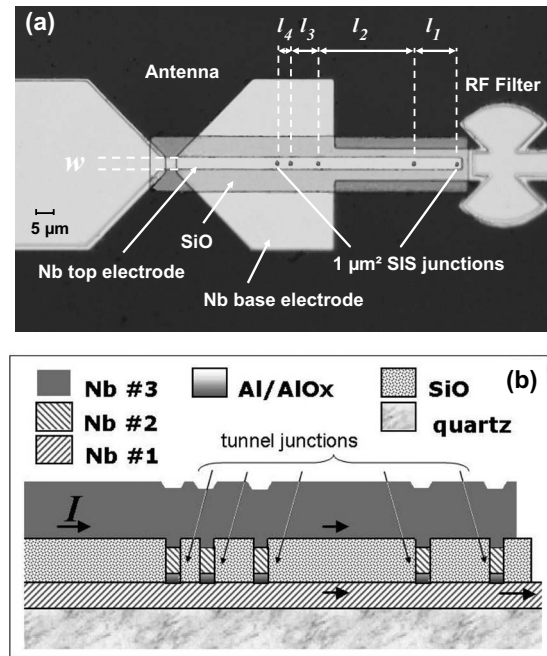


FIG. 2. (a) Photograph of circuit A (see Table I). (b) View of a five-junction nonuniform array. The micron-size Nb/Al/AIO_x/Nb SIS tunnel junctions are parallel connected by their top and bottom Nb electrodes, and insulated by a SiO dielectric layer. The resulting Nb/SiO/Nb structure makes a rf tuning circuit, as well as a parallel array of SQUIDs. The array is connected on one side to an antenna of well known source impedance, and a rf choke filter (not shown) prevents submillimeter-wave leakage via the bias leads. The circuit shown here was designed for operation as a SIS mixer over the band 450–650 GHz and possibly beyond.

instance, observing how one can phase-lock the dynamical modes of interest. Resonant fluxon phase-locking to external microwaves was never reported in DJTLs at submillimetric frequencies, whereas it was much studied in continuous LJJs, at lower frequencies from a few GHz up to the K -band.^{13,30} A few experiments where fluxons were phase-locked at millimeter-wave and submillimeter-wave frequencies involved low- Q devices operated in the unidirectional flux-flow regime.^{22,31,32} Microwave interaction with Josephson transmission lines was also investigated from the theoretical standpoint.^{6,8,9,33}

II. CIRCUITS

The circuits (see Fig. 2) consist of Nb/SiO/Nb striplines of width $w=5-7 \mu\text{m}$ and length $l=80-86 \mu\text{m}$ $N=5$, loaded with $N=5$ Nb/AlO_x/Nb junctions of equal width and length ($w_j=l_j \sim 1 \mu\text{m}$), but unevenly distributed. Their geometries and their fabrication parameters are, respectively, provided in Table I and Table II. The Nb/Al/AIO_x/Nb trilayer was patterned into junctions using optical lithography and a selective niobium self-aligned etch process, where the upper Nb layer is removed by reactive ionic etching, then replaced around the junction mesas by SiO. An upper Nb wiring is then sputtered to contact junctions and make the Nb/SiO/Nb rf tuning microstrip circuit. Junctions have $V_g = 2.85 \text{ mV}$, a quality ratio R_{sg}/R_n of about 15, for a critical current density in the range of $J_c=5-13 \text{ kA cm}^{-2}$. For our niobium films, we measured $T_c=9.30 \pm 0.05$, a normal state conductivity $\sigma_n=2.210^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ at 4.2 K. We derive from

this value $\lambda_L=730 \text{ \AA}$, and also the complex surface impedance which will be required to compute the propagation constant in our JTLs. From the measured voltages of equidistant resonant steps in $I-V$ curves of 45- μm -long and 90- μm -long LJJ's manufactured on the same wafer, we derived the Swihart velocity in tunnel junction regions, $c_j=0.027$ and the specific capacitance per unit surface, $C_s=77$ (resp. 81) $\text{fF } \mu\text{m}^{-2}$ at 5 (resp. 10) kA cm^{-2} . With a 250-nm-thick SiO layer, we calculate that $c_{\text{Sw}} \sim 0.12c$ in these arrays. From ellipsometry measurements at visible wavelengths, we obtained $\epsilon_r=4.7$ for our SiO layer, yet a more probable value at millimeter wavelengths is $\epsilon_r \approx 5-5.5$, as we derived from the measured resonances of Nb/SiO/Nb microstrip resonators.³⁴ In the microwave problem, junctions are pointlike and arrays are one-dimensional, since $l_j < w \leq c_{\text{Sw}}/f$ over the whole band. The junction distributions were chosen to optimize the rf coupling over the range $\sim 400-650 \text{ GHz}$,¹ corresponding to the needs of specific submillimeter-wave radioastronomy projects.³⁵ This important particularity of the circuits will be discussed later. We used a commercial EM CAD software³⁶ to optimize the characteristic impedances and electrical lengths of the cells, along with a custom-made model of superconductive transmissions lines to derive the array's actual physical parameters and dimensions. In particular, this model adopts the Wheeler formalism for the fringing fields in thin striplines and includes frequency-dependent losses in the superconductors via the Mattis-Bardeen theory.³⁷ In the design phase, uncertainties and scattering on fabrication parameters were taken into account in a statistical analysis to maximize the circuits performance yield. The same design strategy was applied to make a spaceborn submillimeter-wave SIS receiver.³⁸

The "small junction" approximation is justified because $\lambda_j=4-5.5 \mu\text{m}$, but λ_j^* —which defines the average magnetic penetration depth and fluxon size in our circuits—is $> \lambda_j$ since the junctions are embedded in a stripline.^{39,40} This results both from $w > w_j$ (Ref. 41) and from the fact that the self-inductance L_{cell} between two adjacent junctions also competes with the Josephson susceptance.^{26,42} The discreteness parameter $\Lambda_j = \sqrt{\phi_0 / 2\pi I_c L_{\text{cell}}}$, with $I_c = J_c w_j l_j$ tells us whether fluxons—spread over several cells—may enter and move freely in the array ($\Lambda_j > 1$) or whether they must overcome an energy barrier to move from one cell to the next ($\Lambda_j < 1$). Because our circuits are nonuniform, $\Lambda_j(x)$ is variable, and to grasp some physical insight it is useful to consider the space-averaged Λ_j^* and effective Josephson length $\lambda_j^* = \Lambda_j^* \cdot l_{\text{av}}$, where $l_{\text{av}} = l / (N-1)$ is the mean cell size. For A at

TABLE I. Optimized nonuniform DJTL geometry (all dimensions in μm).

Circuit	N	w_j	l_j	w	a_1	l_1	l_2	l_3	l_4	l
A	5	1	1	5	2	20	42	12	6	80
B	5	1	1	7	2	18	44	11	7	80
C	5	1	1	5	2	32	28	12	14	86
F	2	1	1	5	2	12	12

TABLE II. Fabrication of circuits.

Design parameter	Unit	Assumed value	Uncertainty	
Critical current density, J_c	kA cm^{-2}	10	\pm	0.5
Specific capacitance, C_s	$\text{fF } \mu\text{m}^{-2}$	80	\pm	2
Niobium penetration depth, λ_L	nm	80	\pm	5
Wiring "Nb3" electrode thickness, t_2	nm	350	\pm	10
Trilayer thickness, $t_1/t_{\text{Al}/\text{AlOx}}/t_{\text{Nb}2}$ ^a	nm	200/10/100	\pm	10
Dielectric constant, ϵ_r ^b		5.0	\pm	0.5
Dielectric thickness, t_d	nm	250	\pm	10

^a t_1 is the ground-plane "Nb1" electrode thickness.

^bSiO.

$J_c=5 \text{ kA cm}^{-2}$, we find $\Lambda_j^*=1.78$ and $\lambda_j^*=35.3 \mu\text{m}$; for C at $J_c=10 \text{ kA cm}^{-2}$, we have $\lambda_j^*=26.6 \mu\text{m}$ (See Table III).

III. EXPERIMENTAL RESULTS

A. Resonances

Figure 3 shows the dc signatures of Josephson resonances seen in the $I-V$ curves of one array of the type described above, namely C, measured at 4.2 K. The shapes of the resonant steps remind of the thoroughly studied "zero-field steps" (ZFSs) or Fiske steps (FSs) of LJJ's, and suggest traveling fluxons. In a LJJ, a ZFS of order n would correspond to the shuttling motion of n fluxons along the larger dimension of the oxide barrier, and a FS of order n involves n fluxons moving one way and synchronized to a linear wave cavity mode.^{5,11,12,43,44} ZFS and FS both involve a resonant fluxon regime and have qualitatively similar dc signatures. However their Josephson frequencies are different: $f_n = nc_{\text{Sw}}/l$ for a ZFS and $f_n = nc_{\text{Sw}}/(2l)$ for a FS, where l is the LJJ length and c_{Sw} is the Swihart velocity of light—a velocity reached asymptotically by relativistic fluxons. As for FSs and ZFSs in LJJ's, we could not see a negative resistance region in the observed resonances, even using a voltage bias. The switching behavior between steps and their dependence upon an applied magnetic field are also qualitatively identi-

TABLE III. Wave propagation parameters.

Parameter		A	C	M
J_c	kA cm^{-2}	5	10	13
C_j	$\text{fF } \mu\text{m}^{-2}$	77	81	93
λ_j	μm	8.1	5.7	3.6
f_p	GHz	223	308	328
λ_j^*	μm	36.3	26.6	11.4
f_p'	GHz	205	195	314
f_p^* ^a	GHz	280	330	...
v_j/c		0.026	0.027	0.024
v_j/c ^b		0.119	0.12	0.059
$f_{\text{FS},n=1}$	GHz	223	209	17.5
$V_{\text{FS},n=1}$	μV	461	433	36.5
$V_{1,\text{meas}}$	μV	526	554	...
α^*		0.0075	0.010	0.068
β^* ^b		0.0048	0.0012	0.0042
$(\alpha^* + \beta^*)/l/\lambda_j^*$ ^b		0.027	0.033	3.0

^aSolution of Eq. (4).

^bCalculation using Mattis-Bardeen theory, at 200 GHz.

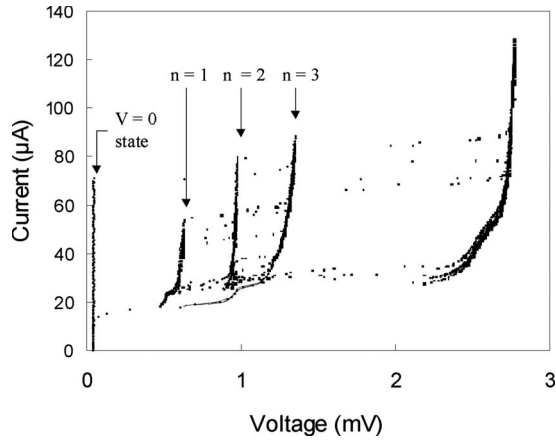


FIG. 3. Measured I - V curve at 4.2 K of the circuit C, with $J_c = 10 \text{ kA cm}^{-2}$. Below the gap at $V_{\text{gap}} = 2.85 \text{ mV}$, three resonant branches are seen, looking and behaving like ZFSs or FSs commonly reported in LJJs hosting resonant fluxons, usually at much lower frequencies.

cal to experimental results in LJJs. Figure 4 shows how the resonances are modified by a magnetic field \sim a few Gauss, applied perpendicularly to the array (along y). One notices that as the critical current is reduced, the array escapes the

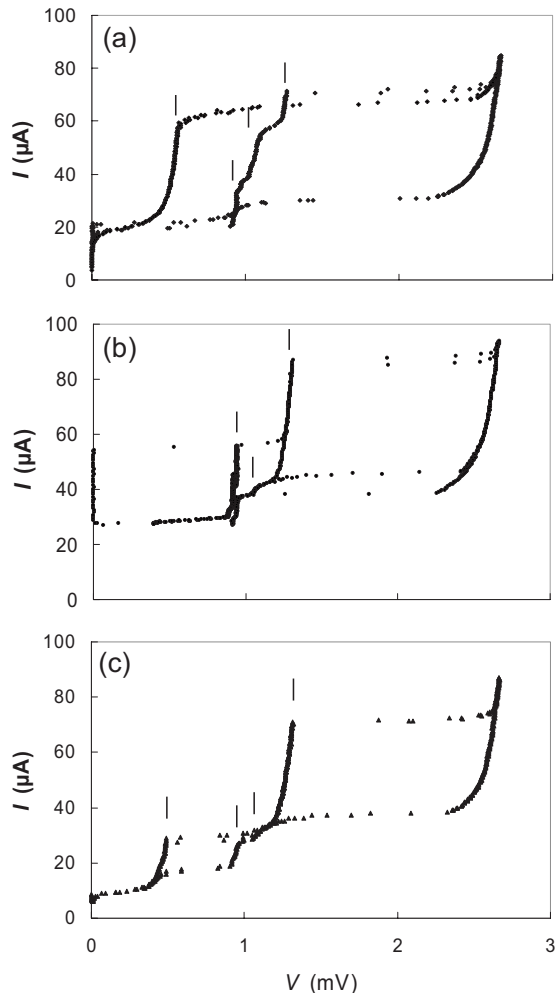


FIG. 4. I - V curve at 4.2 K of the circuit A, with $J_c = 10 \text{ kA cm}^{-2}$. The measurements (a), (b) and (c) differ by the magnetic field applied (a few Gauss at most), which not only modulates the $V=0$ state amplitude (as shown in Fig. 4) but also enhances certain resonances. The highest resonance observed is around 700 GHz.

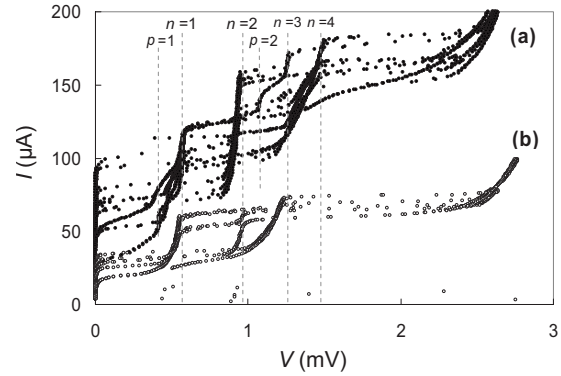


FIG. 5. Measured I - V characteristic at 4.2 K of the $N=5$ parallel-junction array C, with (a) $J_c = 13 \text{ kA cm}^{-2}$ [resp. (b) $J_c = 10 \text{ kA cm}^{-2}$]. The higher-order ZFSs are enhanced by a small magnetic field (tens of gauss) applied. Additional structures are seen for the highest current density.

$V=0$ state to hit the enhanced $n=1$ step. Applying a magnetic field also helps trigger steps of higher orders. In addition, smaller, additional resonant structures can also be excited. Odd- n branches ($n=1$ in particular) are enhanced.

In all arrays we observed three or four self-resonant ZFS-like or FS-like steps, of nearly identical shapes, located approximately at the same voltages. The first three resonant steps are easy to observe, whatever the current density. Only higher J_c arrays exhibit a fourth step ($n=4$). This can be seen in Fig. 5, showing the resonances for two different current densities, 10 and 13 kA cm^{-2} . At high J_c secondary structures also appear between the main steps or at their “foot-hills,” looking like a branching behavior.

Table IV summarizes the dc voltages at which the resonance steps have their maximum, in several devices investigated; the error bar of $\sim 10 \mu\text{V}$ includes a $\sim 2 \mu\text{V}$ voltage reading accuracy and, for the most part, an uncertainty caused by the slope of the asymptotic, higher portion of the steps. For instance, one device A of high J_c has its first step ($n=1$) peaking at $V_1 = 0.505 \text{ mV}$, which corresponds to a Josephson frequency of $f_J = V_1 / \Phi_0 = 244 \pm 5 \text{ GHz}$. The $n=2$ step peaks at $V_2 = 0.942 \text{ mV}$, the third ($n=3$) at 1.315 mV , and a fourth ($n=4$) at 1.46 mV . Here, the highest- n step has a frequency $f_J = 706 \text{ GHz}$. The voltage separation V between adjacent steps decreases with n , suggesting a dispersion relation. This will be discussed below.

Most experimental and numerical studies on Josephson electrodynamic in DJTLs have dealt with uniform arrays and rather large junction numbers ($N > 10$) [e.g., Refs. 16, 25, 26, 28, and 42]. Fluxon motion in periodic arrays was predicted from numerical simulations and experimentally ob-

TABLE IV. Josephson resonance voltages (all values in $\text{mV} \pm 10 \mu\text{V}$, measured at 4.2 K).

Device type/ J_c (kA cm^{-2})	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$
C/10(a) ^a	0.554	0.974	1.220	...
C/10(b) ^a	0.584	0.935	1.306	...
A/5	0.526	0.971	1.382	...
A/10	0.505	0.942	1.315	1.460
C/13	0.580	0.951	1.270	1.495

^a(a) and (b) label two different samples.

served by other groups (in annular arrays in particular), however rarely at such high frequencies. Many experiments were carried out in the gigahertz-to- K -band range. Kaplunenko *et al.*²⁹ observed a 600 GHz resonance which they attributed to resonant fluxons in a DJTL similar to ours: a Nb/SiO/Nb stripline periodically loaded with 20 Nb/AlO_x/Nb junctions of smaller J_c . Our results are different in that our arrays contain very few junctions and have a nonperiodic geometry. We shall come back to the importance of this particularity in Sec. IV below.

B. Submillimeter-wave phase-locking

We attempted to phase-lock the Josephson dynamical regimes responsible for the resonant steps to an external microwave signal of nearby frequency. Phase-locking in Josephson devices results from frequency modulation caused by a perturbational rf voltage or rf current adding to the dc bias.⁵ For instance in LJJs, the bias current in the interaction region (at one junction edge in the in-line case) is modulated by a microwave-induced rf component, $I_{rf} \sin(2\pi f_{rf}t + \varphi)$, either accelerating or decelerating the fluxons as they travel through this region, depending on their phase relationship to the rf signal.^{8,9,45,46}

We irradiated one five-junction array with microwaves at $f_{rf} \approx 600$ GHz, i.e., slightly below the $n=3$ resonant step's maximum at $f_3 = V_3/\Phi_0 = 636$ GHz. The microwave coupling was excellent since the device was placed in a waveguide mount optimized for the range of 480–650 GHz.³⁸ The ~ 600 GHz solid-state source was a Gunn oscillator at ~ 100 GHz cascaded by a Schottky-diode $\times 6$ frequency multiplier. The produced rf signal was injected via a Gaussian beam and a waveguide feedhorn into the device. We derived *in situ* the microwave power P_{rf} coupled to the device from the height of the quasiparticle photon-assisted tunneling steps.

Figure 6 displays the phase-lock signature, appearing as a constant-voltage step outgrown within the $n=3$ resonant branch. The rf-induced step occurs at $V_{rf} = 1.22 \pm 0.015$ mV, which yields $V_{rf}/\Phi_0 = 590 \pm 8$ GHz. As can be seen from Fig. 7, the current locking range $\Delta I = I^+ - I^-$ varies linearly with the rf field amplitude \sqrt{P} . This phase-lock mechanism looks very similar to rf phase-locking of fluxons previously reported in LJJs, both in resonant^{13,30} and flux-flow^{19,22,32} regimes, and occasionally in Josephson lattices.⁴⁷

We notice in Fig. 7(b) an increase in I^- parallel to I^+ , after it has come very near zero. This is not understood and has never been reported in other JTL rf-locking experiments. Another observation is the threshold amplitude for the locking mechanism, for which an explanation is offered in Sec. IV C. The threshold value changes slightly with magnetic field. For large enough rf powers, we could observe a “zero-crossing” step (see Fig. 8).⁴⁸ Zero-crossing steps in series-arrays and LJJs has been the focus of several groups for voltage standard applications.

Under certain external magnetic field conditions, rf-induced constant-voltage steps at voltages 0.408, 0.819, and 1.63 mV could also be seen in our arrays (Fig. 9). The corresponding Josephson frequencies match with very small er-

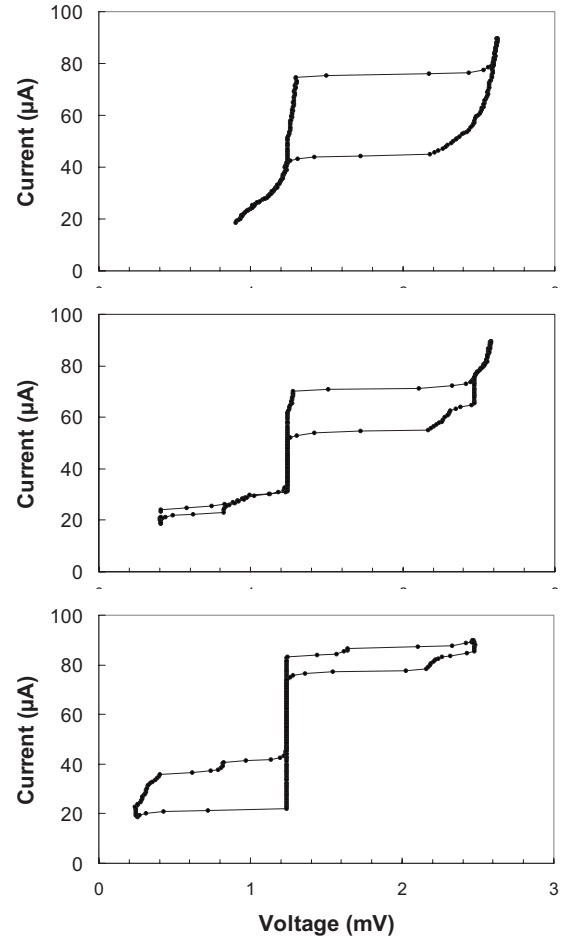


FIG. 6. Frequency-locking of the $n=3$ FS for circuit A, to an external microwave signal at ~ 600 GHz. (a)–(c) correspond to three increasing rf amplitudes.

ror bars the fractional harmonics of the rf signal at 600 GHz ($V = 1.23$ mV), with $n/m = 1/3, 2/3,$ and $4/3$. The second-order Shapiro step ($V = 2.46$ mV) is then also visible.

Previous fluxon-locking experiments in JTLs were all done at lower frequencies, often in X or K bands for resonant LJJs and discrete arrays, more rarely in the millimeter-wave range when dealing with FFOs and, let us stress, *always* below the plasma frequency. This is true in particular of the phase-lock signals used to stabilize FFOs radiation in integrated receivers. Even when an ac signal at 50–70 GHz is coupled to a LJJ for harmonic mixing and frequency multiplication, we still have $f \ll f_p > 200$ GHz.⁴⁹ Fractional harmonics were also reported in LJJs when, again, $f_{rf} < f_p$. Our observation of phase-locking at much higher frequencies and in arrays has implications which will be discussed later.

IV. DISCUSSION

A. Resonance frequencies

Observing fluxon resonant modes at these frequencies in our circuits (Table IV) is not surprising. One should expect the frequencies of FSSs of order n in the nonuniform array to be those of the resonant poles of the circuit, which have been purposely tuned to submillimeter-wave frequencies for rf coupling optimization. Last, numerical solutions using a gen-

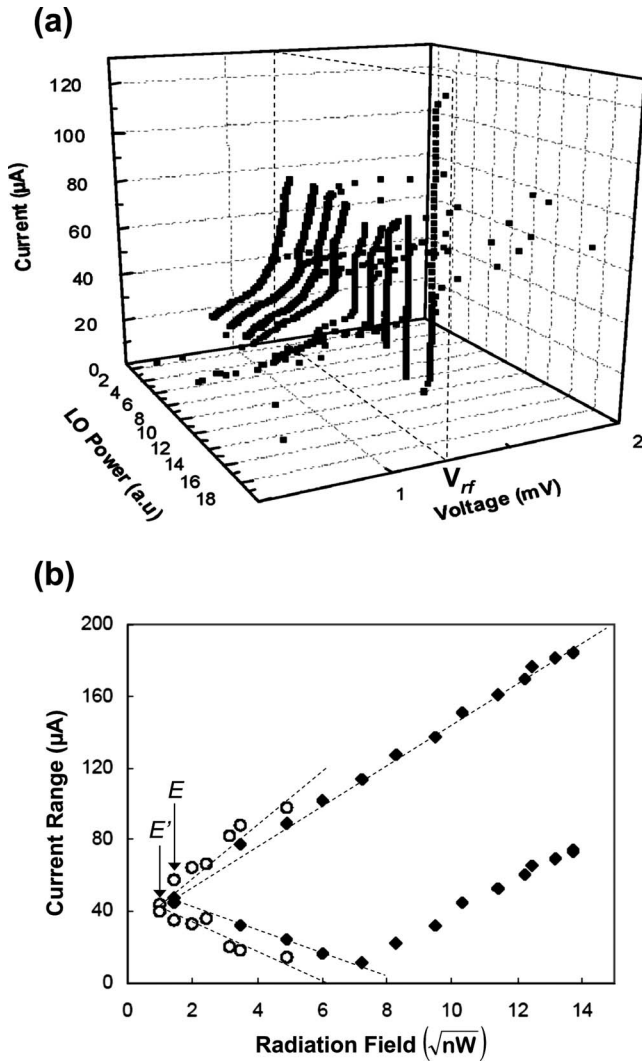


FIG. 7. (a) Zoom on the I – V curve showing the phase-locked $n=3$ resonant branch changing shape as the 600 GHz signal power is increased; (b) current’s locking range ΔI as a function of rf amplitude. Filled squares and open circles represent two different measurements, with a slightly modified H field. One notices a rf amplitude threshold for the locking mechanism.

eralized SGE and a model of JTLs including stripline regions,^{50,51} predict fluxon-based resonances in our arrays at similar frequencies. This will be reported elsewhere.

A microwave transmission line model seems appropriate for a first-order analysis of the Josephson electrodynamics in

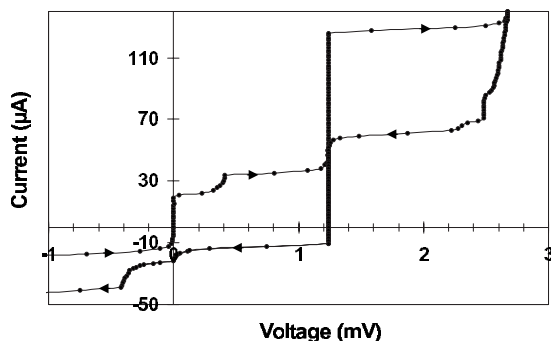


FIG. 8. Zero-crossing step at 600 GHz for circuit A. For voltage standard, our circuits may present an interest whenever a wide range of frequencies and voltages need to be measured with a single device.

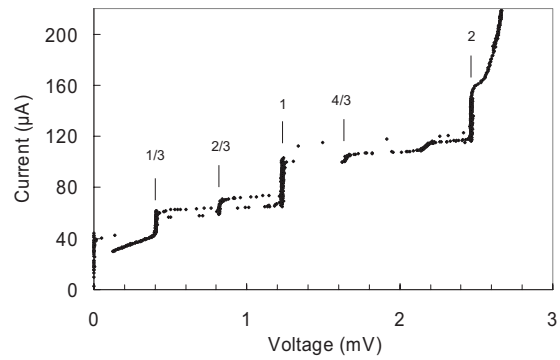


FIG. 9. In the presence of an external 600 GHz signal, we measured Josephson signatures at 0.45, 0.81, and 1.64 mV in the I – V curve. These voltages correspond to $n/m=1/3$, $2/3$, and $4/3$ fractional harmonic responses. This is classically explained in LJJs by a plasma frequency greater than the rf frequency, and is a sign that Josephson nonlinearity dominates over other capacitive or dissipative admittances.

our stripline arrays (Fig. 1). In particular, it allows to input in the model circuit parameters accurately known from fabrication or measurements, and to address rigorously any non-uniform distribution of junctions. We can derive for the circuit a Swihart velocity but also a frequency-dependent dissipation, from the complex propagation constant

$$\gamma(\omega) = \sqrt{\frac{R_s(\omega) + jL_s(\omega)\omega}{G_{av} + jC_{av}\omega}}, \quad (1)$$

where $\omega=2\pi f$, $R_s(\omega)$, and $L_s(\omega)$ are, respectively, the surface loss and the self-inductance in the stripline electrodes, per unit length

$$R_s(\omega) = \text{Re}[Z_{\sigma 1}(\omega) + Z_{\sigma 2}(\omega)],$$

$$L_s(\omega) = \mu_0 d + \frac{1}{\omega} \text{Im}[Z_{\sigma 1}(\omega) + Z_{\sigma 2}(\omega)]. \quad (2)$$

We calculate the surface impedance in the Nb electrodes, $Z_s(\omega)$, using the Mattis–Bardeen model³⁷ and the measured normal state conductivity σ_n . G_{av} and C_{av} are, respectively, the average quasiparticle conductance and average capacitance, per unit length, of the whole device. If the lineic capacitance of the stripline is C , then $C_{av}=C+C_{sw}(Nl_j/l)$. This “loading” effect decreases the average Swihart velocity in arrays, relative to the value in the pure stripline. It also varies slightly with frequency. In A at $J_c=5 \text{ kA cm}^{-2}$, $c_{sw}=0.122$ up to 200 GHz and decreases to reach a minimum of $c_{sw}=0.116$ at the gap (800 GHz). The resonance frequencies f_{FS} of Table III were calculated using this simple model, and taking for l the distance between the first and last N th junctions. The calculated $n=1$ Fiske resonance frequencies are close to the observed values, yet lower by 13 % for A and by 22 % for C (see Table III). The main error bar on the computed frequency comes from the assumed value for the dielectric constant of SiO, which could be $\pm 10\%$. Our calculations show that the effect of superconductor losses at high frequencies on impedance tuning by a multijunction stripline array are important, and should not be neglected.

B. Tuned plasma frequency

The rf bandwidth of fixed-tuned SIS mixers is limited by the product $R_n C_j \omega$ of the superconducting junction, much larger than unity at submillimeter-wave frequencies. The RC time constant can be decreased by increasing J_c , but at the expense of mixing performances due to the rapidly degrading quality of $I-V$ curves at high current densities, in particular with the appearance of extra tunneling leakage involving multiple Andreev reflections.^{52,53} SIS mixers designers have therefore reduced artificially the intrinsic SIS junction's capacitance by connecting to it an integrated microwave circuit canceling the impedance imaginary part of the entire device at the frequency of interest. This was achieved initially with inductive end-loaded microstrip stubs, then with designs with two identical junctions separated by the right length of transmission line. Multijunction parallel arrays generalize this concept. Our nonuniform arrays [see Fig. 1(a)] are designed so as to have resonant poles of $Z_{\text{array}}(\omega) = 1/Y_{\text{array}}(\omega)$ in the frequency band of operation. So far as Josephson currents are neglected (a legitimate assumption in SIS mixers where they are suppressed by a magnet), rf matching is obtained when

$$\text{Im } Y_{\text{array}}(\omega) = \text{Im } Y_{\text{tun}}(\omega) + C_j \omega = 0. \quad (3)$$

$Y_{\text{tun}}(\omega)$ is the part of the circuit which is in parallel with one junction's barrier, including its quasiparticle dissipation, as well as the other junctions. Note that, fundamentally, this is the same equation as the one solved to predict or analyze resonant signatures in the $I-V$ curves of small Josephson junctions weakly coupled to a linear resonator [e.g., Ref. 54]. The resonant poles corresponding to the array A are obvious in Fig. 10: each corresponds to a vertical asymptotic line when $\text{Im}[Z_{\text{array}}(\omega)]$ goes to $\pm\infty$.

However, we must modify Eq. (3) to apply it to strong Josephson resonances such as the ones reported here, since, unlike cavity resonances detected by small junctions or SIS mixer tuning with a flux-suppressing field, they imply Josephson currents of large amplitude. Therefore we must include the effect of the Josephson nonlinear admittance, realistically approximated at first order by an inductance $L_j = \Phi_0 / (2\pi I_c)$ per junction in the array. The resonances are now solutions of

$$\text{Im } Y_{\text{array}}^*(\omega) = \text{Im } Y_{\text{tun}}(\omega) + C_j \omega - \frac{1}{L_j \omega} = 0, \quad (4)$$

where $\text{Im } Y_{\text{tun}}(\omega)$ itself contains the other junctions, as their transformed impedance through the nearest segment of stripline. We notice in Fig. 10(a) that the resonances have all shifted upward by $\sim 30-40$ GHz, by taking into account the Josephson inductance (~ 6.6 pH for $J_c = 5$ kA cm²). The frequencies solution of Eq. (4), shown in Fig. 10, can also be viewed as a multipole *effective* plasma frequency for the array, different from the plasma frequency for an isolated junction, solution of

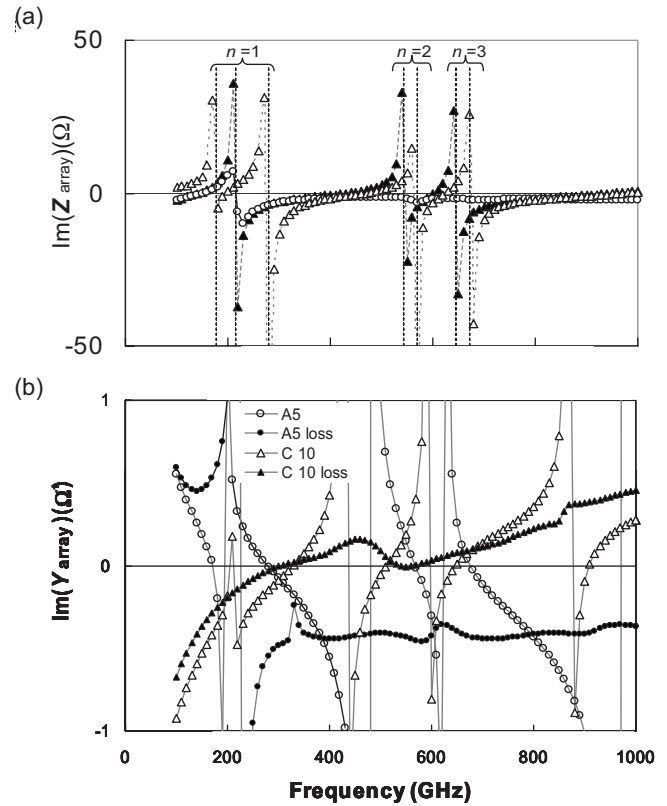


FIG. 10. (a) Imaginary part of the array impedance Z_{array} (filled triangles), and its resonant poles. When the Josephson inductive element is also considered (open triangles), these poles give the tuned plasma resonances of the device. One notices a shift. (b) Due to the rf losses in the superconducting electrodes, the plasma resonant poles of A and C smear out (filled symbols), providing both arrays with a wideband, near zero (here $< 0.2-0.45 \Omega^{-1}$) $\text{Im } Y_{\text{array}}$ which enhances the Josephson electrodynamics at these high frequencies. Therefore the multipole, filterlike device tuning explains not only the wideband impedance match but also the high sensitivity of the device to Josephson excitations.

$$C_j \omega - \frac{1}{L_j \omega} = 0. \quad (5)$$

This way of determining the plasma frequency for a complex Josephson circuit, is valid for any geometry. The tuning effect of L_j is larger for C at 10 kA cm⁻², shifting the resonant pole frequencies upward by 50–110 GHz. This can account for all or part of the small tuning of the resonances observed with an applied magnetic field (Fig. 4), without even requiring an effect of boundary conditions. Most importantly, when rf losses are included in the calculation, the $\text{Im}[Y_{\text{array}}(\omega)]$ curves are smeared out. The poles disappear but, after a crossing of the $y=0$ axis indicating a plasma cutoff f_p^* at ≈ 230 GHz for A (≈ 300 GHz for C), it remains close to the zero-susceptance axis, $|\text{Im } Y_{\text{array}}^*(\omega)| < 0.5 \Omega^{-1}$ for a very wide band far into the submillimeter-wave range [see Fig. 10(b)]. This has important consequences for the electro-dynamics of Josephson arrays. A large $R_n C_j \omega$ means that rf currents are capacitively bypassed through the tunnel barrier rather than driving the quasiparticle tunneling. Having resonated out C_j using a microwave circuit for the purpose of broadband matching, we have indirectly favored cooper-pair tunneling by increasing the junction's plasma frequency, in a way similar to resonant activation experiments in which a

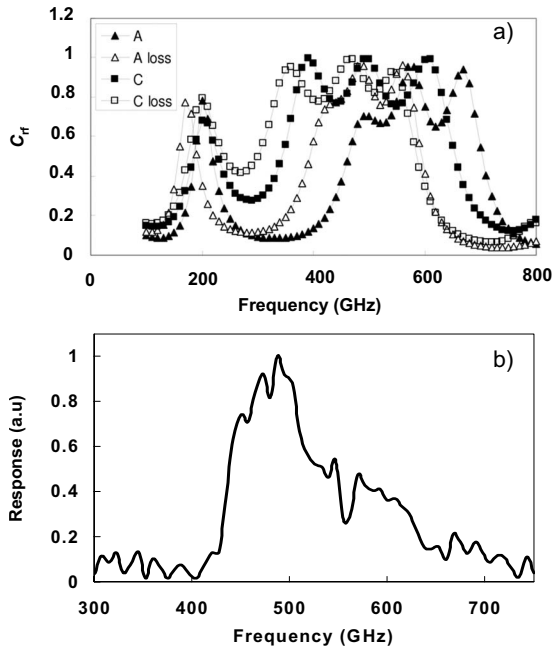


FIG. 11. (a) Computed rf coupling $C_{rf}(f)$ of the five-junction arrays A (triangles) and C (squares) with resp. $J_c=5$ and 10 kA cm^{-2} , to the mixer's antenna and waveguide. For our particular mixer mount geometry, the complex source impedance feeding the array is $Z_s \approx (50 \pm i0)\Omega$ for a wide range of frequencies (Ref. 1). Open symbols correspond to a full calculation using the Mattis–Bardeen theory. (b) RF coupling measured at 4.2 K using a Fourier transform spectrometer. The 3 dB bandwidth is about 450–600 GHz, and the dip around 560 GHz is caused by the absorbing 557 GHz water vapor line.

microwave circuit influences the escape rate from the $V=0$ state in a Josephson junction.⁵⁵ These two problems are closely related. The plasma frequency tuning over a wide bandwidth in our circuits changes the “mass” of the particle in its Josephson potential, rendering it lighter and more sensitive to external excitations. It explains why (a) large-amplitude Josephson dynamical regimes such as resonant fluxons are seen at such high frequencies; (b) an external microwave signal in that band efficiently phase-locks the dynamics, and is seemingly “felt” by the circuit as an ac current rather than as an ac voltage. In any JTJ, the plasma frequency is a cutoff frequency for the propagation of small amplitude waves.⁵⁶ In our case, propagation of linear plasma waves is not prohibited at the frequencies at which we observe the resonances, allowing Fiske modes to occur, as well as Cherenkov radiation and other modes implying the propagation of small amplitude wave (including SIS mixer operation!). Yet, as just discussed above, pure Josephson dynamics is also enhanced. It is interesting to note that in the lossless problem the first plasma resonant mode is $f_p^* \sim 200\text{--}230 \text{ GHz}$, in remarkable vicinity of the prominent first coupling peak seen in Fig. 11 for all circuits. A similar number is derived from $f_p^* = c_{sw}/\lambda_j^*$ (see Table III), where f_p^* is calculated by replacing in Eq. (5) C_j by $C_{av}l$, i.e., the junction capacitance averaged over the entire array. This therefore confirms that this way of calculating the plasma cutoff in non-uniform array is correct in first approximation, whereas it does not predict the wideband plasma tuning at the higher frequencies seen in Fig. 10.

C. Fluxons or linear modes

The static properties of the arrays, i.e., the maximum supercurrent at $V=0$ when a magnetic field H is applied along y , have been analyzed elsewhere.⁴⁰ The $I_{max}(H)$ curves are complex but contain sharp bumps and minima, with an average bump width $H_0=0.6 \text{ Gauss}$, indicating that the magnetic field penetrates the circuits as flux quanta and that pinning is moderate or absent. This is because the critical field $H_{c1}=(2\Phi_0)/(\pi^2 d\lambda_j^*)$ ($\approx 0.28 \text{ G}$ for A) is smaller than H_0 or, equivalently, because $\Lambda_j^* > 1$ in our circuits.

The fact that $n=4$ is the highest order observed for all arrays investigated confirms our interpretation that the reported resonances are supported by fluxons and not by linear cavity modes. In LJJ, canonical FSs (resp. ZFSs) are only seen up to the order $n_{max}=l_{LJJ}/\lambda_j$ (resp. $2l_{LJJ}/\lambda_j$), which is the maximum number of fluxons and antfluxons that can fit in the device. For higher voltages, as fluxons are squeezed in the LJJ and the phase distribution tends to a linear function of the applied field H (the “magnetic approximation”⁵⁰) as in a small junction, one observes shorter, more linearlike resonant steps.⁴⁵ The Josephson frequency at this $n=n_{max}$ transition is none but $f_p/2$ for FSs and $2f_p$ for ZFSs. For our nonuniform parallel arrays, the maximum number of average-size fluxons that can be packed in a length l , $n_{max}=l/\lambda_j^*$, i.e., 2.4 at $J_c=5 \text{ kA cm}^{-2}$, and 4 at $J_c=13 \text{ kA cm}^{-2}$. This explains why the $n=4$ step is more easily observed at the higher J_c .

As reported elsewhere, submillimeter-wave radiation could be detected when the arrays were biased on certain of their resonant steps, using a SIS receiver and a spectrum analyzer.⁵⁷ It turns out that the SIS receiver bandwidth (450–650 GHz) included the Josephson frequencies of the first harmonic of the $n=1$ mode ($242 \text{ GHz} \times 2$) and the fundamental of the $n=3$ mode ($493 \text{ GHz} \times 1$), but no harmonic of the $n=2$ step (406 GHz). In agreement, radiated power was only detected on the $n=1$ and $n=3$ resonant steps. Resonant fluxons in LJJ were long investigated as a potential source of millimeter-wave radiation, yet no power could ever be extracted from these devices at such high frequencies due to the high Q making rf coupling to antennas and detectors difficult. Only FFOs, before our results with nonuniform DJTLs, have allowed to reach such frequencies in emission (see Sec. V B).

Phase-locking of resonant fluxons to external microwaves was much studied in the case of LJJ, at typically a few GHz or tens of GHz.^{13,30} Similar to our observations, a constant-voltage step would appear within the FS at the signal frequency could be seen to appear. The locking range ΔI was found to be proportional to the microwave field, just as seen in Fig. 8(b). According to theory, this behavior is typical of a so-called “magnetic coupling,” when the microwave field is modeled by a perturbational bias current $I_{rf} \sin(\omega_{rf}t)$ locally driving the fluxons via the Lorentz force^{9,46} (or equivalently, a self-field $H_{rf}(t)$ at one LJJ edge interacting with the fluxon). This is also an indication that $f_{rf} < f_p$, since otherwise the perturbational microwave signal would act upon the LJJ as a time-varying voltage, as in the appearance of Shapiro steps, the height of which follow a Bessel func-

tion of the rf field. The rf-induced steps observed at fractional harmonics of the driving frequency (Fig. 9) lead us to the same conclusion. Therefore, the FS phase-locking, although taking place in an array and at 600 GHz, bears the same signature as phase-locking observed by other teams in LJJ's at frequencies below the plasma cutoff.

This is made possible by the impedance match between our arrays and the feeding microwave circuits which also means that the plasma frequency is tuned over a wide band ($f_{\text{rf}}=600$ GHz lies within this band). The coupling factor $\eta=P_{\text{rf}}/P_{\text{dc}}$ can be derived from the slope and from our measurement at 600 GHz we estimate that $\eta=P_{\text{rf},0}/(V_{\text{bias}}\Delta I_0/2)\sim 0.63$.

One notices in Fig. 7(b), the existence of a threshold of the external drive's amplitude below which the applied microwaves have no effect on locking. This is not a common feature of JTL phase-locking. In the much-studied LJJ's for instance, rf-induced modifications of FSs occur as soon as a periodic signal is applied to the LJJ boundary with a nonzero amplitude. Explaining this threshold by a manifestation of the energy barrier related to $H_{c,1}$ in the DJTL or of the binding energy for the three "bunched" fluxons at $n=3$, would require the critical field energy to be larger by orders of magnitude. We think that a more plausible explanation lies in the "nonlinear supratransmission" reported by Geniet and Leon⁵⁸ in their theoretical investigation of energy transmission in nonlinear chains of the Klein–Gordon type, such as coupled pendula or Josephson ladders, when periodically forced at one edge. Such an amplitude threshold was indeed predicted when the driving frequency ω falls within the forbidden band gap, that is, in our case, when $\omega < \omega_p$. The threshold energy amounts to that of a "breather" (localized mode) oscillating at the frequency f_{rf} at one edge, whereas previous interpretations of the response of a non-linear chain to ac boundary conditions only led to an evanescent wave solution.⁵⁹ Barkov *et al.*⁶⁰ observed this amplitude threshold in a Josephson lattice experimentally. In our data, the threshold slightly decreases with H . This agrees with the breather explanation since imposing a field H in the magnetic coupling situation, actually "tilts" the Josephson energy washboard-shape potential at the array's edge. Explaining the observed threshold by nonlinear supratransmission requires (or, confirms) that our arrays sustain true fluxon resonances at frequencies f_J as high as $\sim 700\text{--}720$ GHz, with the satisfied condition $f_J \leq f_p^*$.

V. APPLICATIONS

A. Wideband SIS mixers

Heterodyne mixers based on the quasiparticle nonlinear tunneling in SIS tunnel junctions, have been instrumental to the two-decade long progress of radioastronomy from millimetric to terahertz frequencies.^{61,62} In tunerless mixers, integrated superconducting—generally microstrip—circuits replaced mechanical backshorts to provide impedance matching over a required frequency band.⁶³ However, this operating bandwidth hits a fundamental limit at submillimeter-wave frequencies due to the large junction capacitance.⁶⁴ Coupling two identical junctions by a short

microstrip allowed to make quantum-noise-limited SIS mixers with bandwidth up to 30%.³⁸ To reach wider bandwidths, long-junction distributed mixers^{65,66} and small-junction parallel arrays^{2,67} may be required. Expectedly, arrays of equally spaced junctions display important ripples in the resulting mixer gain and mixer noise, improper for a mixer with wide-band performances. In nonuniform arrays however, one can choose the junctions sizes and distribution within the stripline to optimize a filterlike, mixer coupling response meeting the project requirements.¹ We made and tested such nonuniform array mixers for heterodyne receivers in the 400–600 GHz range.³⁴ As an example, Fig. 11(a) shows the simulated response of the array mixer based on the circuit described in this paper. It is to be compared to FTS measurements made at 4.2 K with the actual device [Fig. 11(b)]. Similar arrays have also been made for submillimetric incoherent detectors.⁶⁸ For quasiparticle mixers and detectors, ac Josephson currents are a source of excess noise and instabilities. To reduce them, supercurrents must be quenched during operation by the application of an integer number of flux quanta in the tunnel barrier. Although this works well for single-junction or twin-junction SIS mixers, the Josephson response of a DJTL to an applied magnetic flux may be more delicate. This concern was the primary reason for undertaking this study of Josephson static and dynamic modes in our circuits.

B. FFOs

Our measurements indicate the existence of resonant fluxon modes in non-uniform stripline junction arrays. This type of fluxon modes has long been studied in JTLs to develop submillimeter-wave sources. The "flux-flow" regime was demonstrated as the most interesting one for realizing practical oscillators.¹⁸ In a FFO, an applied magnetic field permeates the device in the form of a moving array of vortices, driven at the required phase velocity by the bias current. The frequency of a FFO is not bound to the device's cavity dimensions, and is tunable over a broad range using I and H to adjust the fluxon rate. FFO output powers of $\sim \mu\text{W}$ were reported at 100–700 GHz, similar to the highest powers reported for small junction series-arrays in the super-radiant regimes (with 15%–20% efficiency). Such a power is sufficient to drive SIS mixers at these frequencies, since the Tucker estimation for required local oscillator (LO) power, $P_{\text{LO}}(f) \approx (N(h/2e)f\alpha_{\text{rf}})^2/(2R_n)$ where $\alpha_{\text{rf}} \approx 0.5\text{--}1.5$, which would yield $P_{\text{LO}} \approx$ a few μW at 500 GHz, appears overestimated by more than an order of magnitude in practice.³⁸

Many groups investigated phase-locking of ac Josephson effect by a microwave cavity, for LJJ's (Ref. 10) and for small junctions.⁵⁴ By coupling external microwave resonators to series-arrays of Josephson junction—long or small—used as coherent microwave sources, one intended to improve their ac output-to-dc input power efficiency and rf power.^{69–71} When super-radiance occurs in series-arrays through either classical mutual rf interaction, or quantum mechanically as in lasers,⁷² the rf power increases with the number of junctions as N^2 . One drawback of this approach is to provide oscillators with little tuning ability. The nonuniform stripline

arrays described in this article circumvent this limitation, since their ac Josephson electrodynamics is a device's global property (as for a LJJ), and not the result of a coherent combination of N individual microwave fields. Beside the quest for the N^2 power law, another drive for achieving coherent arrays was to decrease the linewidth as $\sim 1/N$. However, for practical applications in heterodyne sensors, this issue is un-critical since local oscillators always use a phase-lock loop system with a reference signal, both for frequency stabilization and for spectral purity. Broadband tunability of submillimeter-wave oscillators is much more needed, and either pleads for using FFOs or broadband, highly tunable arrays.

By customizing their geometry and increasing J_c , one could operate nonuniform stripline junction arrays as microwave sources in the nonresonant "flux-flow" regime. For LJJs, it was shown that the normalized quasiparticle loss α and the normalized surface loss β , defined by

$$\alpha = \frac{1}{R_n C_s \omega_p},$$

$$\beta = \frac{L_s \omega_p}{R_s}, \quad (6)$$

together determine its oscillator mode, i.e., resonant versus flux flow.¹⁴ Indeed, above a certain amount of loss, resonant FS or ZFS become velocity-matched flux-flow steps in the case of high plasma frequencies. In stripline-based DJTLs, the loss parameters become α^* and β^* , where in Eq. (6) ω_p is replaced by ω_p^* , the tuned plasma frequency in the array, and where the impedance elements per unit length are calculated using the transmission analysis of Sec. IV A (see Table III). If employed in the FFO regime, these devices would offer a few advantages over LJJs.

First, the tuning range of the oscillator can be increased. To efficiently couple submillimeter-wave radiation from a LJJ-based oscillator, one must match its very low impedance (typically $\sim 0.1 \Omega$) to the impedance of a microwave circuit, waveguide or antenna, which is typically in the 10–100 Ω range. Impedance transformers will do the job at the cost of truncating the naturally huge (hundreds of GHz) tuning bandwidth of FFOs.⁷³ By design, nonuniform stripline DJTLs can be optimally coupled to their microwave environment (circuit, waveguide, and antenna) over a broad bandwidth [e.g., see Fig. 1(a)].¹ We validated the wideband input coupling of the circuits reported here (optimized for the 450–650 GHz range) by (a) Fourier transform spectra,³⁴ (b) characterizing their SIS mixer response,³⁴ and (c) as reported here, phase-locking the $n=3$ resonance to a 600 GHz external signal. Antenna reciprocity tells us that, operated as oscillators within the same microwave environment, these devices will benefit from a similar coupling bandwidth when they radiate. We confirmed this by detecting with a SIS receiver, the microwave power radiated by the array around 480–500 GHz, when biased on the $n=1$ and $n=3$ resonant steps.⁵⁷ This result was expected since these two frequencies fall within the coupling range measured by FTS, while no harmonic of the $n=2$ mode would lie in that range. Calcula-

tions using Eq. (4) show that the effect of the junctions Josephson inductance on the circuit's coupling bandwidth is a mere 30–40 GHz upward shift in resonances (Fig. 10), and that therefore FTS measurements of its input coupling bandwidth (as a quasiparticle detector) are valid probes of its output coupling bandwidth as an oscillator.

A second advantage regards a greater flexibility in FFO designing. The condition for a LJJ to enter the flux-flow regime is $\alpha l / \lambda_J > 2$.^{14,18,19} In a DJTL, this criterion translates to

$$(\alpha^* + \beta^*) l / \lambda_J^* > 2. \quad (7)$$

These terms can be calculated using Mattis–Bardeen theory.³⁷ Electrode surface losses may be important in DJTLs and should not be omitted in Eq. (7). The β term is known to play a major role in the electrodynamics of DJTLs, in particular regarding stabilization of bunched fluxon modes, or fluxon-antifluxon annihilation.^{16,17,74} Unlike LJJs where α and β are entangled, in DJTLs tunneling and stripline regions are distinct. Hence the α^* and β^* parameters can be tuned independently by the circuit designer, adjusting both the quasiparticle conductance and the stripline inductance parameters as required by the application.

The circuits reported here are obviously in the resonant mode (see Table III). However one could design lower- Q DJTL circuits, with more junctions per unit length and higher J_c , to be operated in the flux-flow mode. One example is the circuit M with $l=500 \mu\text{m}$, $N=50$, $J_c=13 \text{ kA cm}^{-2}$, $t_{\text{SiO}}=100 \text{ nm}$. Its discreteness parameter $\Lambda_J^*=1.14$ ensures that fluxons are mobile, and the damping parameters $\alpha^*=0.07$ and $\beta^*=0.004$ allow its operation in the flux-flow mode since $\alpha^* l_{\text{tot}} / \lambda_J^* = 3.0$. Clearly, these specifications are within reach in many places.⁷⁵

Note that the actual damping due to quasiparticle leakage may exceed the values of α^* calculated above, if microwave radiation of external or internal origin is present in the device and induces photon-assisted tunneling. A strong ac Josephson effect, e.g., mediated by fluxons, could contribute to this effect. Such Josephson self-coupling (JSC) (Ref. 76) is routinely observed in LJJ-based FFOs: α_{rf}^* can be ten times larger in the bias voltage range $V_{\text{JSC}} = V_{\text{gap}}/3 < V_{\text{bias}} < V_{\text{gap}}$. In nonuniform arrays, the voltage dependence of JSC will also reflect the impedance matching bandwidth of the device. In DJTLs, a specific type of "Cherenkov" radiation induced by the traveling fluxons has been reported (ref). These effects may provide the extra damping needed in our arrays for entering the flux-flow regime even in spite of a large intrinsic Q factor. This is especially true at frequencies approaching f_g .

From the phase-lock experiment, we derived a coupling factor of ~ 0.6 at 600 GHz in the resonant regime. From this, we expect for an array of type M with $N=50$ junctions, an output power $P_{\text{rf}} \sim 0.6 P_{\text{dc}} \approx 1.5 \mu\text{W}$, competitive with the best LJJ-based FFOs, especially in regard of their wideband, optimized coupling.

C. Other applications

Beside fluxon-based oscillators, another application of the circuits is fast flux-based electronics, since the properties

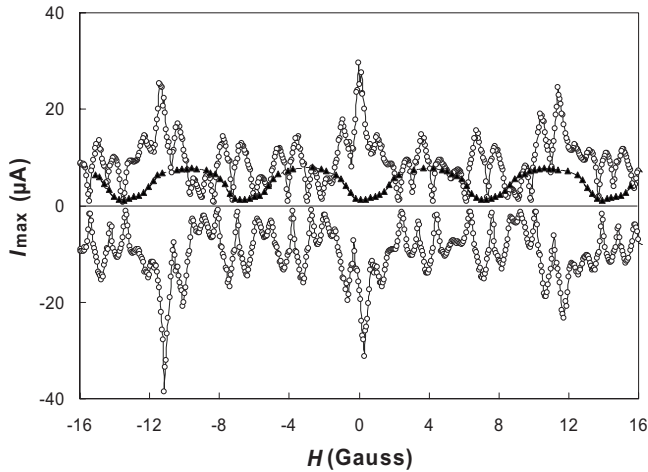


FIG. 12. Measured interference pattern $I_{\max}(H)$ of the $N=5$ stripline parallel-junction array C (open circles). The field is applied with an electromagnet, which was calibrated using a cryogenic Hall probe. Superimposed is that of a stripline two-junction SQUID, made with the same process (filled triangles).

of nonuniform DJTLs, with region-dependent Swihart velocity, pinning and damping parameters, could be used for circuits such as registers, memories, parametric amplifiers, and whenever a complex yet well-controlled Josephson electrodynamic behavior is required. For instance, they could interestingly replace LJJ's as the master clocks driving overdamped SFQ circuits, since they would combine the high- Q factors (required for low clock jitter) with high coupling and very high operating frequencies.^{20,77} Various kinds of ultralow-damping JTLs (LJJ's and arrays) have also been experimented with recently to study the fundamental properties of quantum phase transitions and vortex dynamics.^{78,79} Nonlinear dynamics in Josephson lattices have also triggered interest recently to investigate localized nonlinear modes applicable to telecom problems or even DNA denaturation studies.⁸⁰ All these domains could make good use of the nonuniform stripline junction arrays, as tools for theoretical studies and as directly useful devices. Indeed, these circuits allow to adjust locally the pinning potential, to control the ratio of electrostatic to Josephson energies, and to provide ultralow reactance JTLs—hence tuning the effective plasma frequency over very wide frequency ranges. Annular arrays based on this concept can be ideal for the study of vortex quantum tunneling.

In addition, nonuniform DJTLs such as described in this paper are of interest for dc and low-frequency applications, e.g., in magnetometry, when one exploits their unique $I_{\max}(H)$ curves. Superconducting interferometers using more than two junctions have long been proposed as magnetic sensors of greater sensitivity than two-junction SQUIDs.⁸¹ Most of these SQUIGs (“G” for “gratings”) which were investigated are periodic arrays (e.g., Refs. 16 and 42). Recently however, nonperiodic SQUIGs—SQIFs—have been reported.⁸² SQIFs allow absolute measurements of magnetic flux but their complexity renders their design difficult. We reported elsewhere that the $I_{\max}(H)$ curves of nonuniform stripline arrays (e.g., Figure 12) are entirely defined by their geometry and can be predicted via a mathematical model

developed for this purpose.⁴⁰ This model, validated by measurements, enables one to customize nonuniform arrays so that their $I_{\max}(H)$ curves follow virtually any monotonic function of H . SIS-array mixers are an example of circuits for which one would want to control both the Josephson electrodynamic (to avoid parasitic microwaves) and the $I_{\max}(H)$ curve (for noise control and bias stability) by optimizing the geometry, while taking advantage of a wide coupling bandwidth.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and the Institut National des Sciences de l'Univers. We acknowledge Y. Delorme, F. Dauplay, C. Chaumont, A. Feret, B. Lecomte, M. Batrunga, and J.-M. Krieg for contributions at various stages of this work, and L. Loukitch and J.-G. Caputo for fruitful discussions and for developing a numerical model applicable to our circuits. We thank Gerard Beaudin, Pierre Encrenaz, and Jean-Michel Lamarre for their support.

- ¹M. Salez, Y. Delorme, F. Dauplay, and B. Lecomte, Proceedings of the 11th International Symposium on Space Terahertz Technology, Ann Arbor, MI, 1–3 May 2000 (unpublished), p. 343.
- ²S. C. Shi, W. L. Shan, and J. Li, *IEICE Trans. Electron.* **E90C**, 556 (2007).
- ³The magnetic depth in a JTL is defined as $d = \mu_{\text{eff}} t_d$, with $\mu_{\text{eff}} = 1 + (\lambda_L/t_d)[\coth(t_1/\lambda_L) + \coth(t_2/\lambda_L)]$, where λ_L is the London skin depth and t_d , t_1 , and t_2 are, respectively, the thicknesses of the dielectric layer—tunnel barrier in the junctions or dielectric in the passive stripline regions—and of the lower and upper electrodes.
- ⁴A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect* (Wiley, New York, 1982).
- ⁵K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Gordon and Breach, London, 1986).
- ⁶D. W. McLaughlin and A. C. Scott, *Phys. Rev. A* **18**, 1652 (1978).
- ⁷P. S. Lomdahl, O. H. Soerensen, and P. L. Christiansen, *Phys. Rev. B* **25**, 5737 (1982).
- ⁸M. Salerno, M. R. Samuelsen, G. Filatrella, S. Pagano, and R. D. Parmentier, *Phys. Rev. B* **41**, 6641 (1990).
- ⁹J. Fernandez, G. Filatrella, and G. Reinisch, *Phys. Lett. A* **153**, 446 (1991).
- ¹⁰I. Tornes and D. Stroud, *Phys. Rev. B* **71**, 144503 (2005).
- ¹¹B. Dueholm, O. A. Levring, J. Mygind, N. F. Pedersen, O. H. Soerensen, and M. Cirillo, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1299 (1981).
- ¹²A. Davidson, B. Dueholm, B. Kryger, and N. F. Pedersen, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2059 (1985).
- ¹³M. Cirillo and F. Lloyd, *J. Appl. Phys.* **61**, 2581 (1987).
- ¹⁴Y. M. Zhang and P. H. Wu, *J. Appl. Phys.* **68**, 4703 (1990).
- ¹⁵T. Holst, J. B. Hansen, N. Grønbech-Jensen, and J. A. Blackburn, *Phys. Rev. B* **42**, 127 (1990).
- ¹⁶K. Nakajima, H. Mizusawa, Y. Sawada, H. Akoh, and S. Takada, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1667 (1990).
- ¹⁷A. V. Ustinov, *Physica D* **123**, 315 (1998).
- ¹⁸V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, L. V. Filippenko, P. N. Dmitriev, V. L. Vaks, J. Mygind, A. M. Baryshev, W. Luinge, and H. Golstein, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 4133 (1999).
- ¹⁹V. P. Koshelets, S. V. Shitov, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, A. S. Sobolev, M. Y. Torgashin, V. V. Khodos, V. L. Vaks, P. R. Wesselius, C. Mahaini, and J. Mygind, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 1035 (2003).
- ²⁰D. E. Kirichenko and I. V. Vernik, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 296 (2005).
- ²¹T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Irie, and K. Yoshida, *J. Appl. Phys.* **54**, 3302 (1983).
- ²²A. V. Ustinov, J. Mygind, and V. A. Oboznov, *J. Appl. Phys.* **72**, 1203 (1992).
- ²³B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- ²⁴T. F. Finnegan and S. Wahlsten, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 541 (1972).
- ²⁵M. Peyrard and M. D. Kruskal, *Physica D* **14**, 88 (1984).
- ²⁶H. S. J. van der Zant, T. P. Orlando, S. Watanabe, and S. H. Strogatz, *Phys.*

- Rev. Lett.* **74**, 174 (1995).
- ²⁷A. V. Ustinov, M. Cirillo, B. H. Larsen, V. A. Oboznov, P. Carelli, and G. Rotoli, *Phys. Rev. B* **51**, 3081 (1995).
- ²⁸A. E. Duwel, S. Watanabe, E. Trias, T. P. Orlando, H. S. J. van der Zant, and S. H. Strogatz, *J. Appl. Phys.* **82**, 4661 (1997).
- ²⁹V. K. Kaplunenko, B. H. Larsen, J. Mygind, and N. F. Pedersen, *J. Appl. Phys.* **76**, 3172 (1994).
- ³⁰G. Costabile, R. Monaco, S. Pagano, and G. Rotoli, *Phys. Rev. B* **42**, 2651 (1990).
- ³¹Y. M. Zhang, D. Winkler, and T. Claeson, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 3195 (1993).
- ³²V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko, V. L. Vaks, J. Mygind, A. M. Baryshev, W. Luinge, and N. Whyborn, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 289 (2000).
- ³³G. Reinisch, J. C. Fernandez, N. Flytzanis, M. Taki, and S. Pnevmatikos, *Phys. Rev. B* **38**, 11284 (1988).
- ³⁴F. Boussaha, M. Salez, Y. Delorme, A. Feret, B. Lecomte, K. Westerberg, and M. Chaubet, Proceedings of the SPIE First International Symposium Microtechnologies for the New Millenium, Maspalomas, Gran Canaria, Spain, 2003, edited by J.-C. Chiao, V. K. Varadan, and C. Cane, Vol. 5116, pp. 563–570.
- ³⁵HIFI Band 1 (480–640 GHz) of the Herschel Space Observatory, and Band 8 (350–500 GHz) the ground-based interferometer ALMA. www.agilent.com
- ³⁶D. C. Mattis and J. Bardeen, *Phys. Rev.* **111**, 412 (1958).
- ³⁸M. Salez, Y. Delorme, I. Peron, B. Lecomte, F. Dauplay, F. Boussaha, J. Spatazza, A. Feret, J. M. Krieg, and K.-F. Schuster, Proceedings of the SPIE Conference on Telescopes and Astronomical Instrumentation, Waikoloa, HI, 2003, edited by T. G. Phillips and J. Zmuidzinas, Vol. 4855, pp. 402–414.
- ³⁹J. G. Caputo, N. Flytzanis, and M. Devoret, *Phys. Rev. B* **50**, 6471 (1994).
- ⁴⁰M. Salez, F. Boussaha, L. Loukitch, and J.-G. Caputo, *J. Appl. Phys.* **102**, 083904 (2007).
- ⁴¹A. Franz, A. Wallraff, and A. Ustinov, *J. Appl. Phys.* **89**, 471 (2001).
- ⁴²J. H. Miller, G. H. Gunaratne, J. Huang, and T. D. Golding, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3330 (1991).
- ⁴³M. D. Fiske, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 221 (1964).
- ⁴⁴M. Cirillo, N. Grønbech-Jensen, M. R. Samuelsen, M. Salerno, and G. V. Rinati, *Phys. Rev. B* **58**, 12377 (1998).
- ⁴⁵M. Salez, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie, 1992.
- ⁴⁶N. Grønbech-Jensen, *Phys. Rev. B* **47**, 5504 (1993).
- ⁴⁷B. Vasilic, P. Barbara, S. V. Shitov, and C. J. Lobb, *Phys. Rev. B* **65**, 180503 (2002).
- ⁴⁸A. V. Ustinov and B. A. Malomed, *Phys. Rev. B* **64**, 020302 (2000).
- ⁴⁹V. P. Koshelets, A. Shchukin, I. L. Lapytskaya, and J. Mygind, *Phys. Rev. B* **51**, 6536 (1995).
- ⁵⁰J. G. Caputo and L. Loukitch, *Physica C* **425**, 69 (2005).
- ⁵¹L. Loukitch, Ph.D. thesis, Institut National des Sciences Appliquées, 2006.
- ⁵²A. W. Kleinsasser, F. M. Rammo, and M. Bhushan, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1017 (1993).
- ⁵³P. Dieleman, H. G. Bukkems, T. M. Klapwijk, M. Schicke, and K. H. Gundlach, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3486 (1997).
- ⁵⁴A. Larsen, H. D. Jensen, and J. Mygind, *Phys. Rev. B* **43**, 10179 (1991).
- ⁵⁵E. Turlot, D. Esteve, C. Urbina, J. M. Martinis, M. H. Devoret, S. Linkwitz, and H. Grabert, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1788 (1989).
- ⁵⁶Discretized JTLs also have a wavenumber cutoff: plasma waves do not propagate for wavelengths smaller than the lattice parameter. Nonuniform arrays must have a similar cutoff, even though they have no single “lattice” parameter and probably have a complex dispersion relation with several acoustic and optical branches (Ref. 17).
- ⁵⁷F. Boussaha, M. Salez, A. Feret, B. Lecomte, C. Chaumont, M. Chaubet, F. Dauplay, Y. Delorme, and J.-M. Krieg, *J. Appl. Phys.* **105**, 073902 (2009).
- ⁵⁸F. Geniet and J. Leon, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 134102 (2002).
- ⁵⁹E. Trias, J. J. Mazo, and T. P. Orlando, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 741 (2000). www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:cond-mat/0407290
- ⁶⁰J. Tucker and M. Feldman, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 1055 (1985).
- ⁶¹J. Zmuidzinas and P. L. Richards, *Proc. IEEE* **92**, 1597 (2004).
- ⁶²P. Febvre, M. Salez, W. McGrath, B. Bumble, and H. LeDuc, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 424 (1995).
- ⁶⁴R. Fano, *J. Franklin Inst.* **249**, 57 (1950).
- ⁶⁵C. Y. E. Tong, R. Blundell, B. Bumble, J. A. Stern, and H. G. Leduc, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1304 (1995).
- ⁶⁶V. Y. Belitsky and E. L. Kollberg, *J. Appl. Phys.* **80**, 4741 (1996).
- ⁶⁷S.-C. Shi, T. Noguchi, J. Inatani, Y. Irimajiri, and T. Saito, *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.* **8**, 381 (1998).
- ⁶⁸H. Matsuo, S. Ariyoshi, H. Akahori, M. Takeda, and T. Noguchi, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 688 (2001).
- ⁶⁹A. K. Jain, K. K. Likharev, J. E. Lukens, and J. E. Sauvageau, *Phys. Rep.* **109**, 309 (1984).
- ⁷⁰B. Bi, S. Han, J. E. Lukens, and K. Wan, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2303 (1993).
- ⁷¹K. Kawakami, Y. Uzawa, and Z. Wang, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 3126 (1997).
- ⁷²P. Barbara, A. B. Cawthorne, S. V. Shitov, and C. J. Lobb, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1963 (1999).
- ⁷³On the other hand, it may be desirable to filter out undesired harmonics from a rich, near comblike spectrum of certain fluxon-based oscillators (Ref. 5). Avoiding the first harmonic means a maximum tuning relative bandwidth of 66%, which is probably enough for most wideband applications.
- ⁷⁴H. Akoh, S. Sakai, and S. Takada, *Phys. Rev. B* **35**, 5357 (1987).
- ⁷⁵S. Han, B. Bi, W. Zhang, and J. E. Lukens, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1424 (1994).
- ⁷⁶N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **147**, 255 (1966).
- ⁷⁷Y. M. Zhang, V. Borzenets, V. K. Klapunenko, and N. B. Dubash, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1863 (1997).
- ⁷⁸R. Fazio and H. van der Zant, *Phys. Rep.* **355**, 235 (2001).
- ⁷⁹A. Wallraff, A. Lukashenko, J. Lisenfeld, A. Kemp, M. V. Fistul, Y. Koval, and A. V. Ustinov, *Nature (London)* **425**, 155 (2003).
- ⁸⁰M. Peyrard, *Europhys. Lett.* **44**, 271 (1998).
- ⁸¹R. Feynman, R. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Addison-Wesley, New York, 1965), Vol. 3.
- ⁸²J. Oppenländer, C. Häussler, and N. Schopohl, *Phys. Rev. B* **63**, 024511 (2001).

IV. Développement de circuits oscillateur/détecteur intégrés

A l'issue de mon séjour postdoctoral, j'ai réintégré l'Observatoire de Paris en 2012 d'abord au LERMA où j'ai repris le développement de détecteurs supra THz puis au GEPI pour, d'une part, lancer le développement de nouveaux détecteurs supraconducteurs appliqués à l'infrarouge proche et le visible et, d'autre part, encadrer le groupe de R&T du Pôle Instrumental de l'Observatoire de Paris. Dans l'objectif de démontrer que le concept des réseaux de jonctions connectées en parallèle permettrait de mettre en œuvre des oscillateurs exploitables comme source OL, sur la base des résultats expérimentaux obtenus avec le réseau à 5 jonctions, j'ai initié et mené le développement de nouveaux circuits intégrés fonctionnant autour de 450 GHz où un détecteur (une bijonction SIS) a été pompée, à travers un coupleur planaire (cf. figure II-4), par plusieurs résonances Josephson, entre 400 et 500 GHz, produites par un réseau comportant 21 jonctions SIS [R1]. J'ai conçu et optimisé les circuits intégrés en utilisant les logiciels de simulation électromagnétiques (HFSS¹⁰, ADS¹¹) ainsi que des codes « fait-maison » afin de prendre en compte l'effet supraconducteur dans les lignes microrubans.

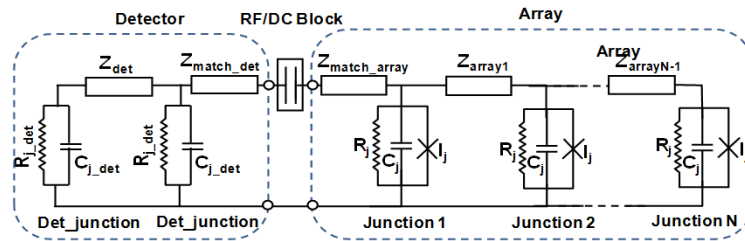


Figure II-3 : Schéma électrique équivalent du circuit intégré comportant un détecteur (une bijonction SIS) couplé, par le biais d'un bloc DC/RF, à un réseau de $N \times$ jonction ($N=21$ dans le cadre de cette étude). Chaque élément a été optimisé dans la bande de fréquence 400-500 GHz. Le bloc RF/DC sert, d'une part, à découpler la DC et, d'autre part, à coupler capacitivement les signaux RF produits par la multijonction vers le détecteur, la bijonction SIS.

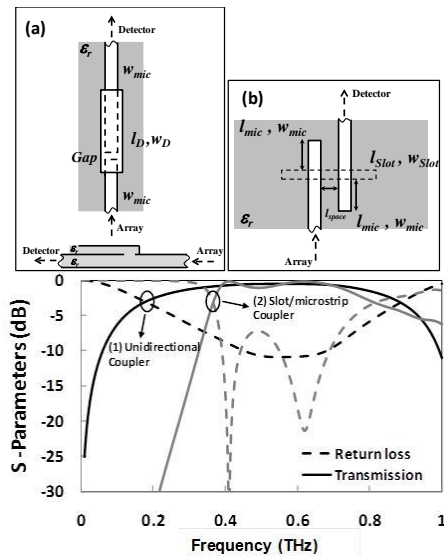


Figure II-4 : Deux géométries de bloc DC/RF ont été optimisées et réalisées. Les deux utilisent un plan de masse commun en Nb/AIOx-Al/Nb de 200nm/10nm/100nm, la même multicouche à partir de laquelle sont définies l'ensemble des jonctions SIS, et une couche diélectrique commune en SiO₂ de 200 nm d'épaisseur. (a) La première géométrie utilise une électrode supérieure en Nb définissant un gap puis une deuxième couche de SiO₂ et une deuxième électrode en Nb. (b) La deuxième géométrie nécessite moins d'étapes technologiques et utilise une transition ligne à fente définie dans le plan de masse et deux lignes microrubans.

La figure II-6 montre la caractéristique courant-tension du détecteur dont le courant augmente lorsqu'il absorbe le rayonnement produit par une des résonances du réseau de jonctions (voir l'encart). Ce comportement a été observé à plusieurs fréquences entre 380 et 500 GHz dans la bande de fréquence optimisée. La puissance de sortie a été modifiée en variant le courant de polarisation du réseau. La puissance maximale absorbée par le mélangeur, estimée en utilisant la théorie du mélange quantique de

¹⁰HFSS : High Frequency Structure Simulation (<https://www.ansys.com/fr-fr/products/electronics/ansys-hfss>).

¹¹ADS : Advanced Design System (<https://www.keysight.com>).

Tucker, d'environ $0,28 \mu\text{W}$, est largement suffisante pour un fonctionnement optimal en mélange de fréquences autour de $0,15 \mu\text{W}$.

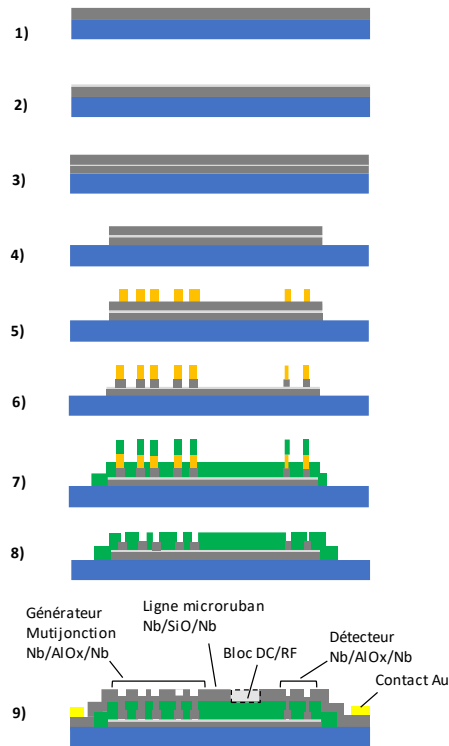


Figure II-5 : Exemple d'une séquence de fabrication des récepteurs intégrés à jonction longue Josephson. b) Le bloc DC/RF utilisé pour découpler la DC de la RF.

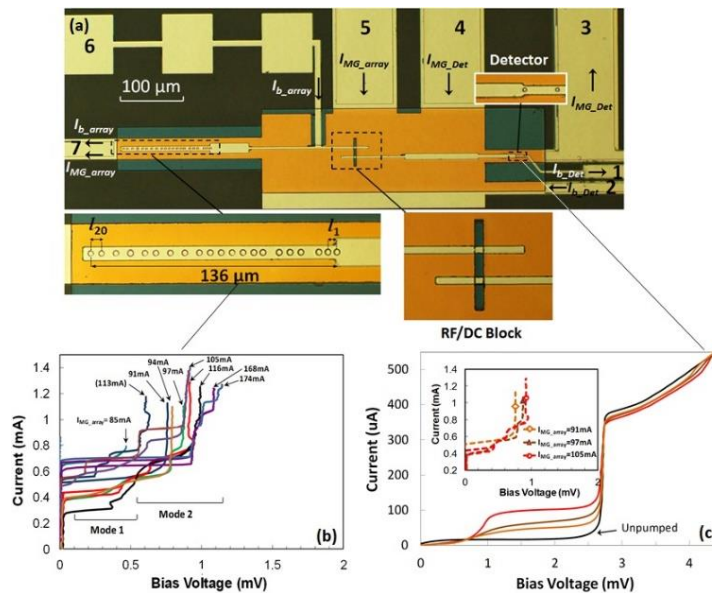


Figure II-6 : Photo prise au microscope optique du circuit a été réalisé dans la salle blanche de l'Observatoire de Paris. (b) Courbe I-V montrant les résonances produites par le réseau de jonctions lorsqu'un champ magnétique variable est appliqué dans le plan du circuit. Chaque résonance correspond à une fréquence précise de $f_{res} = 2eV_{res}/h$ où e la charge de l'électron et h la constante Planck. (c) Courbe I-V montrant du détecteur dont le courant augmente lorsqu'il absorbe le rayonnement produit par une des résonances du réseau de jonctions (voir l'encart).

Ces résultats ont été présentés dans l'article [R12] reproduit ci-après.

Optimized Nonuniform Nb SIS Parallel Josephson Junction Array Oscillators

F. Boussaha, *Member, IEEE*, C. Chaumont, A. Féret, J-G. Caputo, and T. Vacelet

Abstract—We developed submillimeter superconducting oscillators using Josephson effects in the Nb-based superconductor-insulator-superconductor (SIS) parallel array. The radiation emitted from the array is detected using integrated SIS twin junctions. Despite the small junction number ($N = 21$), the ($I-V$) characteristics of the detector clearly exhibit photon-assisted quasiparticle steps when the array is biased upon its Josephson resonances, ranging from 370 to 500 GHz. The array has a moderate current density ($J_c \approx 6$ kA/cm²) but provides an output power around 0.28 μ W, which would be sufficient in achieving sensitive heterodyne reception. The impedance array can be matched easier to microwave circuits than the usual long Josephson junctions. Furthermore, the parallel array approach can be also extended up to about 1.4 THz using Nb-based SIS junctions.

Index Terms—Fiske steps, Josephson effects, parallel SIS junction array, photon-assisted steps, terahertz radiations.

I. INTRODUCTION

THE long Josephson junction (LJJ) has been successfully used as a local oscillator in integrated submillimeter heterodyne receivers [1]. These impressive devices give a continuous tuning of the frequency in the 300–750 GHz range, a small linewidth and an output power sufficient to pump the matched SIS mixer. Over five years ago, we investigated the parallel array of Nb/AlO_x/Nb-based small SIS junction to assess whether it can operate as a microwave source [2], [3]. As for the long Josephson junction (LJJ), the array's current-voltage ($I-V$) characteristics exhibit Josephson resonances at different voltages V_n as a function of the external applied magnetic field, where n is an integer indicating the order of the resonance). As presented elsewhere [3], the resonances that occur at voltages V_n radiate detectable powers at corresponding frequencies $f_n = 2eV_n/h$, where e is the elementary charge and h is the Planck constant. The parallel array of N small SIS junctions can be viewed as a 1D discretized Josephson long junction [4], [5] in which fluxon-based (magnetic flux quantum of $\Phi_0 = h/2e$) phenomena occur and therefore can lead to the desired flux-flow regime (i.e., unidirectional motion of fluxons) for oscillator applications. The parallel array would further facilitate the impedance matching to its microwave environment.

Manuscript received September 25, 2015; accepted February 23, 2016. Date of publication March 1, 2016; date of current version May 6, 2016. This work was supported by the Centre National d'Etudes Spatiales and Région Ile-de-France.

F. Boussaha, C. Chaumont, A. Feret, and T. Vacelet are with Observatoire de Paris, 75014 Paris, France (e-mail: faouzi.boussaha@obspm.fr).

J.-G. Caputo is with INSA-Rouen, 76800 Saint-Étienne-du-Rouvray, France. Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TASC.2016.2536604

This consists of planar circuits, antenna and waveguides, whose impedance is generally in the 10–100 Ω range. The parallel array impedance can be adjusted and thus optimally matched over a broad bandwidth using the standard transmission line theory. Another advantage of using parallel array would be the possibility of reducing the losses due to quasiparticle tunneling and to the electrode surface. These losses play an important role in fluxon-based dynamics [6] especially at high frequencies around the voltage gap where the superconducting electrode losses dramatically increase. Unlike in a LJJ where the two kinds of losses are tangled, it is possible, in an array, to adjust them separately. For operation beyond 700 GHz, one can substitute the Nb-based electrode by lower loss electrodes using NbTiN or NbN layers. This enables operation up to ~ 1.4 THz, while keeping the small Nb/AlO_x/Nb SIS junctions (i.e., without changing the loss due to quasiparticle tunneling). This offers an attractive alternative to the use of NbN-based junctions since it is still difficult to achieve large NbN/AlN/NbN or NbN/MgO/NbN junctions with a good quality. Furthermore, parallel arrays are easier to use for applications than serial arrays which require the synchronization of a large number of identical junctions [7]. This is an important issue that needs to be addressed.

In this paper, we will analyze an optimized parallel array made up of 21 SIS junctions unevenly distributed in a superconducting stripline.

II. CIRCUIT AND OPTIMIZATION

Fig. 1(a) shows the equivalent electrical model of the whole circuit we developed. It comprises the array which is capacitively coupled, through an RF/DC block, to a sub-mm SIS-based detector to detect the emitted signals. In order to ensure the optimal operation of the array as a sub-mm generator, each element of the circuit must be well optimized within the bandwidth of interest centered at 450 GHz.

RF/DC Block: We use a slotline/stripline transition shown in Figs. 2 and 4 to act as a RF/DC block. It consists in two 4 μ m-width striplines separated by 11 μ m gap and 4 μ m-width, beneath which there is a slotline of 44×4 μ m defined in the ground plane. Each stripline ends with a rectangular tuning stub of 20 μ m-length and 4 μ m-width. The ground and striplines are separated by a 210 nm-thick SiO layer. The RF/DC block is optimized using the 3D electromagnetic simulation package HFSS [8]. A coupling factor (i.e., transmission) less than 0.1 dB over 340–500 GHz band is achieved.

Detector: The optimized detector consists of two identical Nb/AlO_x/Nb SIS junctions of 1.8 μ m-diameter separated by a

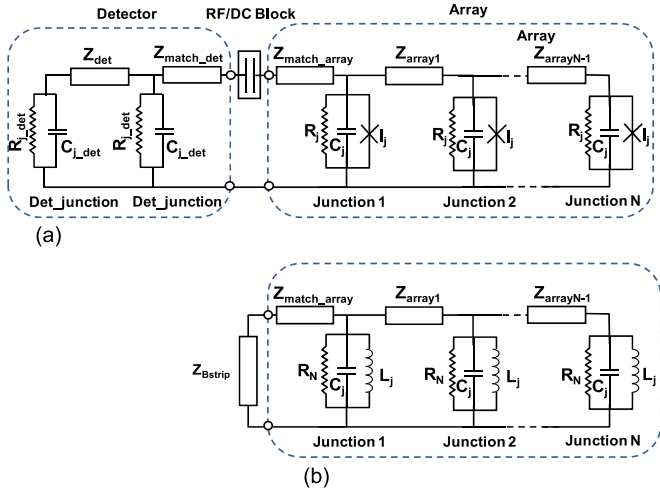


Fig. 1. (a) Equivalent model of the circuit consisting of a SIS junction array capacitively coupled to a SIS-based detector through an RF/DC block. Each SIS junction is modeled by its intrinsic capacitance C_j , quasiparticles conductance $G_j = 1/R_j$ and Josephson current $I_j = I_c \sin(\varphi)$ in parallel. (b) The Josephson nonlinear admittance is linearized by a constant inductance $L_j = \Phi_0/2\pi I_c$ and quasiparticle resistance R_j is taken close to the normal resistance R_N .

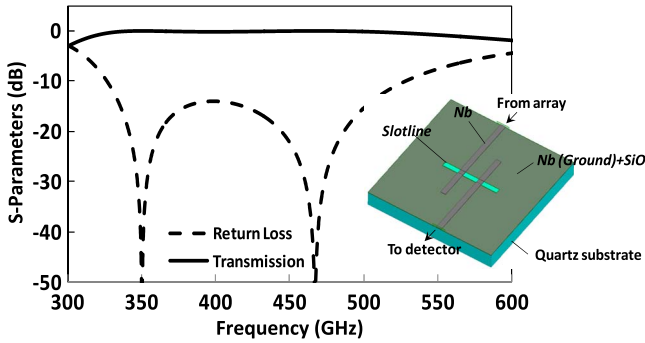


Fig. 2. Simulated RF/DC that consists of slotline/microstrip transition.

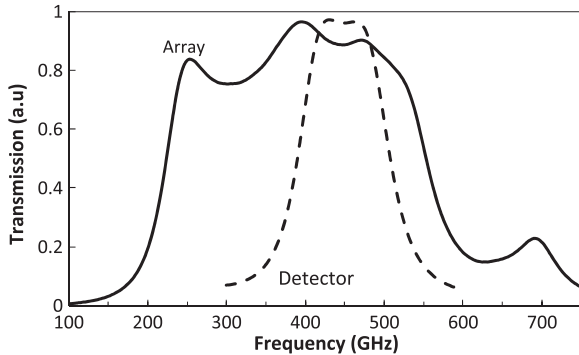


Fig. 3. Optimized rf responses of 21-junction array, as well as the twin junction detector.

$13 \times 5 \mu\text{m}$ Nb/SiO/Nb microstrip line followed up by two successive inductive microstrip lines of $58 \times 6 \mu\text{m}$ and $115 \times 10 \mu\text{m}$, respectively, in order to match the microstrip line impedance $Z_{Bstrip} \approx 10 \Omega$ of the DC/RF block over 400–500 GHz band. The current density is set to $J_c = 7 \text{ kA}/\text{cm}^2$. The optimized response of the array, shown in Fig. 3, is obtained using the parameters summarized in Table I.

TABLE I
MAIN PARAMETER OF CIRCUITS

Symbol	Parameters	
t_T	Nb top electrode thickness	$200 \pm 10 \text{ nm}$
$t_{Al+t_{AlOx}}$	Al+AlO _x thickness	$10 \pm 1 \text{ nm}$
t_B	Nb Bottom electrode thickness	$350 \pm 10 \text{ nm}$
t_{SiO}	SiO thickness	$210 \pm 10 \text{ nm}$
$\epsilon_{r, SiO}$	SiO dielectric constant	5 ± 0.5
V_g	Nb/AlO _x /Nb junction voltage gap	$\sim 2.75 \text{ mV}$
λ_L	Nb London penetration depth	$80 \pm 5 \text{ nm}$
J_c	Current density	$7 \text{ kA}/\text{cm}^2$
$S_{j, array}$	Junction array size	$8.5 \mu\text{m}^2$
$S_{j, det}$	Detector SIS junction size	$2.5 \mu\text{m}^2$
L_j	Josephson inductance	$0.64 \pm 0.1 \text{ pH}$
$C_{j/s}$	Intrinsic junction capacitance	$81 \pm 5 \text{ fF}/\text{cm}^2$
$R_{n, array}$	Normal resistance per junction of array	$\sim 3.36 \Omega$
$R_{n, det}$	Normal resistance per junction of detector	$\sim 11 \Omega$
d_j^+	Nb/AlO _x /Nb junction magnetic thickness	$\sim 168 \text{ nm}$
d^+	Nb/SiO/Nb microstrip magnetic thickness	$\sim 355 \text{ nm}$
μ_{eff}^*	Effective permeability	~ 1.85

⁺ $d_j^+ = t_{Al} + t_{AlOx} + \lambda_L [\tanh(t_T/2\lambda_L) + \tanh(t_B/2\lambda_L)]$. For d , $(t_{Al} + t_{AlOx})$ is replaced by t_{SiO} .

^{*} $\mu_{eff} = 1 + \lambda_L/t_{SiO} [\coth(t_T/\lambda_L) + \coth(t_B/\lambda_L)]$

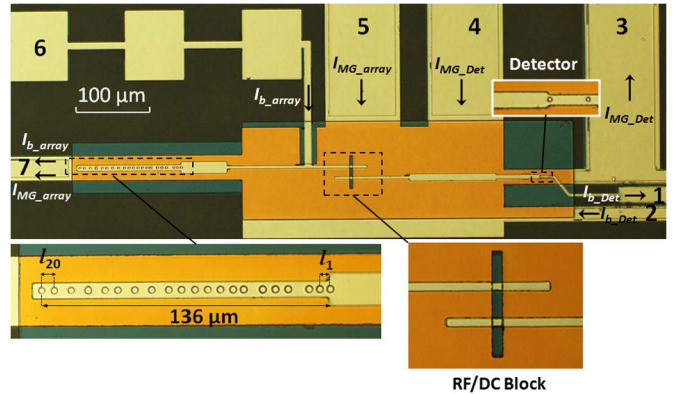


Fig. 4. Photographs of the typical optimized parallel array-based circuit which consists of: twin Nb/AlO_x/Nb SIS junction detector, dc-block made and parallel arrays of 21 Nb/AlO_x/Nb junctions. Pads (1) and (2) are used for the detector bias, (3) and (4) for the detector's magnetic field control line, (5) and (7) for array's magnetic field control line, (6) and (7) for DC array bias.

Magnetic Field Control Lines: Applied magnetic fields are required to fully suppress the DC Josephson currents in the twin junction and finely control the Josephson resonances in the array. As indicated in Fig. 4, they are generated through two lines defined from the Nb-based ground electrode through which pass applied DC currents I_{MG_array} and I_{MG_Det} , respectively.

SIS Parallel Array: As illustrated in Fig. 1(a), the electrical model of the array is made up of N parallel small junctions connected by $N-1$ short superconducting strip lines represented by their respective impedance $Z_{arrayN-1}$. The SIS junction is small when the Josephson length λ_j is smaller than its physical dimensions. The SIS parallel array which comprises nonlinear admittances produced by the Josephson current $I = I_c \sin(\varphi)$, where φ is the phase difference of the two superconductor electrodes, can be modeled within the framework of the discrete sine-Gordon equation using the RCSJ model [9]. However,

this is quite complicated to implement especially when a large number of junctions are non-uniformly distributed within a microstrip. As discussed below, the non-uniform distribution allows to match the parallel array impedance to an external microwave circuit (the DC/RF block) over a broadband. To design the parallel array as a sub-mm generator within the bandwidth of interest, we use rather the approach reported elsewhere [2] which is mainly based on the theory of transmission lines. This consists in optimizing the array as an RLC bandpass circuit using the transmission line analysis [2] by means of commercial EM CAD software (ADS) [10] along with a custom-made model based on Wheeler's microstrip transmission line formalism [11]. To achieve this, as a first-order approximation, we linearize the Josephson nonlinear admittance by a constant inductance $L_j = \Phi_0/2\pi I_c$, where $I_c = J_c S_{j_array}$ is the critical current of the SIS junction.

We begin the optimization by setting the number, geometry and intrinsic parameters of the junctions by considering, among others, the constraints of the fabrication process. This leads to set R_j , C_j and L_j of the array. Using ADS software, the rf optimization consists finally in finding the characteristic impedances (i.e., widths w_{array}) and electrical lengths (i.e., physical lengths l_{N-1}) of the microstrip lines between the junctions in order to achieve an optimal response around 450 GHz. This straightforward rf optimization operation will not only match the array to the RF/DC block circuit ($Z_{BStrip} \approx 10 \Omega$) but will enhance the Josephson dynamics within the optimized bandwidth [2].

We have chosen an array of $N = 21$ junctions which is optimized for the best rf coupling to the second microstrip line impedance ($Z_{BStrip} \approx 10 \Omega$) of the RF/DC block [see Fig. 1(b)]. For a given junction number and current density J_c , large junction size S_{j_array} is chosen to achieve high output powers. However, in order to avoid undesired Josephson effects within the SIS junctions, S_{j_array} must be kept smaller than the Josephson length $\lambda_j = (\Phi_0/2\pi\mu_0 J_c d_j)^{1/2} \approx 5 \mu\text{m}$, where d_j is the magnetic thickness of the Nb/AIO_x/Nb tunnel barrier. The junction diameter is set to $3.3 \mu\text{m}$ leading to $S_{j_array} = 8.5 \mu\text{m}^2$. In this case, we have $C_{j_array} = C_{j/s} S_{j_array} \approx 692 \text{ fF}$ and R_j taken close to the normal resistance per junction $R_n = \pi V_g/4 J_c S_{j_array} \approx 3.6 \Omega$, where V_g is the Nb voltage gap. Note that the SIS junctions of the array are defined from the same Nb/AIO_x/Nb trilayer (i.e., same current density of 7 kA/cm^2) and share a common SiO dielectric layer with the junctions of the detector. The critical current per junction is $I_c = 595 \mu\text{A}$ which yields a Josephson inductance of $L_j \approx 0.64 \text{ pH}$. We use then the Wheeler's microstrip transmission line model to extract the physical parameters and dimensions of the array.

In the Wheeler model, the superconductivity effect is taken into account by modifying the effective permeability such that $\mu_{\text{eff}} \approx 1.85$. As the bandwidth of interest is far from the cut-off frequency of $\sim 700 \text{ GHz}$, we neglected the surface losses in the Nb electrodes.

Fig. 3 shows the optimized responses of the 21-junction array, as well as the twin-SIS detector. The optimization gives $l_{array} \times w_{array} = 136 \times 8 \mu\text{m}$ and stripline lengths varying between 5 and $10 \mu\text{m}$ as summarized in Table II. l_{array} is the

TABLE II
LENGTHS OF THE ARRAY (DIMENSION IN μM)

l_1	l_2	l_3	l_4	l_5	l_6	l_7	l_8	l_9	l_{10}
5	5	10	6	6	9	5	6	6	6
l_{11}	l_{12}	l_{13}	l_{14}	l_{15}	l_{16}	l_{17}	l_{18}	l_{19}	l_{20}
6	6	8	8	8	6	8	8	8	6

overall length, taken from junction center to junction center, and w_{array} is the stripline width of the array. Notice that the array uses a single $\sim \lambda_g/4$ inductive microstrip line of $61 \times 16 \mu\text{m}$ to match the microstrip line of the DC/RF block. This is particularly important near the voltage gap ($\sim 700 \text{ GHz}$) where the number of stripline sections must be limited as surface losses increase. Note that the twin junction detector has been optimized in the same manner as the array without the Josephson effect which is completely suppressed by applying an external magnetic field. Tables I and II summarizes, respectively, the physical parameters and the dimensions of the array we have obtained.

Besides, the design should be supplemented by deciding whether fluxons whose dynamics is responsible of large rf currents, can move within the optimized array. In parallel arrays, the ratio between the Josephson inductance L_j and the self-inductance L_{cell} of the microstrip separating two adjacent junctions is one of the lattice intrinsic parameters defining the energy barrier that a fluxon needs to overcome when moving from one cell to the next. This energy is linked to the discreteness parameter $\Lambda = (L_j/L_{\text{cell}})^{1/2} = (\Phi_0/2\pi L_{\text{cell}} I_c)^{1/2}$ [2], [5], [9]. The effective Josephson length in an array is given by $\lambda^*_j = \Lambda \cdot l_{\text{cell}}$ where l_{cell} is the length separating two successive junctions. When $L_j/L_{\text{cell}} > 1$, the energy barrier is negligibly small and a free propagation of fluxons might occur while for $L_j/L_{\text{cell}} < 1$, the fluxons must overcome an energy barrier to go from one cell to the next. Knowing that for $\Lambda > 1$ a free propagation of fluxons might occur, we must keep $L_j/L_{\text{cell}} > 1$, as well as $l_{array}/\lambda^*_j > 1$ as for the long Josephson junction. After performing the rf optimization, this adjustment can be done by varying slightly the equivalent critical current I_c through the size S_{j_array} and current density J_c , and/or the self-inductance L_{cell} through the microstrip width w_{array} . This will be discussed below using our array.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

The circuit, displayed in Fig. 4, is fabricated using the standard photolithography-based process described elsewhere [1]. It is placed on a dip-stick and directly dipped into the helium liquid ($T_c = 4.2 \text{ K}$) for measurements. The source and the detector are biased with two different dc supplies. The current-voltage characteristics of the array and of the detector are recorded in a 4 points configuration. The twin junction and the array are, respectively, biased by two different battery-driven current supplies whereas two dc voltage supplies are used to bias the magnetic control lines. The measured current density J_c is $\sim 6 \text{ kA/cm}^2$ which is close to the nominal value we set at 7 kA/cm^2 . The measured voltage gap V_g is $\sim 2.75 \text{ mV}$. The fabrication process yields high quality SIS junctions such

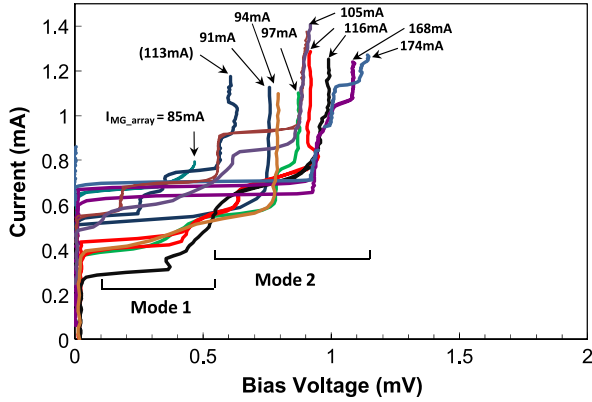


Fig. 5. Measured I - V characteristics of the 21-junction array at $T = 4.2$ K showing Josephson resonances when an external magnetic field is applied. This is generated when the current I_{MG_array} passes through the magnetic field control line (see Fig. 4). The resonance at $I_{MG_array} = 113$ mA has been measured using a different dc voltage supply to generate the magnetic field.

that $R_n/R_{sg} \sim 14$, where R_{sg} is the sub-gap resistance measured at 2 mV and results in a typical product $I_c R_n$ of ~ 2.6 mV ($I_c = I_g \pi/4$, where I_g is the measured current at voltage gap).

A. Resonant Modes and Frequency Dependence

Fig. 5 shows the I - V curve of the array which displays resonances for different values of the applied magnetic field when I_{MG_array} goes from 85 to 174 mA right before jumping to the voltage gap (not shown in the figure). Depending on the current magnitude, we can distinguish 2 resonant modes in the same I - V curve. The first mode occurs up to ~ 266 GHz and shows up to six steps featuring low current magnitude. The voltage is between $V_{res} = 0.1$ and 0.55 ± 0.01 mV. In frequency, this leads to $f_{res} = V_{res}/\Phi_0 = 48$ GHz and 266 GHz ± 4.84 GHz, respectively. This mode shows likely Fiske steps. The second resonant mode displays sharp resonances with significantly higher currents occurring from $V_{res} = 0.55$ to 1.14 ± 0.01 mV. This yields $f_{res} = V_{res}/\Phi_0 = 266$ to 551 ± 4.84 GHz which corresponds to the optimized bandwidth limits (see Fig. 3). Unlike the first mode, the steps are not equidistant in voltage and their respective voltage position depend strongly upon I_{MG_array} values (i.e., magnetic field). In this paper, we focus only on the second resonant mode and detailed analyses of both modes will be reported elsewhere [12]. The second resonant mode, which is likely generated by fluxons that enter the array when a perpendicular external magnetic field is applied, features up to 10 resonances. As indicated above, a free propagation of fluxons can occur within the array when its discreteness parameter $\Lambda > 1$ and $l_{array}/\lambda_j^* > 1$. In our array, since junctions are unevenly distributed, we have considered an average l_{cell} value given by $l_{cell} = l_{array}/(N-1) \approx 6.8$ μ m. This approximation is acceptable as we consider that the array is moderately uneven (see Table II). In this case, we find $\Lambda \sim 1.3$ (for $\Lambda \gg 1$, the array behaves as a LJJ) and $\lambda_j^* \sim 8.8$ μ m yielding $l_{array}/\lambda_j^* \sim 15$. The McCumber parameter $\beta_c = 2\pi I_c R_N C_{j_array}/\Phi_0$ is ~ 14 indicating an underdamped array [5]. The resonances with large currents are observed only within the optimized bandwidth. The reason is probably that,

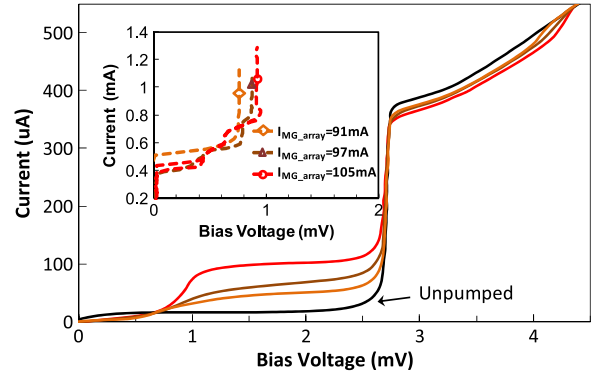


Fig. 6. Measured detector's I - V characteristics pumped at 381, 411, 440 GHz when the 21-junction array is tuned at $V_{res} = 0.79, 0.85, 0.91$ mV respectively. The inset shows the resonances obtained for $I_{MG_array} = 91, 97,$ and 105 mA. The measured unpumped curve is obtained when the array is biased out of the resonance at $V_{bias} = 0$ or $V_{bias} > V_{res}$.

through the rf optimization, we resonated out the SIS intrinsic capacitances C_j thanks to microstrip lines, which act as tuning inductance, allowing rf currents generated by fluxons, while they are bypassed through the tunnel barrier by uncompensated capacitances outside the bandwidth.

In Fig. 6, we display the detector's I - V curve pumped by the array when it is biased at $V_{res} = 0.79, 0.85$ and 0.91 ± 0.01 mV. These correspond to emitted frequencies $f_{res} = V_{res}/\Phi_0 = 381, 411, 440 \pm 4.84$ GHz, respectively. The resonances are excited with magnetic fields generated by currents $I_{MG_array} = 91, 97,$ and 105 mA, respectively. The unpumped curves are obtained when the array is biased out of the resonances either at $V_{bias} = 0$ or at $V_{bias} > V_{gap}$. From the I - V pumped curve, the calculation of the frequencies using the photon-assisted steps $f_{ph} = e(V_{gap} - V_{ph})/h$ gives the same frequencies as the emitted ones. This would indicate that fluxons are in non-resonant regime [13] which is the most suitable one for oscillator applications [1].

B. Output Power Dependence

Fig. 7 shows the I - V curve of the detector pumped by the array tuned at $V_{res} = 0.91$ mV ($f_{res} = 440$ GHz and $I_{MG_array} = 105$ mA) where the maximum pumping is reached. The output power level is tuned by varying the current resonance value. The rf output power P_{array} delivered to the twin-SIS detector can be estimated through the pumping level of detector by:

$$P_{array} = \frac{V_{rf}^2 f}{4R_N} \quad (1)$$

where V_{rf} is the amplitude of the rf voltage of the electromagnetic wave in the SIS detector. From the photon-assisted quasiparticle step current detector in the presence of the output signal we have [14]:

$$I_{det} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} j_n^2[\alpha] I_0(V_{det} + 2nf\Phi_0) \quad (2)$$

where $J_n(V)$ is the Bessel function of the order n , $\alpha = eV_{rf}/hf$ is the pumping factor and $I_0(V_{det} + 2nf\Phi_0)$ is the experimental pumped I - V curve. The V_{rf} value is adjusted

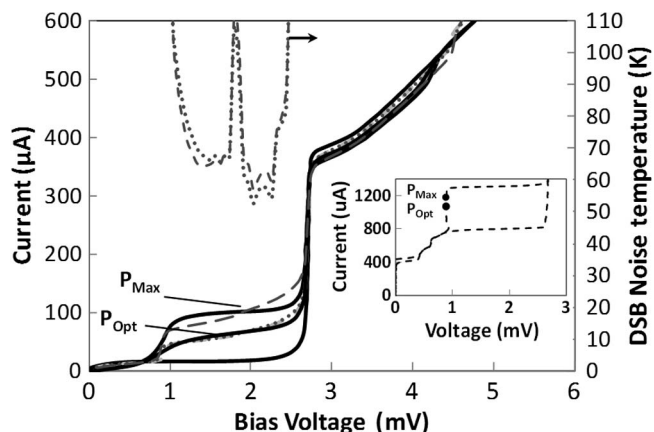


Fig. 7. Measured and simulated (dashed lines) pumped $I-V$ curves at different output power levels. The inset: $I-V$ curve of the 21-junction array tuned at 440 ± 4.84 GHz ($V_{\text{res}} = 0.91 \pm 0.01$ mV, $I_{MG_array} = 105$ mA). The output power depends on the current resonance. The optimum power to reach the lowest equivalent noise temperature of around 55 K is $P_{\text{Opt}} = 0.15 \mu\text{W}$.

until the calculated $I-V$ curve using Eq. (2) fits with the experimental one. The array provides a maximum output power of $P_{\text{array}} \approx 0.28 \mu\text{W}$ ($\alpha = 1.53$) at 440 GHz. The DC power $P_{\text{DC}} = (I_{\text{res}} - I_L)V_{\text{res}}$ is $0.728 \mu\text{W}$, where $I_{\text{res}} = 1.1$ mA is the resonance current and $I_{qp} \sim 0.3$ mA is the quasiparticles current. Furthermore, to achieve a very sensitive heterodyne SIS-based receiver, the required efficient power is given by the Tucker estimation [13] such that $P_{OL}(f) = (Nh/2ef\alpha_{rf})^2/2R_N$ where α_{rf} is a constant usually taken 1.2. At 440 GHz, the efficient power is $P_{OL} = 0.08 \mu\text{W}$. This can be corroborated by the simulated DSB (double side band) equivalent noise temperature using the 3-port mixer model in case where an rf signal is also led to the twin-junction mixer (i.e., our detector) through, for example, an integrated planar antenna. The optimum power to reach the lowest equivalent noise temperature is in $P_{OL} = 0.08 - 0.18 \mu\text{W}$ range with an optimum power of $P_{\text{Opt}} = 0.15 \mu\text{W}$ (see Fig. 7). Moreover, the output power can be further increased using either a higher current density or a larger junction number or both.

IV. CONCLUSION

In this paper, we have shown that a well-optimized non-uniformly distributed SIS parallel array can generate sub-mm waves within the 370–500 GHz band. The rf optimized parallel

array can also be used to achieve a fully integrated THz heterodyne receiver, operating beyond the Nb cut-off frequency. Compared to the serial junction array where the synchronization of a large number of junctions is difficult, the parallel array would also be an attractive alternative.

The next step will be the development of Nb/AlOx/Nb-based SIS parallel arrays using NbN/SiO/NbN striplines for 1 THz operation.

ACKNOWLEDGMENT

This paper has been carried out at LERMA and CTOP (Centrale Technologique de l'Observatoire de Paris)-GEPI.

REFERENCES

- [1] V. P. Koshelets *et al.*, "Superconducting integrated terahertz spectrometers," *IEEE Trans. THz Sci. Techn.*, vol. 4, no. 5, pp. 687–694, Jul. 2015.
- [2] M. Salez and F. Boussaha, "Fluxon modes and phase-locking at 600 GHz in superconducting tunnel junction nonuniform arrays," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 1, Jan. 2010, Art. no. 013908.
- [3] F. Boussaha *et al.*, "Fundamental and harmonic submillimeter-wave emission from parallel Josephson junction arrays," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 7, Apr. 2009, Art. no. 073902.
- [4] A. V. Ustinov *et al.*, "Experimental and numerical study of dynamic regimes in a discrete sine-gordon lattice," *Phys. Rev. B, Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 51, no. 5, pp. 3081–3091, Feb. 1995.
- [5] H. S. J. Van der Zant, E. H. Visscher, D. R. Curd, and T. P. Orlando, "Vortex dynamics in one-dimensional parallel arrays of underdamped Josephson junctions," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 3, no. 1, pp. 2658–2661, Mar. 1993.
- [6] Y. M. Zhang and P. H. Wu, "Numerical calculation of the height of velocity-matching step of flux-flow type Josephson oscillator," *J. Appl. Physics*, vol. 68, no. 9, pp. 4703–4709, Nov. 1990.
- [7] S. Han, B. Bi, W. Zhang, and J. E. Lukens, "Demonstration of Josephson effect submillimeter wave sources with increased power," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 11, pp. 1424–1427, Mar. 1994.
- [8] HFSS [Online]. Available: <http://www.ansoft.com/products/hf/hfss/>
- [9] H. S. J. van der Zant *et al.*, "Dynamics of one-dimensional Josephson-junction arrays," *Phys. D, Nonlinear Dyn.*, vol. 119, no. 1/2, pp. 219–226, Aug. 1998.
- [10] Advanced Design System (ADS), [Online]. Available: <http://www.home.agilent.com/>
- [11] H. A. Wheeler, "Transmission-line properties of microstrip on a dielectric sheet on a plane," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. MTT-25, no. 8, pp. 631–647, Aug. 1977.
- [12] F. Boussaha, J.-G. Caputo, C. Chaumont, A. F eret, and T. Vacelet, "Resonant modes in optimized non-uniform Nb SIS parallel Josephson junction array," in preparation.
- [13] Y. M. Zhang, D. Winkler, and T. Claeson, "Detection of mm and submm wave radiation from soliton and flux-flow modes in a long Josephson junction," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 3, no. 1, pp. 2520–2523, Mar. 1993.
- [14] J. Tucker and M. Feldman, "Quantum detection at millimeter wavelengths," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 57, no. 9, 1055–1113, Oct. 1985.

V. Autre application : Magnétomètre

L'étude théorique des courants de paires de Cooper dans les réseaux de jonctions SIS est un autre volet important de cette activité. Elle est essentielle à une conception précise des oscillateurs locaux et est largement justifiée par l'inexistence de modèles et d'outils d'optimisation qui permettraient de prédire les performances de l'oscillateur. Une jonction longue homogène est formée uniquement par la tricouche Supra/Isolant/Supra. Un réseau de jonctions peut être également considéré comme une jonction longue, mais inhomogène qui se subdivise en région alternativement en Supra/Isolant/Supra (jonction SIS) et en Supra/Diélectrique/Supra (ligne microruban supraconductrice). L'intérêt de ce travail consiste donc à trouver une équation générale qui prend justement en compte cette inhomogénéité. En collaboration avec J-G. Caputo et L. Loukitch du département de mathématiques appliquées de l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, nous avons développé un modèle théorique [R16] qui prédit parfaitement le comportement statique (la composante temporelle est, dans ce cas, négligée) des réseaux de jonctions en reproduisant fidèlement les courbes mesurées du courant critique à tension nulle en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan du circuit étudié comme présenté dans la figure II-7. Il s'agit ici d'une autre application des réseaux de jonctions : le modèle statique de prédiction du courant critique résultante en fonction de l'intensité du champ magnétique pourrait être utilisé pour concevoir des magnétomètres ultrasensibles de type SQIF¹² [25-26]. Un modèle complet qui prend en compte la composante temporelle fait toujours l'objet de développement en collaboration avec J-G. Caputo, Maître de Conférences à l'INSA de Rouen.

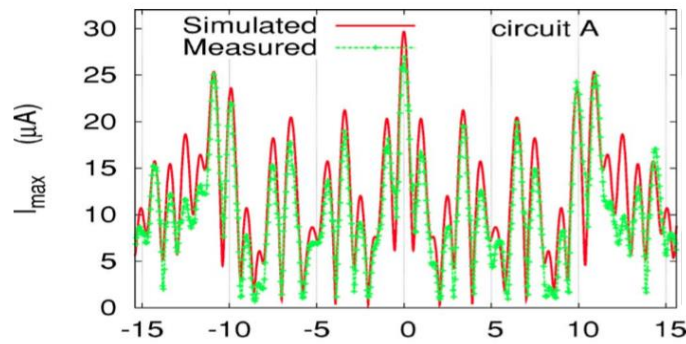


Figure II-7 : Courbe du courant critique I_c en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan du réseau à 5 jonctions SIS qui a été initialement optimisé comme mélangeur de fréquences. Un modèle analytique a permis de reconstituer la courbe mesurée.

$$I_{max}(H) = \left| \sum_{i=1}^N I_{0,i} \sin \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} H d a + c_{max}(H) \right) \right| \quad \text{II.1}$$

avec

$$c_{max} = \arctan \left[\frac{\sum_{i=1}^N I_{0,i} \cos \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} H d a \right)}{\sum_{i=1}^N I_{0,i} \sin \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} H d a \right)} \right]$$

Le développement du modèle statique confronté aux caractérisations expérimentales a donné lieu à une publication reproduite ci-dessous.

¹²SQIF : Superconducting Quantum Interference Filters.

Interference filter properties of nonuniform Josephson junction arrays

Morvan Salez^{a)} and Faouzi Boussaha

Laboratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique, Observatoire de Paris, 77 avenue Denfert-Rochereau, 75014 Paris, France

Lionel Loukitch and Jean-Guy Caputo

Laboratoire de Mathématiques, INSA de Rouen, B.P.8, 76131 Mont-saint-Aignan cedex, France

(Received 28 June 2007; accepted 21 August 2007; published online 17 October 2007)

We experimentally and numerically study the zero-voltage supercurrent versus magnetic field of nonuniform arrays of Josephson junctions parallel-connected by a superconducting stripline. The measured curves are complex, geometry-dependent, and in excellent agreement with numerical simulations using a specially developed model. Such arrays can be optimized to have specific interference patterns, suited for applications in magnetometry, quasiparticle microwave sensors, Josephson oscillators, and superconducting electronics. © 2007 American Institute of Physics.

[DOI: 10.1063/1.2796108]

I. INTRODUCTION

Several types of Josephson transmission lines (JTLs) have been experimentally and numerically investigated for their unique properties deriving from the Josephson nonlinearity.¹⁻³ Among them are the “long” Josephson junction (LJJ) and the parallel array of “small” tunnel junctions connected by a superconducting transmission line, or discrete Josephson transmission line (DJTL).⁴⁻⁷ We shall consider in this article the latter case, when the transmission line is a narrow stripline, and when the junctions are nonevenly distributed.⁸ Small versus long qualifies the junction size relative to the Josephson length

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 J_c d_j}}, \quad (1)$$

where $\Phi_0 = h/2e$ is the quantum of magnetic flux and J_c and d_j are, respectively, the critical current density and the magnetic thickness³¹ of the tunnel barrier. A DJTL with N junctions is also a parallel array of $N-1$ SQUID loops.³² The response of its zero-voltage supercurrent, I_{\max} , to an external magnetic field H is therefore analog to the interference pattern of an N -slit optical grating.⁶ For magnetometry, DJTLs are more sensitive than regular SQUIDS, using their $I_{\max}(H)$ sharper bumps. Recently, nonuniform DJTLs have been studied to synthesize an $I_{\max}(H)$ pattern with a single narrow peak at $H=0$, allowing absolute magnetic calibration as well as higher sensitivity.⁹ Although this article will focus on their static properties, DJTLs have also received growing interest for their Josephson electrodynamics.^{10,11} The Josephson coupling exists only in the junctions; therefore, the difference $\varphi(x,t)$ of the superconducting phases in the electrodes obeys an inhomogeneous sine-Gordon equation (SGE). Under certain conditions, static and traveling fluxons (i.e., 2π kinks of φ) are hosted in DJTLs, as well as more “exotic” electrodynamic solutions unseen in LJJs.^{3,12} Submillimetric-frequency

resonant fluxons were recently observed in nonuniform DJTLs.^{13,14} Meanwhile, another scientific community has exploited the nonlinear quasiparticle tunneling which coexists with Josephson tunneling in “SIS” junctions, to design unrivaled, quantum-limited microwave detectors and mixers up to terahertz frequencies, primarily for radioastronomy.¹⁵ Occasionally, SIS mixer designs have mingled with JTLs, using long junctions^{16,17} or junction-loaded striplines.^{8,18} The latter offer a greater flexibility for circuit design. In particular, by using nonuniform junction distributions, one can optimize the performance of a mixer or detector over any microwave band of interest (below f_{gap}).^{8,19} In these applications, the Josephson effect is a parasitic source of noise and instabilities. In practice, one minimizes it by setting the device at specific zeros of its I_{\max} pattern (applying a magnetic flux $\Phi = n\Phi_0$, $n=1$ or 2 , across any junction). However, the I_{\max} response of nonuniform DJTLs is potentially complex, due to flux internal distributions, phase slippage, and ac modes. This lack of knowledge prompted us to investigate the Josephson effect in nonuniform SIS-array mixers.

II. CIRCUITS

The circuits (see Table I and Fig. 1) consist of $N=5$ Nb/AIO_x/Nb junctions embedded in a Nb/SiO/Nb stripline of width $w=5-7 \mu\text{m}$ and length $l=80 \mu\text{m}$. Junctions have equal width and length ($w_j=l_j \sim 1 \mu\text{m}$) and their spacings were optimized for best rf coupling in the range $\sim 400-600 \text{ GHz}$.⁸ We successfully applied that design approach to SIS mixers for a space-borne instrument.²⁰ The important consequences of this broadband rf tuning on the DJTL-hosted ac Josephson effect are described elsewhere.¹⁴

TABLE I. Nonuniform DJTL geometry (all dimensions in μm).

Circuit	N	w_j	l_j	w	a_1	l_1	l_2	l_3	l_4	l
A	5	1	1	5	2	20	42	12	6	80
B	5	1	1	7	2	18	44	11	7	80
F	2	1	1	5	2	10				10

^{a)}Currently at Laboratoire des Solides Irradiés, Ecole Polytechnique, Route de Saclay, 91128 Palaiseau, France. Electronic mail: morvan.salez@polytechnique.edu

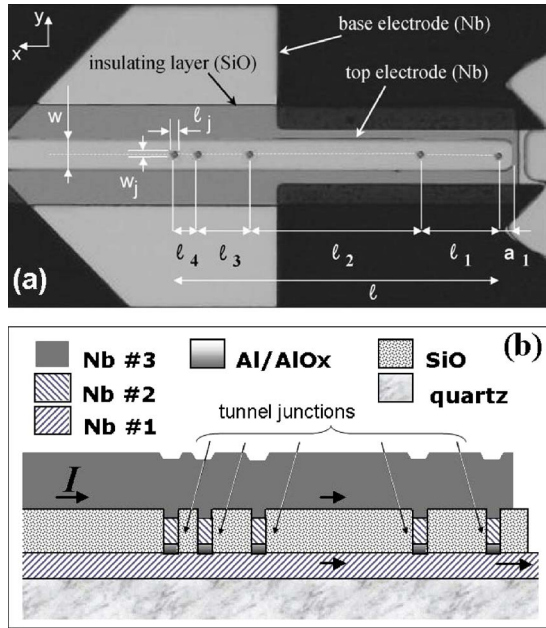


FIG. 1. (a) Photograph of circuit A (see Table I) and (b) its corresponding cross-section drawing (not to scale). The $1 \mu\text{m}^2$ junctions are made out of a Nb/Al/AIO_x/Nb trilayer, patterned using a self-aligned process, where the upper Nb layer (“Nb 2”) is removed by RIE around the junction mesas and replaced by SiO. A Nb counter electrode (“Nb 3”) is then sputtered to contact junctions and make the Nb/SiO/Nb rf tuning microstrip circuit. Designed for broadband submillimeter-wave SIS mixing, it is also a nonuniform DJTL or SQUIG.

The devices were fabricated with a self-aligned, selective niobium etch process using optical lithography. Junction locations have been checked on the masks using a powerful microscope. The fabrication parameters are given in Table II. Junctions have $V_g=2.85$ mV, a critical current density $J_c=5$ kA cm⁻², and we measured the conductivity at 4.2 K of our niobium, $\sigma_n(4.2 \text{ K})=2.2 \times 10^{-7} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$. We derive from this a penetration depth $\lambda_L=73$ nm. We also measured the specific junction capacitance $C_s=77$ fF μm^{-2} , from the resonant modes observed in the $I-V$ curves of long junctions made in the same batch. With a 250 nm SiO layer, the Swihart velocity in the arrays is $c_{\text{sw}} \sim 0.14c$. In the microwave problem, junctions are pointlike and arrays are 1D, since $l_j < w \leq c_{\text{sw}}/f$ over the whole band. The “small junction” approximation is justified because $\lambda_J=4-6 \mu\text{m}$. But, the effective Josephson length λ_J'' —which defines the magnetic penetration depth or fluxon size in our circuits—is $> \lambda_J$ due to the fact that the junctions are surrounded by stripline regions. For a uniform DJTL, $\lambda_J''=\Lambda_J l_{\text{cell}}$, where l_{cell} is the spacing between adjacent junctions and $\Lambda_J=\sqrt{\phi_0/2\pi I_c L_{\text{cell}}}$ is the dis-

TABLE II. Circuit parameters.

Parameter			
Top electrode thickness	t_1	200	nm
Top electrode thickness	t_2	350	nm
Dielectric thickness	t_d	250	nm
Dielectric constant (SiO)	ϵ_r	5	
London penetration depth (Nb)	λ_L	73	nm
Current density	J_c	5	kA cm ⁻²

TABLE III. Lumped elements per unit surface in the 2D-model of the DJTL (see Fig. 2 and Table II)

Junction region ($J_c=5$ kA cm ⁻²)	Stripline region	units
$\bar{C}_j=77$	$\bar{C}_j=0.167$	fF μm^{-2}
$\bar{L}_j=0.37$	$\bar{L}_j=0.5$	pH/ \square
$\bar{G}_{\text{qp}}=1/\bar{R}_j=0.88^a$	b	$\text{m}\Omega^{-1} \mu\text{m}^{-2}$
$\bar{L}_j=\Phi_0/J_c=41$...	pH μm^2

^a \bar{G}_{qp} is the quasiparticle tunnel conductance in junction regions.

^bSurface losses in the superconducting electrodes are neglected in this problem, although they are important in the dynamic regime case.

creteness parameter depending on the critical current I_c per junction and the cell inductance L_{cell} .⁶ An array with $\Lambda_J > 1$ is permeated by the flux over several cells, and fluxons may move freely. For $\Lambda_J < 1$, fluxons must overcome an energy barrier to move from one cell to its neighbor. Because our circuits are strongly nonuniform, $\Lambda_J(x)$ is position-dependent. It is useful to consider the average parameter Λ_J^* and an average Josephson length $\lambda_J^*=\Lambda_J^* l_{\text{av}}$, where $l_{\text{av}}=l/(N-1)$ is the mean cell size. In our case $\Lambda_J^* \approx 1.8$ and $\lambda_J^* \approx 35 \mu\text{m}$.

III. MODELS

A. 2D model

To model the Josephson effect in the static regime in these circuits, we use a new model suitable for any 2D discontinuous JTLs, described in more detail in Ref. 21. A circuit containing both Josephson tunnel junction and stripline regions can be represented by a 2D network with a mesh size a of lumped elements taking on either of two sets of values (see Table III and Fig. 2). L (respectively, \bar{L}_j) is the inductance per unit surface of stripline (respectively, junction), \bar{C} (respectively, \bar{C}_j) is the capacitance per unit surface of stripline (respectively, junction), \bar{R}_j is the quasiparticle tunneling conductance, and J_c is the critical current density in a junction region. At any location (x, y) , the phase difference $\varphi(x, y, t)$ between the bottom and top superconducting electrodes satisfies a semilinear elliptic partial differential equation, derived from Kirchhoff's law,²¹

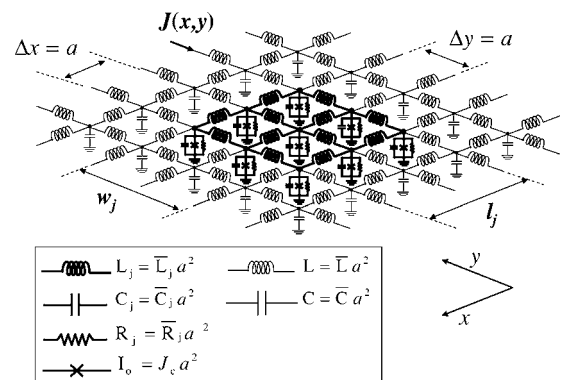


FIG. 2. Schematic of the 2D model used to investigate nonuniform DJTLs. See Table III.

$$\frac{\Phi_0}{2\pi} \left(\overline{C} \varphi_{tt} - \text{div}(\mathcal{L} \nabla \varphi) + g(x,y) \left[\overline{C}_2 \varphi_{tt} + \frac{2\pi J_c}{\Phi_0} \sin(\varphi) + \frac{1}{R} \varphi_t \right] \right) = 0, \quad (2)$$

where $g(x,y)$ is 1 in the Josephson junctions and 0 outside, and

$$\mathcal{L}(x,y) = \frac{1}{L} + g(x,y) \frac{1}{L_2},$$

$$\text{with } \frac{1}{L_2} = \frac{1}{L_j} - \frac{1}{L},$$

$$\text{and } \overline{C}_2 = \overline{C}_j - \overline{C}.$$

This formulation guarantees the continuity of the normal gradient of φ , the electrical current on the junction interface.

The boundary conditions (BCs) representing an external current input I and an applied magnetic field \mathbf{H} are

$$\begin{aligned} \varphi_x|_{x=0} &= \frac{2\pi}{\Phi_0} d \left(H_y - (1-\nu) \frac{\mu_0}{w} I \right), \\ \varphi_x|_{x=l} &= \frac{2\pi}{\Phi_0} d \left(H_y + (1-\nu) \frac{\mu_0}{w} I \right), \\ \varphi_y|_{y=0} &= \frac{2\pi}{\Phi_0} d \left(H_x - \nu \frac{\mu_0}{l} I \right), \\ \varphi_y|_{y=w} &= \frac{2\pi}{\Phi_0} d \left(H_x + \nu \frac{\mu_0}{l} I \right), \end{aligned} \quad (3)$$

where $0 \leq \nu \leq 1$ gives the type of current feed. When $\nu=1$ the current is only applied to the boundaries $y=0, w$ (overlap feed), while $\nu=0$ corresponds to the inline feed.

Since we deal with a current feed geometry which in reality could be a mix of inline and overlap, an alternative way to consider the bias current is to provide Eq. (2) with a nonzero second member of the form $\overline{I}(x,y) = f(x,y) J_j$. The function $f(x,y)$ can describe any type of 2D current injection within the DJTL, including the simpler uniform overlap and edge inline situations. J_j is the bias current per unit surface at each junction. Considering its average $I/(Nl_j w_j)$ and $f(x,y) = g(x,y)$ is a reasonable assumption when the DJTL has an overlap feed geometry or when it hardly experiences any self-shielding in the inline case. As we shall see, our circuits fortuitously nearly fall in the latter category.

B. 1D model

The circuits investigated in this article (Fig. 1) are modeled by long and narrow striplines ($l \gg w \gg d$) in which a few small junctions of area $l_j \times w_j$ are embedded, at the coordinates $x=a_i$, $i=1, N$, and $y=w/2$. We show in Ref. [25] how in this situation the 2D model can be reduced to a 1D problem. In particular, for narrow striplines we may neglect transverse modes and only consider the first Fourier mode of the phase along the y dimension.²² In addition, in most prac-

tical configurations, the H field is applied perpendicular to a stripline-DJTL so that we have $H_x=0$. The now-1D phase variable $\phi(x,t)$ must satisfy the equation

$$\begin{aligned} \frac{\Phi_0 w}{2\pi} \left\{ \overline{C} \phi_{tt} - \frac{\phi_{xx}}{L} + \frac{w_j}{w} G(x) \left(\overline{C}_2 \phi_{tt} - \frac{\phi_{xx}}{L_2} + \frac{1}{R} \phi_t \right) \right. \\ \left. + \frac{2\pi J_c}{\Phi_0} \sin(\phi) \right\} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \sum_{i=1}^N \frac{w_j}{w} \frac{\delta(x-o_j) - \delta(x-e_j)}{L_2} \Bigg\} \\ = \nu 2 \frac{\mu_0 d}{l} I, \end{aligned} \quad (4)$$

where $G(x)$ is the projection onto the x -axis of the function $g(x,y)$, and $o_i = a_i - l_j/2$ and $e_i = a_i + l_j/2$ locate the edges of each junction. In this approach, part of the BCs of Eq. (3) have gone into the second term, describing well a bias current for the overlap geometry, while the other BCs become

$$\begin{aligned} \phi_x|_{x=0} &= \frac{2\pi}{\Phi_0} d \left(H_y - (1-\nu) \frac{\mu_0}{w} I \right), \\ \phi_x|_{x=l} &= \frac{2\pi}{\Phi_0} d \left(H_y + (1-\nu) \frac{\mu_0}{w} I \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Notice that δ is the Dirac distribution, appearing with the derivation of \mathcal{L} in the term $\text{div}(\mathcal{L} \nabla \psi)$ of Eq. (2).

Since we investigate here the static case ($\phi_{tt} = \phi_t = 0$), we must only consider the inductances per unit square in junction and stripline regions, respectively, $L_j = \mu_0 d_j$ and $L = \mu_0 d$. Equation (4) can therefore be simplified as

$$\begin{aligned} -\phi_{xx} + G(x) \frac{\mu_0 d \frac{w_j}{w} \frac{2\pi J_c}{\Phi_0} \sin(\phi)}{1 + \Delta_{\text{win}}} \\ + \frac{\mu_0 d \frac{w_j}{w}}{1 + \Delta_{\text{win}}} \frac{\partial \phi}{\partial x} \sum_{i=1}^N (\delta(x-o_j) - \delta(x-e_j)) \\ = \nu \frac{4\pi \mu_0 d I}{\Phi_0 l w} \left[1 + G(x) \frac{\Delta_{\text{win}}}{1 - \Delta_{\text{win}}} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

where the term

$$\Delta_{\text{win}} = \frac{w_j}{w} \left(\frac{d}{d_j} - 1 \right), \quad (7)$$

results from the existence of the idle stripline environment surrounding the junctions. We shall come back to its physical meaning and implications later. This could be a 1D continuous static model, but we do not want a jump in the current term of the equation.

By writing $w_j \rightarrow w$ and $d \rightarrow d_j$, Eq. (6) becomes the well-known 1D perturbed sine-Gordon equation modeling a continuous LJJ. Thus, making note of Eq. (1), one finds $[\mu_0 d / (1 + \Delta_{\text{win}})] (w_j/w) (2\pi/\Phi_0) J_c \rightarrow (2\pi J_c / \Phi_0) \mu_0 d_j = 1/\lambda_j 2$. As for the jump of ϕ_x , it is pushed to the circuit boundaries and appears in Eq. (5) since we also have $o_j \rightarrow 0$ and $e_j \rightarrow l$ (yet there is no jump because $\overline{L} = \overline{L}_j$). We also find in this LJJ limit the well-known uniform bias current density term $I/(l_j w_j)$.

C. δ -1D model

To keep a continuous model and solve Eq. (6), we decrease the size of the junction while keeping the value of the current flowing through it, in order to replace the function $G(x)$ by a sum of Dirac distributions. It is legitimate to assume that the phase is constant in each junction because it is “small” ($l_j < \lambda_j$). We shall also assume that the bias is uniformly distributed among all N junctions, i.e., $F(x) = G(x)$. Let us define G_h as

$$G_h(x) = \frac{1}{h} \mathcal{H}_{JJ(h)}(x),$$

$$\text{with } JJ(h) = \bigcup_{i=1}^N \left[a_i - h \frac{l_j}{2}, a_i + h \frac{l_j}{2} \right], \quad (8)$$

with \mathcal{H} being the Heaviside function. For $h=1$, $G_h(x) \equiv G(x)$. When $H \rightarrow 0$, G_h tends to a sum of delta functions^{23,24} and $o_i \rightarrow a_i$, $e_i \rightarrow a_i$. Then, Eq. (6) becomes

$$-\phi_{xx} + \sum_{i=1}^N p_i \delta(x - a_i) \sin(\phi)$$

$$= \nu \left[\frac{4\pi\mu_0 d}{\Phi_0 w l} I + \sum_{i=1}^N q_i \delta(x - a_i) \right],$$

$$\text{with } p_i = \frac{2\pi\mu_0 d}{\Phi_0} \frac{1}{w} \frac{1}{1 + \Delta_{\text{win}}} I_c,$$

$$\text{and } q_i = \frac{4\pi\mu_0 d l_j}{\Phi_0} \frac{1}{w} \frac{1}{1 - \Delta_{\text{win}}}. \quad (9)$$

Our approach differs significantly from previous models used in the field of JTLs,^{1,2,6} which are either 1D continuous models of LJJ or 1D discrete models for the study of arrays. Ours is hybrid since it uses δ Dirac distributions—the junctions are reduced to dimensionless entities—and yet does not neglect the variation of φ in the linear part of the circuit. Let us call it a δ -1D model. It allows performance of a fine analysis and extensive numerical simulations of DJTLs, in particular derivation of the $I_{\text{max}}(H)$ curve, with the possibility to choose the position a_i and size (w_j, l_j) of each junction. This is a major advantage to analyze nonuniform arrays, in particular those optimized for specific microwave matching properties, as reported here.

Several theoretical studies using this new model have been published (Ref. 25). For instance, it was shown that an array where junction positions a_i are rational displays a periodic I_{max} curve. The differences between inline and overlap current feeds were also investigated.²⁴

From Eq. (9) we find, in the limit when $l_j/l \ll 1$,

$$I = \sum_{i=1}^N I_{0,i} \sin(\phi_i) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} \frac{I_c}{1 + \Delta_{\text{win}}} \sin(\phi_i). \quad (10)$$

The $I_{0,i}$ coefficients defined in Eq. (10) are the currents effectively flowing through the junctions. They are obviously proportional to the size and current density of the junctions through I_c but also depend on w/w_j via Δ_{win} .

An interesting limit case, the so-called “magnetic approximation,” occurs when the junctions are low- J_c and small enough (i.e., $p_i \ll 1$). It was shown from an equation similar to Eq. (9) that the phase profile along the DJTL then tends to a greatly simplified function independent of the bias feed geometry.²⁴ The current flowing through the junctions does not affect the phase in the linear parts of the model significantly, and the gradient of ϕ is proportional to H . We can then write $\phi(x) \equiv (2\pi/\Phi_0)Hdx + c$, and Eq. (10) becomes $I = \sum_i I_{0,i} \sin[(2\pi/\Phi_0)Hda_i + c]$. We compute the $I_{\text{max}}(H)$ curve by finding at any H field the values of c such that $\partial I / \partial c = 0$,

$$c_{\text{max}}(H) = \arctan \left[\frac{\sum_{i=1}^N I_{0,i} \cos\left(\frac{2\pi}{\Phi_0}Hda_i\right)}{\sum_{i=1}^N I_{0,i} \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0}Hda_i\right)} \right].$$

We then obtain

$$I_{\text{max}}(H) = \left| \sum_{i=1}^N I_{0,i} \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0}Hda_i + c_{\text{max}}(H)\right) \right|. \quad (11)$$

We see that, due to the stripline in which the junctions are embedded ($\Delta_{\text{win}} \neq 0$), the maximum total current in the array can be lowered compared to the situation in other types of DJTLs where $I = \sum_{i=1}^N I_c \sin(\phi_i)$.⁶ In our circuits, we calculate a lowering factor of 0.40 (respectively, 0.43) for our circuits of width $w=5$ (respectively, 7) μm .

Figure 3 shows the compared numerical results for the δ -1D model applied to an $N=11$ -junction array in the inline geometry, along with the calculation using Eq. (11). The magnetic approximation works well for small p_i (or $I_{0,i}$) values. For larger p_i values (right panel of Fig. 3), however, the numerical simulation for the δ -1D model clearly departs from the magnetic approximation, which is no longer valid. It exhibits an $I_{\text{max}}(H)$ curve typical of a single continuous LJJ. The complete convergence study and more theoretical results are found in Ref. 24.

D. Remarks on the model

Unlike most models which have been used to study DJTLs, the δ -1D model presented here does not neglect the variation of φ in the linear part of the circuits,^{1,2,6} while their small junctions are treated as pointlike. One consequence of this hybrid dimensional nature of the model is that it is not possible to simply increase the junctions sizes in Eq. (9) to recover the classical 1D sine-Gordon equation describing a single continuous LJJ. On the other hand, the δ -1D model allows us to investigate any array geometry, and it takes into account the phase variation in the stripline regions. This is important to study the Josephson electrodynamics in nonuniform DJTLs. It also allows us to investigate finely the influence of bias feed geometry (overlap or inline) in the static regime. Whereas for a LJJ ($l_j = l_{\text{LJJ}}$, $w_j = w$), the inline (respectively, overlap) configuration implies $\nu=0$ (respectively, 1), an inline DJTL with $w > w_j$ will have nonzero φ_y components in the BCs due to the 2D current path in the stripline, even when the current is only injected at $x=0, l$. Note that in the general case, the bottom (respectively, top) electrode width w_b (respectively, w_t) should be taken in the BCs at x

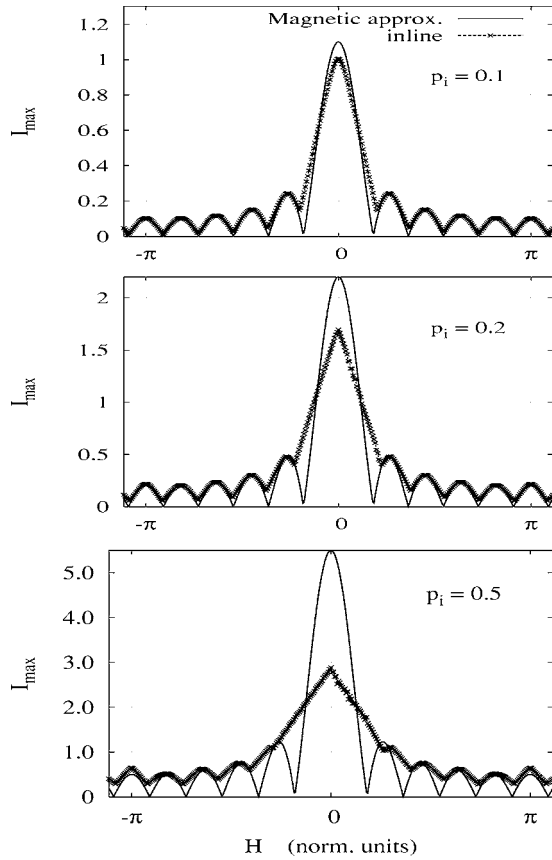


FIG. 3. Comparison of I_{\max} curves, plotted in normalized units, between the magnetic approximation and solution of Eq. (9) (with implicit curve method). The device is in inline current feed, uniform geometry with 11 junctions, $a_1=1$, $a_{11}=12$. From the left to the right, p_i ($i \in \{1; \dots; 11\}$) takes successively the values 0.1, 0.2, and 0.5. When $p_i < 0.1$, $I_{\max}(H)$ curves are very close to magnetic approximation. For $p_i \geq 0.5$ the model becomes a discretization of a long junction device.

=0 (respectively, $x=l$) in Eqs. (3) and (5). The particular geometry of our circuits justifies our taking both values equal to w . To tackle more complicated current feed geometries, such as an overlap DJTL for which the bias current is non-uniform along x ,³³ it is preferable to use BCs only to account for external magnetic fields, and to create a realistic $f(x,y)$ current density distribution for the second member of Eq. (2).

E. Effective Josephson length

Of particular interest is the form taken by Eq. (6) after reduction to a 1D problem. The factor in the $\sin(\phi)$ term gives us the effective Josephson length λ'_j in the junctions of the DJTL, at each junction location $x=a_i$,

$$\lambda'_j = \lambda_J \sqrt{\frac{wd_j}{w_jd} \left[1 + \frac{w_j}{w} \left(\frac{d}{d_j} - 1 \right) \right]}. \tag{12}$$

The fact is that $\lambda'_j > \lambda_J$ is due to the self-inductance of the stripline on both sides of a junction region when $w > w_j$. It is well known that similar inflations of λ_J —and therefore of fluxon size—occur in LJJs made via a rectangular or annular dielectric window.²⁶ The effect is not negligible since the Josephson length of $\sim 6 \mu\text{m}$ in a junction becomes

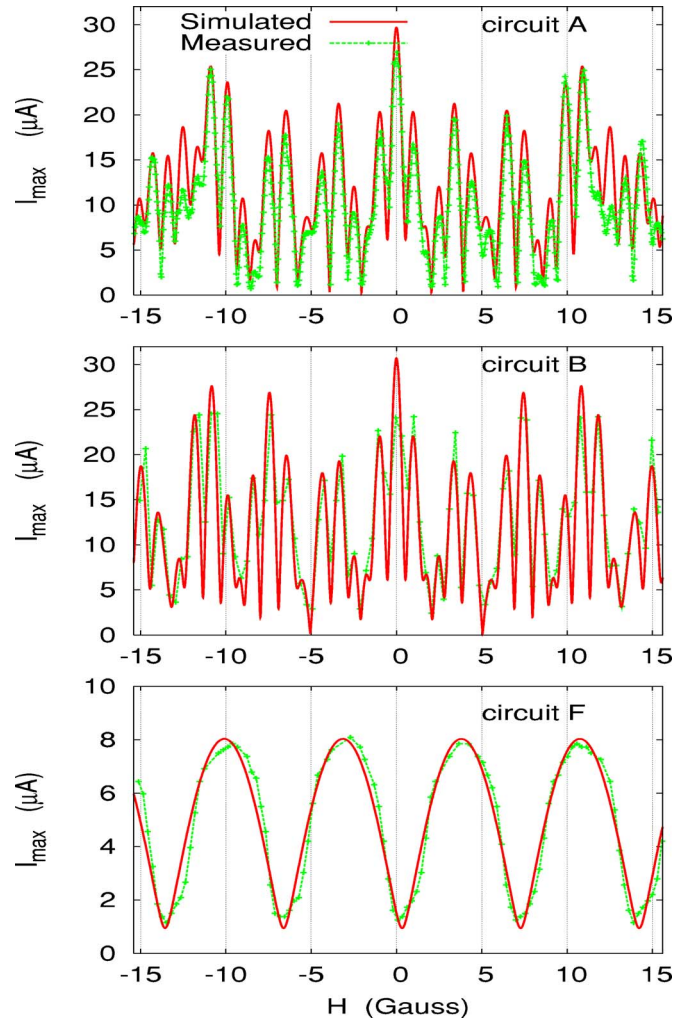


FIG. 4. Measured and simulated $I_{\max}(H)$ in the $V=0$ state vs H at 4.2 K for the arrays A, B, and F. For best fit the device F was simulated with one junction of area $\approx 1.1 \mu\text{m}^2$ and the other of area $\approx 0.9 \mu\text{m}^2$.

$\sim 10 \mu\text{m}$ in the circuit A. It is worth noting that applying Eq. (12) to the LJJ case gives precisely the same fluxon inflation factors as another formula, $\lambda'_j = \sqrt{1 + (2w_2d_j)/(w_jd)}$, proposed by other authors,²⁷ where w_2 is the width of idle stripline on either side of the LJJ ($2w_2 = w - w_j$). However, since we deal with highly discrete circuits, the amount of self-inductance in the cells between two junctions obviously has an even stronger influence on the resulting effective Josephson length λ''_j , which will be cell dependent for a nonuniform array. We can compute its average value from

$$\lambda_J^* = \lambda'_j \sqrt{\frac{I_{\text{cell}}}{I_j}}. \tag{13}$$

This gives similar lengths (typically $\lambda_J^* \approx 35\text{--}40 \mu\text{m}$ in our circuits) as the simpler formula validated for periodic DJTLs, $\lambda_J^* = \Lambda_J^* l_{\text{av}}^7$.

IV. δ -1D MODEL VERSUS EXPERIMENTS

A. Results

Figure 4 shows the measured and simulated supercurrent $I_{\max}(H)$ for the circuits A, B, and F, with the H field applied

along the y -axis. All circuits are from the same batch and the two-junction array F was used as SQUID to calibrate the measurements and validate the model. To test the model, we also computed $I_{\max}(H)$ for arrays of $N=5, 10$, and 20 periodically spaced junctions, and obtained the same patterns reported in other works.⁶ The experimental $I_{\max}(H)$ curves were all measured at 4.2 K. The H field was calibrated using a cryogenic Hall probe. Figure 4 is a blowup of the region near $H=0$, where the features of the array geometry are visible. On a larger H scale (125 Gauss corresponds to $\Phi=\Phi_0$ in a $1 \mu\text{m}^2$ junction) all curves trace the well-known Fraunhofer diffraction pattern given by the junction length l_j . Within this envelope, the $I_{\max}(H)$ curves of A and B follow complex yet reproducible patterns which are geometry dependent, although qualitatively similar. The $I_{\max}(H)$ curves of A and B are indisputably different, showing the extreme sensitivity of the Josephson “interference” to junction distribution. The agreement between model and measurement is very good, with all bumps and valleys reproduced over the entire ± 15 gauss field span, save for a current scaling by 3.4 for A and 3.5 for B , the origin of which is discussed below. For both circuits, the simulated curve was found to optimally fit the experimental one when scaling the H data by a factor of 0.98, hence confirming the excellent Hall probe magnetic field calibration on one hand, and the correctness of our assumptions relative to the magnetic thicknesses d and d_j [see, e.g., Eqs. (6) and (7)] on the other hand. The measured periodicity of $I_{\max}(H)$ in the reference SQUID device is $H_0=6.8$ gauss, and our numerically simulated curve gives the same periodicity with an H scaling factor for best fit of 0.94. This H_0 value is somewhat larger than the value $H_0 \approx 5.5$ gauss derived using the assumed SQUID magnetic area with a calculated effective magnetic permeability $\mu_r=1.58$ in the Nb/SiO/Nb stripline. The numerical simulation is obviously much more accurate. Also, the rounding of the valleys in the $I_{\max}(H)$ curve of F is typical of SQUIDs with junctions of nonequal areas. In our case, the best fit was obtained with junction areas set, respectively, at 0.9 and $1.1 \mu\text{m}^2$. This shows that even for DJTL circuits as simple as conventional SQUIDs, our numerical model is a useful tool for both design and diagnostics.

B. Discussion of results

We should note that the magnetic thicknesses in the junction and stripline regions, assumed for the simulations and corresponding to the parameters given in Table III, were derived from a measurement of the normal conductivity of our niobium at 4.2 K. The excellent fit between numerical and experimental results in Fig. 4 therefore validates *a posteriori* this methodology and the assumed value of $\lambda_L \approx 73$ nm. In A and B the average width of the bumps is $\Delta H_0=0.8\text{--}1.2$ gauss. This field value matches well our expectation for Josephson vortices that would on average stretch over the whole circuits. In such a case, it is not surprising to observe that the ratio of bump widths in the $N=5$ and $N=2$ arrays ($\sim 6.5\text{--}8$) equals the circuit lengths ratio. We calculate a critical field $H_{c1}=(2\Phi_0)/(\pi 2d\lambda_j^*) \approx 0.46$ gauss for A . It is smaller than ΔH_0 , and therefore the H field

is allowed to penetrate in the entire array as vortices, despite its strong discretization. In Fig. 4, the measured $I_{\max}(H)$ curve is smaller than expected from J_c for all circuits. For F this may be due to trapped flux along x due to insufficient magnetic shielding. The peak height of the measured curves of A and B is also smaller than $N \times I_c$, as could have been intuitively expected. We expect the geometrical factor $1/(1+\Delta_{\text{win}})$ found in Eq. (10) to contribute to this current reduction of $I_{\max}(H)$. Additional current suppression by the factor of 3.4 and 3.5, respectively, can either be explained by trapped flux or by an effect of the inline-like geometry (see Fig. 1): the bias current I flows exclusively at both edges, roughly through two groups of $\Lambda_j(x=0)$ and $\Lambda_j(x=l)$ junctions, which is expressed by $\varphi_x|_0$ and $\varphi_x|_l$ in Eq. (5). Similarly, an inline LJJ long enough ($l_{\text{LJJ}} > 4\lambda_j$) exhibits a saturation of $I_{\max}(0)$ at the current $2\lambda_j w_j J_c \leq l_{\text{LJJ}} w_j J_c$ because its central regions are devoid of current. The real I distribution in our DJTL circuits is more complex, because bias currents in a feeding strip peak at its edges, and because the junctions are embedded in a wider stripline. Comparing our experimental data with the δ -1D model allows investigation of the feed type and the amount of magnetic self-screening along x . For our arrays and typical J_c values (≤ 10 kA/cm²) both feed assumptions yield the same result, also given by the magnetic approximation. This means that I has no effect on ϕ_x , which happens for uniform overlap feeds and for inline feeds whenever $\mu_0 I/w \ll H$. Here, the latter condition is fulfilled because $I < I_c < I_{c1} = w H_{c1} / \mu_0 = 227 \mu\text{A}$. This condition also implies that the measured interference patterns are insensitive to self-field and only display the flux of the penetrating external field. If the magnetic approximation works for our arrays, it is because with $l/\lambda_j^* \leq 3$, nearly all junctions are bias-wise active. The fact that the magnetic approximation is justified by a large enough discreteness parameter Λ_j^* is nothing but a well-known result of DJTLs, corresponding to the large $\beta=2L_{\text{cell}}I_c/\Phi_0$ case.⁶ Expectedly, our numerical simulations show (e.g., see Fig. 3) that should we increase J_c (making Λ_j^* smaller), the two feed geometry assumptions will cease at some point to give the same results for our circuits, and the magnetic approximation will not be valid anymore.

V. APPLICATION PERSPECTIVES

A. SQUIGs and magnetic filters

SQUIGs and more recently SQIFs allow enhancement of the sensitivity of SQUID-based magnetometers and most importantly to provide absolute H measurements, because of sharp peaks in the $I_{\max}(H)$ curve. Our mathematical model, validated by measurements, allows development of nonuniform DJTLs optimized for magnetometry.⁹ It can also be used to predict and improve the performances of other circuits relying on Josephson interference. Just as an active antenna array can synthesize any microwave beam shape, nonuniform DJTLs can produce any $I_{\max}(H)$ curve and our model can be reversely applied to derive the required geometry, regardless of its complexity.²⁸ As an example, Fig. 5 shows the simulated triangular-periodic and pulse-periodic $I_{\max}(H)$ patterns corresponding to two $N=5$ array with vari-

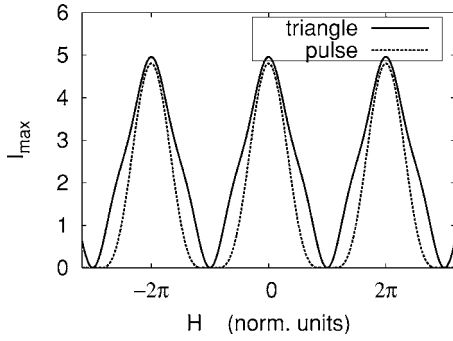


FIG. 5. Simulated $I_{\max}(H)$ curves for the nonuniform DJTL consisting of five junctions $J_c=5$ kA cm $^{-2}$. For “triangle” curve, junctions are located at (in μm), $a_1=2$, $l_1=21.2$, $l_2=10.6$, $l_3=10.6$, $l_4=21.2$ and with respective junction areas (in μm^2): 0.24, 2.24, 4.96, 2.24, 0.24. For “pulse” curve, $a_1=2$, $l_1=l_2=l_3=l_4=10.6$, and respective junction areas: 0.66, 2.4, 3.5, 2.4, and 0.66.

ous junction spacings and sizes. Each of these two geometries is achievable using standard optical lithography. Patterns where $I_{\max}(H)$ is zero over wide intervals can also be generated, and would be of interest, for instance, for quasiparticle-based microwave sensors—e.g., SIS mixers—or other circuits which should be the most insensitive to H noise. A SIS mixer is biased at a zero of its $I_{\max}(H)$ curve, yet its stability is limited by how narrow the dip is at the zero. A specially designed nonuniform SIS array with zeros considerably flattened out and set at specified H values would solve this problem. One could also design, on this principle, high- Q magnetic (e.g., low-pass, bandpass) filters.

B. Fluxonics

Most experimental and numerical studies of fluxons in DJTLs have dealt with uniform arrays and large junction numbers ($N > 10$) (e.g., Refs. 4–6 and 12). In such devices with $\Lambda_J < 1$, flux quanta experience pinning and therefore the “nulls” in $I_{\max}(H)$ do not reach $I=0$, but an $I_{\min} \neq 0$ floor which rises with Λ_J^{-16} . The nonuniform arrays reported here have different nonzero I_{\min} values for all minima, reflecting a variety of energy thresholds from cell to cell. Yet, since all bumps in $I_{\max}(H)$ are clearly seen, fluxon pinning is moderate. We expect mobile fluxons in the circuit A because on average $\Lambda_J^* \approx 1.8 > 1$. Indeed, we observed series of constant-voltage branches in the I - V curves of A , B , and other nonuniform arrays, signaling Josephson resonances.¹³ Several facts concur to suggest traveling fluxons:¹⁴ (a) The frequencies f_n and shapes of the branches; (b) Linear (“plasma”) waves are ruled out in these circuits because they are self-tuned by design, with a high cutoff plasma frequency $f_p' = c_{\text{sw}}/\Lambda_J^*$; (c) The number of branches agrees with the maximum number of fluxons that can fit in the DJTL, $n_{\max} = l/\lambda_J^*$; (d) We see similar branches in numerical simulations of our circuits due to fluxon motion.^{23,25}

Fluxon propagation in LJJs has been extensively studied in view of developing submillimeter-wave flux-flow oscillators (FFOs) for superconducting integrated heterodyne receivers.^{3,29,30} We believe that nonuniform stripline-DJTLs hosting fluxons can also be used for FFOs, and would offer advantages over LJJs.¹⁴ Whereas broadband rf coupling is a

challenge for the very-low impedance LJJs, devices such as described in this article are optimally designed for this.⁸ Also, tunneling and stripline regions are distinct in a DJTL, hence allowing one to adjust the quasiparticle separately and surface loss damping parameters which jointly determine the oscillator mode (resonant versus flux flow).³⁰

VI. SUMMARY

We reported on nonuniform DJTLs consisting of N small Josephson junctions embedded in a long and narrow microstrip line. These circuits were initially developed as wideband and ultrasensitive microwave detectors for radioastronomy. In a magnetic field, they also show well-defined and unique $I_{\max}(H)$ interference patterns, compatible with an average discreteness parameter $\Lambda_J^* > 1$. We presented a new δ -1D model taking into account the phase variation in the stripline and treating the junctions as pointlike. There is an excellent agreement between the measured $I_{\max}(H)$ and the numerical results of this δ -1D model. The simple magnetic approximation, where the currents flowing through the junctions do not affect much the phase gradient in the device, is valid here because the value of J_c and other circuit parameters give $\Lambda_J^* > 1$. Using this model, it will now be possible to optimize such devices either for their customized interference patterns (e.g., for SQUIG applications), for their microwave properties (optimally coupled fluxon-based oscillators), or both (H -insensitive microwave detectors, and potentially, any other yet-to-come application based on a JTL-type device which requires a well-controlled, specific microwave and magnetic behavior).

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge Y. Delorme and F. Dauplay for their essential contribution to the design of the nonuniform SIS arrays reported here. We thank B. Lecomte, A. Feret, M. Batrunga, G. Beaudin, and J.-M. Krieg for their help at various stages of this work. We are grateful to J.-C. Villégier of CEA-Grenoble for measuring the normal conductivity in our niobium films at 4.2 K. This work was partly funded by the Centre National d’Etudes Spatiales and the Institut National des Sciences de l’Univers, and we are grateful to M. Chaubet of CNES for supporting this work.

¹A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect* (Wiley, New York, 1982).

²K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Gordon and Breach, London, 1986).

³A. V. Ustinov, *Physica D* **123**, 315 (1998).

⁴M. Peyrard and M. D. Kruskal, *Physica D* **14**, 88 (1984).

⁵K. Nakajima, H. Mizusawa, Y. Sawada, H. Akoh, and S. Takada, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1667 (1990).

⁶J. H. Miller, G. H. Gunaratne, J. Huang, and T. D. Golding, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3330 (1991).

⁷H. S. J. van der Zant, D. Berman, T. P. Orlando, and K. A. Delin, *Phys. Rev. B* **49**, 12945 (1994).

⁸M. Salez, Y. Delorme, F. Dauplay, B. Lecomte, F. Boussaha, and J. Spatazza, in Proceedings of the 11th International Symposium on Space Terahertz Technology, Ann Arbor, Michigan, 1–3 May (2000), p. 343.

⁹J. Oppenländer, C. Häussler, and N. Schopohl, *Phys. Rev. B* **63**, 024511 (2001).

¹⁰A. V. Ustinov, M. Cirillo, B. H. Larsen, V. A. Oboznov, P. Carelli, and G. Rotoli, *Phys. Rev. B* **51**, 3081 (1995).

- ¹¹S. J. van der Zant, T. P. Orlando, S. Watanabe, and S. H. Strogatz, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 174 (1995).
- ¹²A. E. Duwel, S. Watanabe, E. Trias, T. P. Orlando, H. S. J. vanderZant, and S. H. Strogatz, *J. Appl. Phys.* **82**, 4661 (1997).
- ¹³F. Boussaha, M. Salez, Y. Delorme, A. Feret, B. Lecomte, K. Westerberg, and M. Chaubet, in *Proceedings of the SPIE 1st International Symposium, "Microtechnology for the New Millennium,"* edited by J.-C. Chiao, V. K. Varadan, and C. Cane (2003), Vol. 5116, pp. 563–570.
- ¹⁴M. Salez, F. Boussaha, Y. Delorme, F. Dauplay, and B. Lecomte (to be published).
- ¹⁵J. Zmuidzinas and P. L. Richards, *Proc. IEEE* **92**, 1597 (2004).
- ¹⁶C. Y. E. Tong, R. Blundell, B. Bumble, J. A. Stern, and H. G. Leduc, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1304 (1995).
- ¹⁷V. Y. Belitsky and E. L. Kollberg, *J. Appl. Phys.* **80**, 4741 (1996).
- ¹⁸S. C. Shi, T. Noguchi, J. Inatani, Y. Irimajiri, and T. Saito, *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.* **8**, 381 (1998).
- ¹⁹H. Matsuo, S. Ariyoshi, H. Akahori, M. Takeda, and T. Noguchi, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 688 (2001), Part 1.
- ²⁰M. Salez, Y. Delorme, I. Peron, B. Lecomte, F. Dauplay, F. Boussaha, J. Spatazza, A. Feret, J. M. Krieg, and K.-F. Schuster, in *Proceedings of the SPIE Conference on Telescopes and Astronomical Instrumentation*, Hawaii, edited by T. G. Phillips and J. Zmuidzinas (2003), Vol. 4855, pp. 402–414.
- ²¹J. G. Caputo, N. Flytzanis, and E. Vavalis, *Int. J. Mod. Phys. C* **6**, 241 (1995).
- ²²J. G. Caputo, N. Flytzanis, Y. Gaididei, and E. Vavalis, *Phys. Rev. E* **54**, 2092 (1996).
- ²³J. G. Caputo and L. Loukitch, *Physica C* **425**, 69 (2005).
- ²⁴J. G. Caputo and L. Loukitch, *SIAM J. Appl. Math.* **67**, 810 (2007).
- ²⁵L. Loukitch, Ph.D. thesis, Institut National des Sciences Appliquées, Rouen, France (2006).
- ²⁶J. G. Caputo, N. Flytzanis, and M. Devoret, *Phys. Rev. B* **50**, 6471 (1994).
- ²⁷A. Franz, A. Wallraff, and A. Ustinov, *J. Appl. Phys.* **89**, 471 (2001).
- ²⁸J. G. Caputo and L. Loukitch, e-print arXiv:cond-mat/0703303
- ²⁹V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, L. V. Filippenko, P. N. Dmitriev, V. L. Vaks, J. Mygind, A. M. Baryshev, W. Luinge, and H. Golstein, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 4133 (1999), Part 3.
- ³⁰Y. M. Zhang and P. H. Wu, *J. Appl. Phys.* **68**, 4703 (1990).
- ³¹The magnetic depth in a JTL is $d = \mu_{\text{eff}} t_d$, with $\mu_{\text{eff}} = 1 + (\lambda_L / t_d) \times [\coth(t_1 / \lambda_L) + \coth(t_2 / \lambda_L)]$, where λ_L is the London depth in niobium and t_d , t_1 , and t_2 are, respectively, the thicknesses of the dielectric layer (tunnel barrier in the junctions or dielectric in the passive stripline regions) and of the lower and upper electrodes (Ref. 8).
- ³²Superconducting parallel arrays of tunnel junctions are found in the literature under various names: "discrete Josephson transmission line" (DJTL) in the Josephson physics community (e.g., Ref. 3); "parallel-connected tunnel junction" (PCTJ) among SIS mixer engineers (e.g., Ref. 18); "superconducting quantum interference grating" (SQUIG) (e.g., Ref. 6); and "superconducting quantum interference filter" (SQIF) (e.g., Ref. 9) in magnetometry. In the limit $\Lambda_J^* \rightarrow \infty$, "long Josephson junction" (LJJ) (e.g., Ref. 29) and "distributed quasiparticle SIS mixer" (Refs. 16 and 17) describe the same object, considered from two different (yet complementary) standpoints.
- ³³This is true of currents fed by an l -wide strip which will tend to flow mostly at its edges $x=0$ and l .

VI. Conclusion

Bien qu'elle ait commencé avec une « simple » mesure de la caractéristique courant-tension d'une multijonction, cette étude s'est avérée, au final, particulièrement riche en nouveaux et intéressants résultats. Nous avons par exemple démontré que les multijonctions, conçues et développées pour fonctionner comme détecteur et mélangeur de fréquence, sont capables aussi de fonctionner comme générateur haute fréquence (THz), d'abord indirectement, en étudiant la dynamique des fluxons (quanta de flux magnétique) dont la dynamique dans le circuit est responsable de la génération des signaux micro-ondes, puis en mesurant directement la puissance de sortie grâce au pompage du détecteur par une multijonction intégrée autour de 450 GHz. En vue des récepteurs submillimétriques hétérodynes intégrés, nous avons par la suite réussi à développer un circuit planaire intégrant sur un même substrat de quelques millimètres de côté un détecteur, une bijonction SIS, et une nouvelle multijonction comme source RF qui a été optimisée sur la base des études théorique et expérimentale réalisés avec les premières multijonctions. Le couplage des signaux RF et OL au mélangeur est dans ce cas réalisé grâce aux coupleurs planaires intégrés et non plus avec des éléments quasioptiques externes. Seule une antenne planaire pour détecter le signal RF manque au circuit. Les récepteurs intégrés ouvriront la voie à l'imagerie THz (multipixel) avec une intégration de mélangeurs à plus grande échelle, ce que ne peuvent permettre les solutions actuelles reposant sur la division du faisceau à la sortie d'une source OL unique, ou l'illumination simultanée et directe de mélangeurs à partir d'un nombre limité de source OL [C10].

Chapitre III

Mélangeurs THz à base de HEB en technologie guide d'ondes

Dans le présent chapitre, après une description succincte du bolomètre à électrons chauds (HEB) et de son principe de fonctionnement, j'exposerai mes travaux sur les mélangeurs de fréquences THz à base de ce détecteur supraconducteur, dont une grande partie a été effectuée au JPL-NASA (USA). Nous avons spécifiquement visé les fréquences des transitions du carbone atomique [CII] à 1,9 THz ($\lambda=158 \mu\text{m}$) [27] et du deutériure d'hydrogène (HD) [28] à 2,7 THz ($\lambda=111 \mu\text{m}$) qui jouent un rôle important dans les mécanismes de refroidissement des nuages de gaz lors de la phase de formation des étoiles (cf. figure 1-4). Deux architectures de mélangeurs en technologie guide d'ondes ont été développées. La première emploie un seul mélangeur et utilise la même architecture que les mélangeurs SIS présentés dans le précédent chapitre. La seconde architecture, un mélangeur équilibré, plus complexe, fait intervenir deux mélangeurs HEB.

I. Bolomètres à électrons chauds (HEB)

Principe de fonctionnement

Contrairement à un mélangeur SIS qui possède une capacité intrinsèque court-circuitant les hautes fréquences, un bolomètre à électrons chauds qui peut être modélisé par une résistance pure ne présente pas de limite RF intrinsèque. Il est formé d'un pont supraconducteur, souvent de taille micrométrique, voire nanométrique, défini entre deux électrodes métalliques qui font partie d'une antenne planaire servant à coupler le rayonnement électromagnétique incident. Comme tout bolomètre fonctionnant dans le domaine submillimétrique, un bolomètre à électrons chauds est un détecteur quadratique, c'est-à-dire qu'il est sensible au carré de l'amplitude du signal incident. La notion des électrons chauds vient directement de la physique des semi-conducteurs et désigne les électrons qui, sous influence d'une faible différence de potentiel, acquièrent une température plus élevée que celle du réseau cristallin. Le principe de détection d'un HEB repose sur l'exploitation de la variation de la résistance de l'absorbeur, ici le pont supraconducteur, due à l'élévation de la température des électrons causée par l'absorption du rayonnement externe. L'application de deux signaux RF de fréquences proches (cas de l'OL et du signal astrophysique), module cette résistance et produit le signal de sortie FI. Cependant, cerner la réalité des phénomènes physiques à l'œuvre dans le supraconducteur n'a pas été évident et a nécessité le développement de plusieurs modèles depuis son introduction au début des années 1990 [29-36]. Un des modèles les plus aboutis, appelé modèle du hot spot [8-9], est décrit dans la figure III-1. Les électrons chauds sont générés par la brisure des paires de Cooper en quasiparticules, lorsque le nanopont supraconducteur est soumis aux rayonnements externes ainsi qu'à une différence de potentiel continue, dont l'énergie équivalente est supérieure à son énergie de gap. Dans ce cas, les électrons vont posséder une température plus élevée que la température des phonons du réseau cristallin.

Fréquence intermédiaire (FI) des HEB

La FI des HEB constitue actuellement un des enjeux majeurs pour les récepteurs hétérodynes THz. Sa fréquence de coupure dépend directement de la vitesse avec laquelle les électrons chauds évacuent la chaleur acquise. Ceci est réalisé grâce à deux mécanismes de refroidissement : par diffusion [32][37] et par phonons [30]. Bien que les deux peuvent coexister, il est possible de privilégier un des mécanismes en fonction de la géométrie du nanopont et du matériau supraconducteur. Le refroidissement par diffusion s'effectue par échange d'énergie avec les électrons du métal des électrodes avec un temps d'interaction électron-électron τ_{e_e} . Ce mécanisme prédomine lorsque la longueur géométrique du pont est plus faible que la longueur de diffusion des électrons d'où le choix de longueur du supraconducteur extrêmement faible, largement $< 1 \mu\text{m}$. Le refroidissement par phonon s'accomplit par interaction des électrons avec les phonons du supraconducteur puis ces derniers avec les phonons du substrat, donnant lieu à des temps de relaxation électron-phonon τ_{e_p} et phonon-phonon τ_{p_p} . Des temps de relaxation courts peuvent être obtenus avec des couches ultraminces, quelques nanomètres d'épaisseur, et/ou avec des supraconducteurs exhibant une grande constante de diffusion. La bande passante FI du mélangeur est déterminée alors par une constante de temps qui dépend de ces temps de relaxation. Les mélangeurs HEB dédiés à la détection du rayonnement submm/THz les plus performants sont à base de supraconducteur en nitrure de niobium (NbN). Dans un film de NbN d'environ 3,5 nm ayant une température critique de 8-9 K, τ_{e_e} est inférieure à 3 ps, $\tau_{e_p} \approx 20$ ps et $\tau_{p_p} \approx 50$ ps. Un HEB défini à partir d'une telle couche déposée sur un substrat de silicium, présente généralement une bande FI ne dépassant pas les 4-5 GHz [38], et l'augmenter en réduisant davantage la longueur et/ou l'épaisseur du nanopont est technologiquement difficilement réalisable. Il existe actuellement deux pistes sérieuses pour élargir

la bande FI. La première consiste à utiliser une couche tampon entre le NbN et le substrat de silicium afin d'améliorer le contact thermique à leur interface. Par exemple, une équipe de l'Université de Chalmers ont récemment fait état d'une bande FI de 7 GHz, et ce sans perte de sensibilité ($T_{\text{bruit}} \sim 5\text{-}8$ kv/K à 1,1 THz), en utilisant une couche tampon en nitrure de germanium (GaN) [39]. La deuxième piste consiste à utiliser de nouveaux supraconducteurs tels que le MgB_2 . Le JPL [40] ainsi qu'une deuxième équipe de l'Université de Chalmers [41] ont respectivement rapporté des bandes FI allant jusqu'à 11 GHz mais avec des sensibilités dégradées ($T_{\text{bruit}} \sim 15$ kv/K à 1,6 THz).

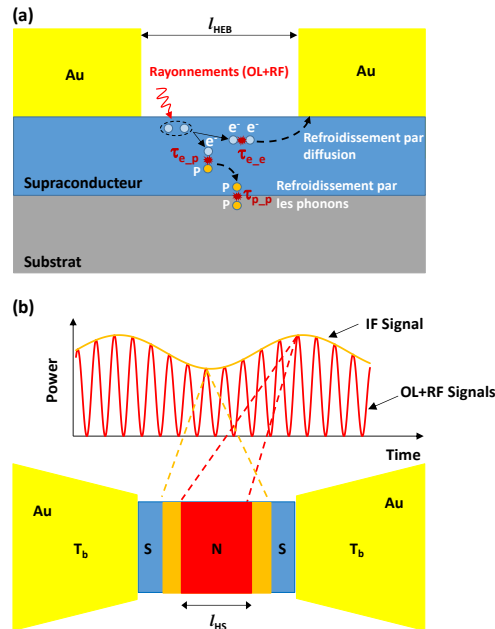


Figure III-1 : (a) Vue transversale d'un HEB illustrant les échanges thermiques entre les électrons et les phonons à l'intérieur du nanopont et entre le substrat et le nanopont, lorsque ce dernier est soumis simultanément aux rayonnements incidents ainsi qu'à une différence de potentiel continue. (b) Evolution temporelle du signal OL (haute fréquence et grande amplitude), modulé par le signal RF (de fréquence proche mais de plus faible amplitude), produisant un signal à la fréquence intermédiaire FI (basse fréquence). Vue de dessus du nanopont illustrant l'effet de la modulation sur sa température selon le modèle du hot spot. Ce modèle considère une répartition non-uniforme de la température des électrons le long du nanopont. Chauffés par le signal OL et la tension DC, leur température est maximale au centre du nanopont jusqu'à devenir normale sur une longueur l_{HS} . C'est le « hot spot ». A ses extrémités, au voisinage des électrodes, le nanopont est à la température du bain et reste supraconducteur. La longueur totale du hot spot l_{HS} dépend de la puissance OL et de la tension DC. L'application du signal RF va faire osciller cette longueur, et donc la résistance du nanopont, à la fréquence intermédiaire FI.

Dans cette étude, j'ai utilisé des mélangeurs de fréquences à base de HEB en NbN de 200 nm de longueur et de 4-5 nm d'épaisseur déposé sur un substrat de silicium à haute résistivité. Les concepts développés restent néanmoins applicables à tout type de HEB. Le tableau III-1 résume les performances typiques actuelles des mélangeurs HEB à base de NbN :

Paramètre	HEB
Température de bruit DSB	$5\text{-}10 \times hv/k$
Fréquence RF	Illimitée
Fréquence Intermédiaire (FI)	$4^* - 7^{**}$ GHz
Puissance OL requise	~ 100 nW – 1 μ W
Temps de stabilité du récepteur (Allan Variance)	1-10 s

Tableau III.1 : Principales performances des récepteurs hétérodynes à base de HEB.

*Sans couche tampon. ** Avec couche tampon (GaN).

II. Mélangeurs HEB

La plupart des mélangeurs HEB, particulièrement ceux fonctionnant au-delà de 1,4 THz, sont des mélangeurs quasi-optiques, où le couplage des signaux RF incidents à l'antenne planaire dans laquelle est incorporé le nanopont supraconducteur, est réalisé par le biais d'une lentille [42-44] (cf. figure III-2). Cette approche a été favorisée, d'une part, par la relative facilité de mise en œuvre des lentilles et, d'autre part, par la difficulté de conception des circuits en guide d'ondes ainsi que par les défis techniques que présentent l'usinage de telles structures dans le métal pour une utilisation aux fréquences THz. Or, de nombreux avantages plaident pour le maintien de l'emploi des guides d'ondes. En effet, ils :

- permettent, d'une part, une meilleure qualité de couplage optique à l'espace libre grâce une meilleure directivité du lobe principal, ainsi qu'une meilleure atténuation des lobes secondaires et, d'autre part, de résoudre en grande partie les problèmes de pointage optique que l'on rencontre couramment avec les mélangeurs quasi-optiques tels que le « beam squint » causé par un désalignement du mélangeur par rapport à l'axe optique. Ce problème a, par exemple, sérieusement affecté les mélangeurs HIFI Herschel,
- rendent plus facile la mise en œuvre de matrices compactes dans le plan focal des télescopes avec un nombre plus élevé de pixels,
- facilitent la mise en œuvre de topologies de mélangeurs plus performants tels que les mélangeurs équilibrés et les mélangeurs à séparation de bandes latérales (SSB),
- permettent, dans le cas spécifique des HEB, de réduire naturellement la détection directe indésirable en atténuant plus efficacement les signaux en dehors de la bande de fréquence visée.

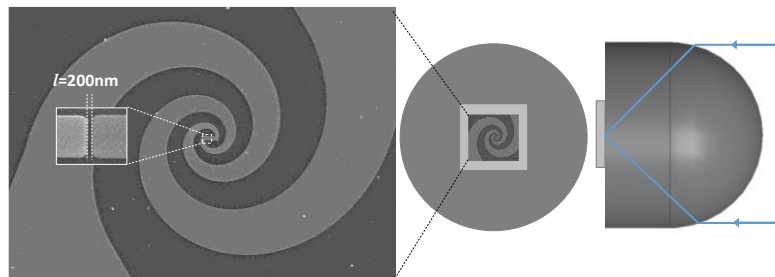


Figure III-2 : Exemple de couplage quasi-optique utilisant une lentille et un mélangeur HEB défini entre deux électrodes d'une antenne semi-logarithmique (mélangeur structuré par Roland Lefebvre au C2N - Université de Paris Sud).

Dans l'objectif d'étendre les mélangeurs de fréquence en guide d'ondes aux ondes THz au JPL, j'ai activement participé aux développements de nouvelles approches basées sur une combinaison de techniques conventionnelles d'usinage des métaux et de nouvelles techniques de microfabrication qui ont permis de réaliser des mélangeurs bas bruits pour des applications à 1,9 THz et 2,7 THz.

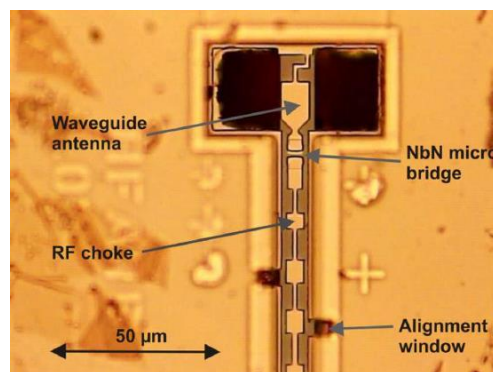


Figure III-3 : Image prise au microscope optique d'un circuit mélangeur HEB développé par KOSMA (Université de Cologne – Allemagne) fonctionnant à 4,7 THz, inséré dans un canal de 14 µm de largeur et 4 µm de profondeur, et aligné dans le guide d'ondes de 48 × 24 µm [47].

Plusieurs groupes essaient de pousser la technologie des guides d'ondes vers les applications au-delà de 1 THz [46-49]. Néanmoins, à ce jour, seule l'Université de Cologne en Allemagne [19-20] a également réussi à développer des récepteurs à base de HEB en NbTiN en technologie guide d'ondes fonctionnant à 1,9, 2,7 et 4,7 THz (cf. figure III-3), montés dans des blocs usinés de manière conventionnelle, en utilisant les techniques de micro-usinage avec des graveurs à commande numérique (CNC). Cependant, cette méthode atteint vite ses limites lorsqu'il s'agit de définir de manière reproductible un grand nombre de mélangeurs en vue de récepteurs multipixels à base de mélangeurs présentant des architectures sophistiquées comme les mélangeurs équilibrés.

III. Mélangeurs HEB THz en technologie guide d'ondes

III. 1 Mélangeur THz simple (non-équilibré)

La figure III-4 présente un exemple de circuit mélangeur inséré dans une structure guide d'ondes optimisé à différentes fréquences THz (1,9, 2,7 et 4,7 THz) grâce au logiciel de simulation électromagnétique HFSS¹. Seuls les mélangeurs à 1,9 et 2,7 THz ont été réalisés et caractérisés. Il est constitué du nanopont HEB intégré dans une antenne planaire, une antenne papillon dans ce cas, ainsi que les deux sections de filtres de réjection dont les extrémités sont connectées à des lignes microrubans 50 Ω servant comme accès DC/FI.

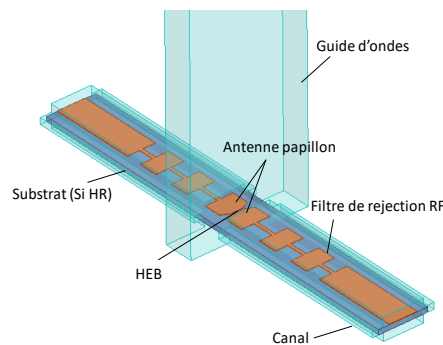


Figure III-4 : Exemple du modèle HFSS d'un mélangeur HEB optimisé à 2,7 THz. (Gauche) Image prise au microscope électronique d'un mélangeur HEB typique composé d'une antenne type papillon au centre de laquelle est défini le un nanopont supraconducteur.

L'ensemble est défini sur un substrat de silicium de 2,3 μm d'épaisseur logé dans un canal où il est suspendu à une hauteur d'environ $\lambda_g/4$ du court-circuit RF du guide d'ondes, ce qui permet de réduire considérablement la constante diélectrique du silicium pur de $\epsilon_r \approx 11,9$ à $\epsilon_{r_eq} \approx 2,8$ correspondant à une constante diélectrique équivalente silicium-vide. Ceci permet de relâcher les contraintes liées à la définition de l'antenne et du filtre. En effet, une forte constante diélectrique induit des structures RF en microrubans de très faibles tailles souvent irréalisables à très haute fréquence. Cette configuration nous amène à définir un canal constitué de 3 cavités. L'impédance du HEB étant fixé à 80 Ω , les paramètres d'optimisation du mélangeur sont les dimensions de l'antenne, du filtre ainsi que des cavités. Les profondeurs optimisées des canaux varient entre 4 et 5 μm seulement. Ces structures ont été réalisées en utilisant des techniques de microfabrication qui consistent à structurer par plusieurs dépôts successifs de couches minces d'or sur un substrat de silicium de 2x2mm [R12]. Cette technique, développée par Jeffrey Stern du Micro-Device Laboratory (MDL) au JPL, a permis de réaliser des centaines de structures en guide d'ondes en une seule étape technologique permettant, par conséquent, de réduire considérablement les coûts de développement et de réalisation des mélangeurs THz. Il s'agit là d'un paramètre important notamment dans le cas de récepteurs hétérodynes multipixels qui peuvent compter plusieurs dizaines, voire des centaines, de détecteurs. Nous avons caractérisé en bruit le mélangeur en utilisant comme OL une source laser à gaz moléculaire où des températures de bruit équivalentes non-corrigées autour de 965 K (~ 8 fois la limite quantique $h\nu/k$) à 2,7 THz ont été obtenus. Cette température de bruit est mesurée par la méthode du facteur-Y en présentant une charge chaude à la température ambiante (295 K) puis une charge froide à la température de l'azote liquide (77 K),

réévaluées respectivement à 300 K et 95 K selon la formule de Callen-Welton [50]. Ce résultat représente l'état de l'art pour ce type de technologie. Un développement similaire a par la suite été mené pour réaliser le mélangeur à 1,9 THz présenté dans la figure III-13.a. Là aussi, nous avons obtenu des températures de bruit 8 fois la limite quantique $h\nu/k$, autour de 800 K. En outre, nous avons aussi utilisé comme source OL, la première chaîne OL à état solide à base de multiplicateurs de fréquences à Schottky fonctionnant autour de 2,7 THz développée par le JPL [24]. Les puissances délivrées se sont néanmoins avérées faibles et insuffisantes pour atteindre les performances optimales avec ce mélangeur. Cela s'est traduit par des valeurs de température de bruit élevées, ce qui avait en partie motivé le développement de mélangeur équilibré présenté plus bas.

De plus amples détails sur le développement du mélangeur simple peuvent être trouvés dans l'article reproduit ci-dessous [R12].

A Low Noise 2.7 THz Waveguide-Based Superconducting Mixer

Faouzi M. Boussaha, Jonathan H. Kawamura, Jeffery A. Stern, Anders Skalare, and Victor White

Abstract—We report on a low noise waveguide-based heterodyne mixer utilizing a superconducting NbN hot electron bolometer (HEB) operating near 2.7 THz. The mixer is an NbN nano-bridge integrated with a gold bowtie planar antenna on an ultra-thin silicon substrate of $\sim 2\text{--}3\ \mu\text{m}$ thickness. To produce the waveguide embedding circuit for use at such a high frequency, we adopted a novel approach combining UV-lithography and micro-plating techniques. The mixer response agreed precisely with model predictions, and we measured a minimum uncorrected DSB receiver noise temperature of 965 K at an LO frequency of 2.74 THz.

Index Terms—Terahertz frequency, hot electron bolometer, heterodyne detection, waveguide.

I. INTRODUCTION

TERAHERTZ-FREQUENCY spectrum, ranging from 0.1 to 6 THz, abounds with spectral lines of atoms and molecules that play important roles in fundamental processes in the interstellar medium, as well as in planetary atmospheres including that of the Earth. Sensitive, high-resolution heterodyne receivers are required to detect and resolve atomic and molecular spectral line transitions. Up to about 1.25 THz, the most sensitive high-resolution heterodyne spectrometers are based on superconductor–isolator–superconductor (SIS) tunnel junction mixers [1] whose noise temperature approach the quantum noise limit for coherent receivers, $T_{QL}(SSB) = h\nu/k_B$, where h is the Planck constant, ν is the frequency, and k_B is the Boltzmann constant. Such receivers are in wide use in ground-based and space-based telescopes, such as ALMA interferometer¹ and Herschel Space Observatory [2]. Beyond 1.25 THz SIS mixer performance begins to deteriorate because of intrinsic material properties, and SIS mixers are supplanted by superconducting hot-electron bolometer (HEB) mixers. Throughout the THz frequency range, HEB mixers are the most sensitive heterodyne detector technology.

Most HEB mixers, especially those operating above 2 THz, are quasi-optical mixers, where the mixer element is coupled to

a planar antenna on a dielectric substrate lens. The reason for favoring this approach has been that the ease of their production, at least to the stage where laboratory noise measurements can be made, the greater difficulty of designing waveguide circuits, and technical challenges of machining metal waveguide structures for use at THz frequencies. However, waveguide technology remains preferable for practical high-performance applications, because waveguide feeds have better coupling efficiency to free space and naturally reduce the direct detection response of HEBs because of poor forward coupling to out of band signal. Furthermore, it is likely to be easier to implement compact high-pixel count focal plane arrays using waveguide technology because of its superior optical properties and ability to physically access the immediate back side of the focal plane, where LO and/or the IF signal may be routed. The waveguide approach largely circumvents optical pointing issues commonly experienced in quasioptical mixers such as beam squint, which is caused by a misalignment of mixer to the optical axis. This issue seriously affected the Herschel HIFI mixers.

Currently, several groups are pushing waveguide-based mixers towards higher frequencies, targeting, in particular, the molecular transition of HD at 2.7 THz. The University of Cologne [3], [4] has built a high sensitivity waveguide 2.5 THz receiver based on an NbTiN HEB mixer on a membrane substrate, mounted in a conventionally machined block. Working near the same frequency, we have developed another approach to push the use of waveguide-based mixers to even higher frequencies by adopting a technology based on a combination of conventional metal machining and metallic micro-plating [5] techniques to construct a low-noise superconducting mixer operating near 2.7 THz. This approach allows us to produce numerous waveguide circuits with the extremely fine resolution required, with excellent reproducibility. These are important factors when we wish to consider building large arrays at increasingly higher frequencies. The mixer itself is easily assembled without the use of a frames or beam leads [6].

II. DESIGN AND METHODOLOGY

A. Concept

Fig. 1 depicts the basic mixer circuit utilized in this work, consisting of a mixer chip placed in a channel across the input waveguide. The mixer chips are produced using high-purity silicon-on-insulator (SOI) substrate, which is compatible with nitride growth for good NbN films [7]. The mixer chip, comprised of the antenna metallization and the HEB nanobridge, is suspended at a distance corresponding to the substrate thickness, t_{sub} , plus an air-cavity depth, t_{cavity} , from the waveguide backshort. This configuration reduces the effective dielectric

Manuscript received January 25, 2012; revised February 09, 2012; accepted February 14, 2012. Date of publication April 04, 2012; date of current version May 08, 2012. This research is carried out at the Jet Propulsion Laboratory (JPL), California Institute of Technology. This work is supported in part by Oak Ridge Associated Universities through the NASA Postdoctoral Program (NPP).

The authors are with Jet Propulsion Laboratory (JPL)—NASA, Pasadena, CA 91109 USA (e-mail: faouzi.m.boussaha@jpl.nasa.gov; jonathan.h.kawamura@jpl.nasa.gov; anders.skalare@jpl.nasa.gov; victor.e.white@jpl.nasa.gov).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TTHZ.2012.2189393

¹Available: <http://www.eso.org/public/teles-instr/alma.html>

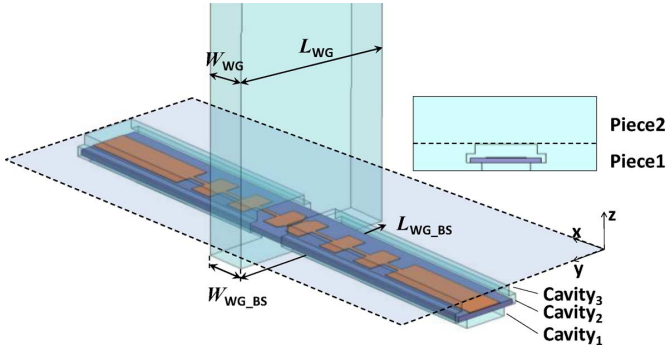


Fig. 1. Mixer configuration. The mixer chip (dark blue) is suspended across the input waveguide. The mixer consists of a horn piece (not shown) followed by the waveguide (L_{WG} , W_{WG}) and a back piece with a waveguide backshort (L_{WG_BS} , W_{WG_BS}). The chip is inserted into the channel, whose depths t_{cav} and widths w_{cav} are summarized in Table I.

TABLE I
2.7 THz CHANNEL DIMENSIONS (ALL DIMENSIONS ARE IN μm)

Cavity	t_{cav}	w_{cav}
1	5	26
2	3.5	40
3	5	26

constant of the silicon substrate from 11.9 to ~ 2.8 so that RF structures (i.e., antenna and choke filters) can be practically manufactured for use at such high frequencies.

To realize the mixer block, we use a split-block configuration [6], [8] consisting of a section with a feedhorn input ending with a rectangular waveguide (not shown) and a back section with the mixer chip in a waveguide circuit. In Fig. 1, the two pieces are separated by the XY plane.

The main challenge in manufacturing of the mixer block lies in accurately producing the channels with the minute dimensions that holds the mixer. The channel in which the mixer is placed can be regarded as a stack of 3 cavities whose dimensions are summarized in Table I. Instead of conventionally machining this structure, we electroplated the circuit on a silicon wafer multiple layers of Au patterned by deep-UV photolithography. The outer dimensions of the silicon back-piece were also defined by microlithography and deep-trench reactive ion etching, and the back piece inserted into a pocket precisely machined in the metal back piece (see Fig. 4). This approach allows accurate definition of smaller patterns since it is limited by lithography and not by conventional machining. A key requirement of this approach is ensuring good alignment between the two pieces of the mixer. This is accomplished by utilizing high precision conventional machining where a precision of several microns can be readily achieved. Another important simplifying aspect of our approach is that, unlike several previous authors [3], [4], [9]–[13], we do not use a frame around the mixer chip or beam leads for handling and contacting. This greatly simplifies the mixer fabrication process, increasing yield and reducing fabrication time. Also, the use of a frame can make it difficult to thermally heat sink the mixer chip. Our manufacturing concept was first attempted at a lower frequency (1.46 THz) where micro-plated parts could be compared directly to conventionally machined parts. The two mixers used the same metal feed-

horn piece featuring a corrugated horn. The two mixers gave similar noise performance, where the lowest uncorrected DSB receiver noise temperatures of 850 K were measured near 1.45 THz (more details are presented elsewhere [14]), proving that the two approaches produce equivalent mixers provided one can actually machine the waveguide circuit to the fine dimensions required.

B. Circuit Optimization and HEB Mixer Device

The mixer in Fig. 1 is optimized using a 3D electromagnetic simulation package [15]. The mixer chip is made up of a superconducting HEB nanobridge of ~ 4 nm thick integrated along with a bowtie antenna that couples incoming RF signals to the HEB mixer. The antenna is connected to choke filters contacted by IF and DC bias leads. The filter is designed for the 2–3 THz frequency range to prevent the signal and LO from propagating in the mixer channel. The optimization was carried out with a HEB resistance set to 80Ω . The silicon substrate is $22 \mu\text{m}$ wide and $3 \mu\text{m}$ thick. The chip is inserted into the channel which crosses a half-height waveguide with dimensions of $78 \times 19 \mu\text{m}$.

The HEB mixers are fabricated on 3-inch diameter SOI wafers. The top Si layer is high resistivity silicon, nominally $3 \mu\text{m}$ thick, although the actual wafers were $2.5 \mu\text{m}$ on a $2 \mu\text{m}$ oxide layer and a 0.4 mm handle wafer. The NbN growth takes place in an ultra-high vacuum sputtering chamber with a base pressure below 10^{-9} Torr [16]. A thin (30 nm) MgO buffer layer is sputtered on top of the SOI wafer, and the wafer is then heated prior to the deposition of the thin NbN film. The NbN films have a target sheet resistance of $1 \text{ k}\Omega$ and a critical transition temperature of $T_c > 9 \text{ K}$ with a transition width of 0.5 K. These parameters were chosen to obtain good yield on devices, overriding other factors such as producing thinner films giving better IF bandwidth.

In the mixer fabrication process, an initial layer of Ti/Au is lifted off using a deep-UV stepper. This pattern has most of the RF choke structure and marks for subsequent alignment. The bolometer length is defined by lifting off two NbTiN/Ti/Au pads through a stencil written with electron-beam lithography. This allows the fabrication of HEB bridges down to 150 nm in length. Bolometers with widths ranging from $1.5 \mu\text{m}$ to $5 \mu\text{m}$ are defined with a deep UV lithographic stencil and a short SF_6 reactive ion etch step. A second Ti/Au wire layer is used to reduce the resistance of the RF choke structure. HEBs are passivated with sputtered SiO_2 , which is defined by dry etching. The final mixer chip dimensions are then defined by lithography and DRIE using front-side lithography. This allows for very accurate alignment and dimensional control. The wafer is then waxed face-down to another Si wafer, and the handle wafer is removed using the DRIE. The remaining buried SiO_2 layer is removed with buffered oxide etch, and individual devices are released in a series of solvent baths. Typical mixers have resistances of $80\text{--}100 \Omega$, and electrical contacts are made by ultrasonic wire bonding.

C. Mixer Block

The 2.7 THz mixer is essentially a scaled version of the 1.46 THz mixer. With every critical dimensions being reduced by nearly half (see Table I), the critical elements of the mixer

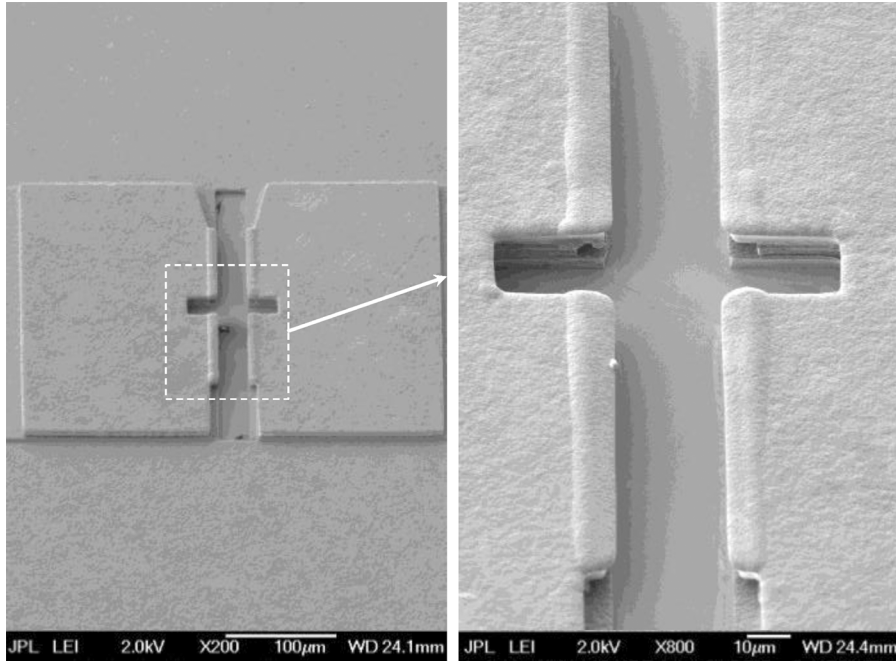


Fig. 2. Electron microscope image of the channel structure consisted of stack of three gold layers of 5, 4, and 5 μm thick, respectively, and realized by means of the UV-photolithography and the micro-plating technique.

circuit design cannot be readily produced by conventional machining.

The mixer block consists of three pieces: 1) a metal horn piece, which was produced commercially by electroforming², has a Pickett Potter horn ending in a section of waveguide; 2) the second piece is the 2-mm-square silicon chip on which the mixer circuitry is printed and mixer mounted; and 3) the third and final piece is a metal part with a pocket to accept the silicon chip with a microwave connector on its backside.

Fig. 2 shows the electron microscope image of the microplated channel structure. This part consists of three layers of Au each with nominal thicknesses shown in Table I, crossed by a back short waveguide, with a lateral dimension of $78 \times 19 \mu\text{m}$. Each layer is defined by photolithography using GKR 4400 resist followed by a plating step; the patterned resist is left in place until the part is complete to maintain planarity. Prior to the final lithography and plating step, a thin Ti/Au seed layer is evaporated on top of the existing Au and resist structure, so that we can plate the overhanging structure in the final layer. After the third gold layer is plated, we remove the top photoresist layer using an oxygen plasma, and then ion-mill away the thin Ti/Au seed layer. Afterward, we remove the underlying photoresist with an oxygen plasma. Finally, the 2-mm chip size is patterned and the chip Si wafer is etched through using a deep-trench reactive ion etch. Approximately 1000 parts are produced on a single 4-inch wafer.

D. Assembly

The assembly process is as follows: The mixer SOI chip is manually inserted into the channel on the microplated chip so

²Radiometer Physics GmbH, Meckenheim, Germany. Available: <http://www.radiometer-physics.de>

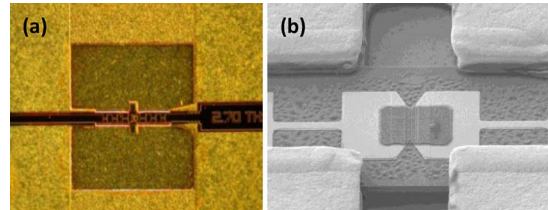


Fig. 3. (a) Optical microscope image and (b) electron microscope image of the 2.7 THz mixer chip inserted in the channel. The HEB integrated along with the bowtie antenna is properly aligned in the waveguide. An SiO_2 passivation layer covers the superconducting HEB nanobridge. The ultra-thin substrate ($t \approx 2.3 \mu\text{m}$) is kept flat by the substrate channel.

that the center of the antenna is properly aligned in the middle of the waveguide, as shown in Fig. 3(a). Fig. 3(b) displays a close-up view of a scanning electron micrograph showing how the mixer is precisely aligned in the waveguide. The electrical contact pads are contacted by means of ultrasonic wire bonds. The silicon piece is inserted into the square pocket, and the horn piece is clamped in place. The two sections are aligned to each other using steel dowel pins, and the Si piece is aligned mechanically to the back piece by the perimeter of the pocket. The alignment may be verified on an assembled mixer by inspecting the feedhorn with a microscope. A toroidal spring is placed behind the silicon chip to ensure that it maintains physical contact to the horn section during deep cryogenic cooling (see Fig. 4).

III. EXPERIMENT AND MEASUREMENTS

Fig. 5 depicts our receiver measurement setup. The mixer block is fixed on a 4.2 K cold plate of a liquid helium cryostat. The RF radiation passes the cryostat window, a 1 mm-thick sheet of high-density polyethylene, and the infrared filter, a layer

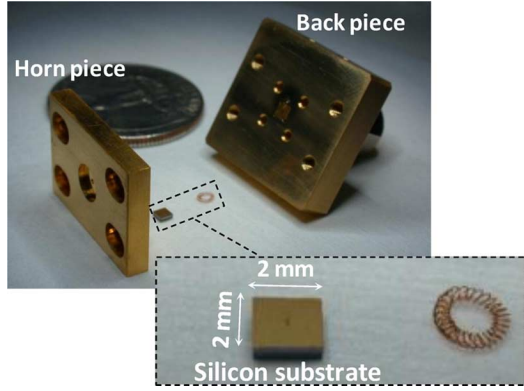


Fig. 4. Picture of the mixer split-block consisting of a metal horn piece, a 2-mm square silicon chip holding the mixer, and a metal back piece with an SMA connector on its back side. The spring is placed behind the substrate to exert a force to push the chip against the horn piece.

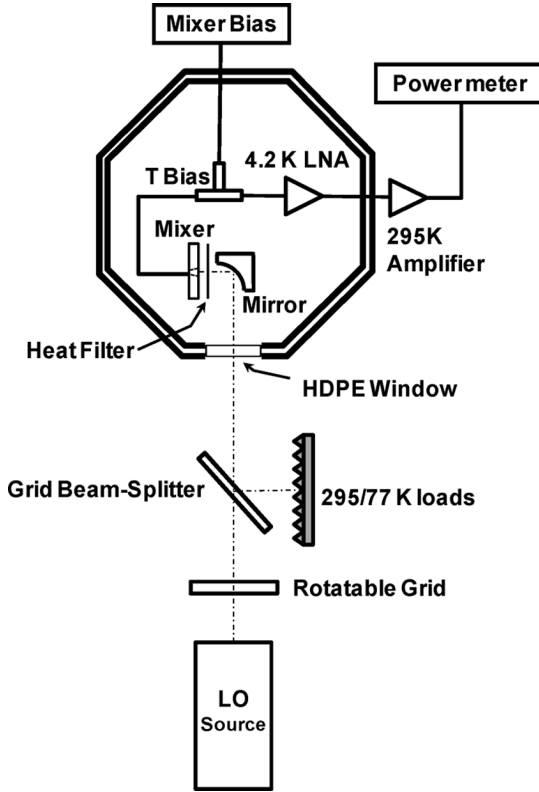


Fig. 5. Heterodyne measurement setup. Two types of LO sources were used to measure the receiver sensitivity: a solid state multiplier chain and FIR laser.

of porous Teflon material on the liquid nitrogen-cooled radiation shield.

The output signal at the intermediate frequency is amplified by a cryogenic low noise amplifier with an input noise temperature of 5 K, followed by a room-temperature amplifier and a bandpass filter for a final IF power detection, which is centered at 1.5 GHz with a bandwidth of 500 MHz. The NbN nanobridge mixer device used in the measurements has a width of $2.5 \mu\text{m}$ and a length of $0.25 \mu\text{m}$, with a normal state resistance of 84Ω with a critical current of $120 \mu\text{A}$. The current–voltage curves are plotted in Fig. 7.

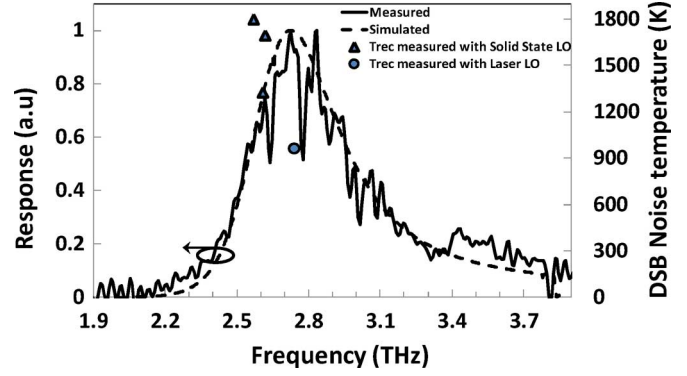


Fig. 6. 2.7 THz mixer response measured by Fourier-transform spectrometer (solid line). The dotted line is a simulation of the model shown in Fig. 1, using as-built dimensions. The sharp dips in the measured response near 2.65 THz and 2.8 THz are caused by absorption of water vapor in the short optical path between the mixer cryostat and the evacuated FTS. The dots indicate DSB receiver noise temperatures measured with a laser LO (circle) and solid state LO (triangles).

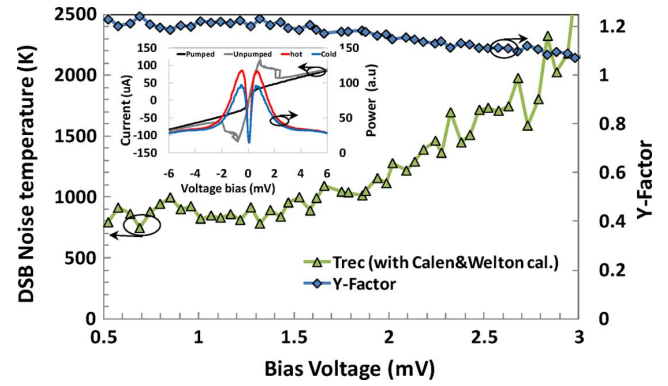


Fig. 7. Measured Y-factor and DSB noise temperature vs. mixer bias voltage. The inset shows unpumped and pumped I - V curves as well as output powers at intermediate frequency (IF) at hot (295 K) and cold (77 K) load temperatures at 2.74 THz.

First, to assess the frequency response of the mixer, we performed measurement of the mixer with a Fourier-transform spectrometer, where the mixer is used as a direct detector. In Fig. 6, we plot the observed FTS response and the modeled RF coupling to the device using as-built dimensions for the mixer.

This good agreement between measurement and the model indicates that the design approach is sound. In particular, it provides evidence that the spring keeps the micro-plated part in good contact with the horn, as simulations indicate that a gap of $0.5 \mu\text{m}$, would lead to a significant reduction in the RF bandwidth.

The sensitivity of mixer is measured by terminating the input of the receiver with room temperature ($T_{\text{hot}} = 295 \text{ K}$) and liquid-nitrogen ($T_{\text{cold}} = 77 \text{ K}$) temperature loads using the layout shown in Fig. 5. Before reaching the window cryostat, the RF signals pass through a wire-grid beam splitter which combines the LO signal with the hot/cold load radiations and a rotatable grid is used to adjust LO power level. The receiver noise temperature is computed using the expression

$$T_{\text{rec}} = \frac{T_{\text{eff,hot}} - Y T_{\text{eff,cold}}}{Y - 1} \quad (1)$$

where, according to the Callen–Welton formula [17], T_{hot} and T_{cold} become $T_{\text{eff,hot}} = 300$ K and $T_{\text{eff,cold}} = 95$ K, respectively, at a frequency of 2.74 THz. Two types of LO sources were used to measure the receiver sensitivity. A solid-state multiplier [18] chain was tuned to available frequencies of 2.57, 2.61 and 2.62 THz, where the output power is approximately 4 μ W. To provide optimum LO power to the mixer, the grid beam splitter was set for 20% LO port coupling and we measured a receiver noise temperature of around 1800, 1300, and 1700 K at 2.57, 2.61, and 2.62 THz, respectively. We can notice that $T_{\text{rec}}^{\text{DSB}}$ deteriorates at 2.62 THz because of water absorption around 2.64 THz. A molecular gas laser at a frequency of 2.74 THz was also used. This frequency is well-matched to the peak of the response of the mixer. There is so much LO power margin using the laser that the grid beam splitter angle was set to provide minimal LO port coupling (<1% signal port loss). In this setup, we measured a DSB receiver noise temperature of $T_{\text{rec}}^{\text{DSB}}$ of 965 ± 30 K (Y -factor of 1.19 ± 0.005). We note here that a similar mixer test at 1.5 THz, fabricated under identical conditions with comparable materials properties, doubled its noise temperature near 4 GHz as compared to 1.5 GHz. We expect similar behavior for the present mixer, where we fabricated the devices to maximize yield and uniformity rather than IF bandwidth.

The measured Y -factor as a function of bias voltage is displayed in Fig. 8. Yet we do not consider these values representing the ultimate sensitivity since it is done without any correction of optical losses. We estimate the total optical losses to be 1.2 dB, with contributions from the air path, IR filter and vacuum window. While we expect an improved noise temperature receiver using a vacuum receiver calibration setup, our receiver configuration is reasonably well-optimized for practical operation. Using the isothermal technique [19], we estimated the absorbed LO power to be $P_{\text{LO}} = 100$ nW, whereas the required LO power incident on the cryostat window is approximately 0.8 μ W, which is inferred from attenuation required to couple the optimal power from the solid-state LO. These results are comparable to those measured on quasi-optical mixer block employing a dielectric lens around 2.7 THz [20]–[23].

ACKNOWLEDGMENT

The authors thank Dr. P. Siegel and Dr. I. Mehdi from JPL, Pasadena, CA, for their continued support, as well as P. Bruneau from JPL Space Instruments Shop for the fabrication of metal back pieces and T. Crawford from JPL Molecular Spectroscopy team for FTS measurements.

REFERENCES

- [1] A. Karpov, D. Miller, F. Rice, J. A. Stern, B. Bumble, H. G. LeDuc, and J. Zmuidzinas, “Low noise 1 THz–1.4 THz mixers using Nb/Al AlN/NbTiN SIS junctions,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, pp. 343–346, Jun. 2007.
- [2] T. De Graauw *et al.*, “The Herschel-heterodyne instrument for the far-infrared (HIFI),” *Astronomy & Astrophys.*, vol. 518, p. L6, 2010.
- [3] P. Pütz, K. Jacobs, M. Justen, F. Schomaker, M. Schultz, S. Wulff, and C. E. Honingh, “NbTiN hot electron bolometer waveguide mixers on membranes at THz frequencies,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 636–639, Jun 2011.
- [4] P. Puetz, M. Brasse, J. R. Gao, K. Jacobs, M. Justen, P. Khosropanah, W. Miao, M. Shultz, S. C. Shi, W. Zhang, and C. E. Honingh, “High sensitivity waveguide HEB mixers at 2.5 THz,” in *Proc. 22th Int. Space Terahertz Technol. Symp.*, Tucson, AZ, 2011.
- [5] V. Desmaris, D. Meledin, A. Pavolotsky, R. Monje, and V. Belitsky, “All-metal micromachining for the fabrication of sub-millimetre and THz waveguide components and circuits,” *J. Micromech. Microeng.*, vol. 18, no. 9, p. 95004, 2008.
- [6] A. Skalare, J. Stern, B. Bumble, and F. Maiwald, “Hot-electron bolometer mixers on silicon-on-insulator substrates for terahertz frequencies,” in *Proc. 16th Int. Space Terahertz Technol. Symp.*, Gothenburg, Sweden, 2005.
- [7] B. Guillet, V. Drakinskiy, R. Gunnarsson, O. Arthursson, L. Méchin, S. Cherednichenko, Y. Delorme, and J. M. Krieg, “Influence of substrates and buffer layers on the quality of NbN ultra thin film for THz HEB,” in *Proc. 18th Int. Space Terahertz Technol. Symp.*, Groningen, Netherlands, 2008.
- [8] R. Blundell, C. E. Tong, D. C. Papa, R. Leombruno, X. Zhang, S. Paine, J. A. Stern, and H. G. Le Duc, “A wideband fixed-tuned SIS receiver for 200 GHz operation,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 43, no. 4, pp. 933–937, Apr. 1995.
- [9] D. Dochev, V. Desmaris, D. Meledin, A. Pavolotsky, and V. Belitsky, “A technology demonstrator for 1.6–2.0 THz waveguide HEB receiver with a novel mixer layout,” *J. Infrared Millim. THz Waves*, vol. 32, pp. 451–465, 2011.
- [10] D. Meledin, A. Pavolotsky, V. Demaris, I. Lapkin, C. Risacher, V. Perez, D. Henke, O. Nystrom, E. Sundin, D. Dochev, M. Pantaleev, M. Strandberg, B. Voronov, G. Goltsman, and V. Belitsky, “A 1.3 THz balanced waveguide HEB mixer for APEX telescope,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 57, no. 1, pp. 89–98, Jan. 2009.
- [11] P. P. Munoz, S. Bedrof, M. Brandt, T. Tils, N. Honingh, and K. Jacobs, “THz waveguide mixers with NbTiN HEBs on silicon nitrides membranes,” *IEEE Microw. Wireless Comp. Lett.*, vol. 16, no. 11, pp. 606–608, Nov. 2006.
- [12] L. Jiang, S. Shiba, K. Shimbo, N. Sakai, T. Yamakura, M. Sugimura, P. G. Ananthasubramanian, H. Maezawa, Y. Irimajiri, and S. Yamamoto, “Development of THz waveguide. NbTiN HEB mixers,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, no. 3, pt. 1, pp. 301–304, Jun. 2009.
- [13] L. Jiang, S. Shiba, T. Shiino, K. Shimbo, N. Sakai, T. Yamakura, Y. Irimajiri, P. G. Ananthasubramanian, H. Maezawa, and S. Yamamoto, “Development of 1.5 THz waveguide NbTiN superconducting hot electron bolometer mixers,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, p. 045025, 2010.
- [14] J. Kawamura, A. Skalare, J. Stern, E. Tong, and C. Ghroppi, “A 1.5 THz waveguide HEB mixer using silicon-on insulator substrates for STO,” in *Proc. 21th Int. Space Terahertz Technol. Symp.*, Oxford, U.K., 2010.
- [15] “ANSYS HFSS,” Ansoft Inc., Canonsburg, PA [Online]. Available: HFSS, <http://www.ansoft.com/products/hf/hfss/>, Date accessed: 2010–2011
- [16] J. A. Stern, B. Bumble, J. Kawamura, and A. Skalare, “Fabrication of terahertz frequency phonon cooled HEB mixers,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, no. 2, pp. 499–502, Jun. 2005.
- [17] A. K. Kerr, “Suggestions for revised definitions of noise quantities, including quantum effects,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 47, no. 3, pp. 325–329, Mar. 1999.
- [18] A. Maestrini, I. Mehdi, J. V. Siles, J. S. Ward, R. Lin, B. Thomas, C. Lee, J. Gill, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Pearson, and P. Siegel, “Design and characterization of a room temperature all-solid-state electronic source tunable from 2.48 to 2.75 THz,” *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 2, no. 2, pp. 175–185, Mar. 2012A. Maestrini, I. Mehdi, J. Ward, R. Lin, B. Thomas, C. Lee, J. Gill, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, and P. Siegel, “A 2.5–2.7 THz room temperature electronic source,” in *Proc. 16th Int. Space THz Technol. Symp.*, Tucson, AZ, 2011, pp. ???–???
- [19] H. Ekström, B. S. Karasik, E. L. Kollberg, and K. S. Yngvesson, “Conversion gain and noise of niobium superconducting hot-electron-mixers,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 43, no. 4, pp. 938–947, Apr. 1995.
- [20] W. Zhang, P. Khosropanah, J. R. Gao, E. L. Kollberg, K. S. Yngvesson, T. Bansal, R. Barends, and T. M. Klapwijk, “Quantum noise in a terahertz hot electron bolometer mixer,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, p. 111113, 2010.
- [21] J. R. Gao, J. N. Hovenier, Z. Q. Yang, J. J. A. Baselmans, A. Baryshev, M. Hajenius, T. M. Klapwijk, A. L. Adam, T. O. Klaassen, B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno, “Terahertz heterodyne receiver based on a quantum cascade laser and a superconducting bolometer,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 244104, 2005.

- [22] W. Zhang, J. R. Gao, M. Hajenius, W. Miao, P. Khosropanah, T. M. Klapwijk, and S. C. Shi, "Twin-slot antenna coupled NbN hot electron bolometer mixer at 2.5 THz," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 1, no. 2, pp. 378–382, Nov. 2011.
- [23] J. J. A. Baselmans, M. Hajenius, J. R. Gao, A. Baryshev, J. Kooi, T. M. Klapwijk, B. Voronov, P. de Korte, and G. Gol'tsman, "NbN hot electron bolometer mixers: sensitivity, LO power, direct detection and stability," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, no. 2, pp. 484–489, Jun. 2005.



Faouzi M. Boussaha received the engineering diploma in electronics from the University of Annaba, Annaba, Algeria, in 1996, the M.Sc. degree in electronics, sensors and integrated circuits from the Université de Paris 11, Orsay, France, in 1999, and the Ph.D. degree in astrophysics and space instrumentation, jointly from the Université de Paris-6, Paris, and Observatoire de Paris, Paris, France, in 2003.

Since 2004, he is Research Engineer with French National Center for Scientific Research (CNRS) and Observatoire de Paris, Paris, France. In 2010, he joined the Submillimeter-Wave Advanced Technology Group, Jet Propulsion Laboratory (JPL) of NASA, California Institute of Technology, Pasadena, as a National Aeronautics and Space Administration (NASA) Senior Postdoctoral Program Fellow. His current research interests are the design and development of terahertz superconducting devices for radioastronomy.



Jonathan H. Kawamura received the B.S. degree from the California Institute of Technology (CalTech), Pasadena, and the A.M. and Ph.D. degrees in astronomy from Harvard University, Cambridge, MA.

He was a Post-Doctoral scholar with the Submillimeter Astrophysics group at Caltech and joined the Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA, in 2000. His interest is in developing instrumentation for terahertz astronomy.



Jeffery A. Stern received the B.S. physics degree from Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY, and the Ph.D. degree in applied physics from California Institute of Technology, Pasadena, in 1983 and 1991, respectively.

During his tenure at JPL, he has been involved with superconducting sensors. Currently, he is working on THz technology including phonon cooled NbN mixers on thin (2–6 μm) SOI wafers and THz frequency waveguide components fabricated using lithographic techniques. He is also working on superconducting nanowire single photon detectors based on both NbTiN and more recently amorphous WSi_x . Previously, he fabricated, tested, and space-qualified superconductor–insulator–superconductor (SIS) mixer chips for band 5 (1140–1250 GHz) of the HIFI instrument on the Hershel Space Observatory. He also worked on several tasks including NbTiN and Nb-based SIS mixers under funding from NASA. Since 2001, he is Senior Member of the Technical Staff, JPL.

Anders Skalare received the M.Sc. degree in engineering physics and Ph.D. degree in applied electron physics from Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden, in 1985 and 1993, respectively.

He joined the Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA, in 1993, where he has been active mostly in the field of THz heterodyne detector systems, using both superconducting and semiconducting devices.

Victor White received the B.S. and M.S. degrees in physics from the University of Wisconsin, Madison in 1985 and 1990, respectively. He has very wide experiences in virtually all facets of micro-fabrication process development. One of his major strength is in extreme forms of lithography (UV-, nano-, 3-D-, and thick film optical- lithography) and applications thereof. Along with lithography, much of his work involves applications of silicon nitride membranes, and advanced processes such as low-temperature (adhesive-free) bonding of materials such as glass, silicon and fused silica, which is useful in fields such as micro-fluidics. He developed electroplating processes for MEMS devices, typically plating gold, nickel, and copper.

III. 2 Mélangeur THz équilibré

Fort des résultats sur les mélangeurs simples, j'ai entrepris le développement du premier mélangeur équilibré à 2,7 THz [R2] dont le schéma de principe est illustré dans la figure III-5. Il comporte deux composants mélangeurs HEB. Chaque HEB est couplé aux signaux RF et OL par le biais d'un coupleur -3 dB hybride 90°. A la sortie des HEB, les signaux en quadrature à la fréquence intermédiaire de quelques GHz sont combinés grâce un coupleur hybride 180° qui existe dans le commerce. Le signal FI combiné utile est ensuite amplifié. Du point de vue fréquence, le mélangeur peut être séparé en deux parties : une partie RF, haute fréquence (THz) et une partie FI, basse fréquence (GHz).

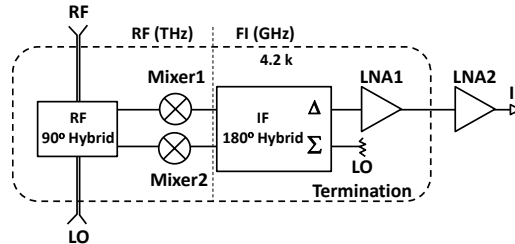


Figure III-5 : Schéma de principe d'un mélangeur équilibré qui permet de séparer l'injection des signaux RF et OL.

Comparativement à un mélangeur simple, un mélangeur équilibré apporte d'importants avantages pour les récepteurs hétérodynes fonctionnant aux fréquences THz : les signaux RF et OL sont physiquement découplés permettant l'injection directe des signaux incidents dans le bloc mélangeur par des chemins séparés. Comme évoqué plus haut, ceci est particulièrement intéressant pour gérer les faibles puissances du premier oscillateur local électronique développé par le JPL fonctionnant à plus de 2 THz où la puissance maximale de sortie était de l'ordre de 14 μW dans la bande 2,5-2,8 THz mais était à peine supérieure à 1-2 μW dans toute la bande utile. Cette puissance est toutefois parfaitement adaptée aux besoins d'un mélangeur HEB, qui nécessite une puissance de sortie de l'ordre de 0,5 à 1 μW à condition que la totalité de la puissance disponible lui parvienne. Or, à cause des pertes, l'emploi d'un élément optique, un diviseur de faisceau ou un interféromètre Martin-Puplett, ne laisse passer qu'une fraction de la puissance OL qui est insuffisante pour atteindre les performances optimales. Bien que la configuration équilibrée soit composée de deux mélangeurs, ce qui double la puissance LO requise, toute la puissance LO incidente peut-être couplée au mélangeur. Aussi, un mélangeur équilibré permet également de supprimer les bruits thermiques et AM de l'oscillateur local et d'atténuer les instabilités causées par le diviseur de faisceau.

Plusieurs groupes [13]-[19] ont développé des récepteurs hétérodynes équilibrés à des fréquences proches de 1 THz en utilisant des mélangeurs SIS où tout le circuit est défini en technologie planaire sur un même substrat avec des lignes microrubans et multicouche. L'unique mélangeur équilibré fonctionnant à une fréquence proche de 1,3 THz en technologie guide d'ondes a été développé à l'Université Chalmers (Suède) [19]. Le dernier mélangeur utilise des mélangeurs HEB et un coupleur hybride à base de guide d'ondes produit par une technique d'électrodéposition.

Pour réaliser le mélangeur équilibré fonctionnant au-delà de 2 THz, j'avais proposé d'utiliser le procédé de gravure profonde dans le silicium pour réaliser les structures critiques du guide d'ondes de la partie haute fréquence. Cette approche permet de réaliser avec une très grande précision des structures micrométriques avec des facteurs de forme très élevés, car il est actuellement impossible de produire les structures en utilisant un usinage conventionnel. La figure III-6 détaille la structure globale de la partie RF du mélangeur équilibré. Chaque circuit mélangeur est inséré dans un canal constitué, similairement au mélangeur simple, d'un empilement de 3 cavités. En plus de l'antenne double dipôle qui se caractérise par une bande fréquentielle étroite, j'ai conçu et optimisé une antenne sonde dans l'objectif d'élargir la bande RF. Les optimisations ont abouti à des dimensions des cavités légèrement différentes. La figure III-7 présentée le schéma du bloc mélangeur équilibré 2,7 THz qui sera presque entièrement réalisé en métal. Seule la structure THz comprenant les guides d'ondes de $76 \times 38 \mu\text{m}$, le coupleur hybride 90° ainsi que les canaux des circuits mélangeurs, sera définie dans le silicium. Pour rendre la structure réalisable, nous avons adopté la technique du « split block » qui consiste à diviser les guides d'ondes en deux

parties égales le long des lignes du champ électrique \vec{E} . Dans la pratique, cela revient à réaliser séparément deux demi-guides d'ondes de $38 \times 38 \mu\text{m}$ sur deux substrats distincts, avant de les unir puis les incorporer dans la structure métallique. La figure III-8 montre une photographie prise au microscope optique d'un des deux substrats de silicium sur lequel sont gravés le coupleur hybride ainsi que les canaux où seront logés les mélangeurs.

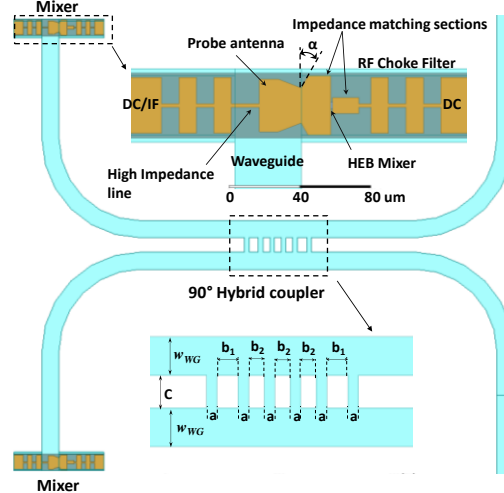


Figure III-6 : Vue de dessus du modèle HFSS du mélangeur équilibré utilisant un coupleur hybride à 90° et deux circuits mélangeurs insérés aux extrémités des guides d'ondes. Chaque circuit mélangeur est composé d'un nanopont HEB intégré dans une antenne sonde ainsi qu'un filtre de réjection RF. Les dimensions a , b_1 , b_2 , C et w_{WG} dont indiquées dans la figure III-7.

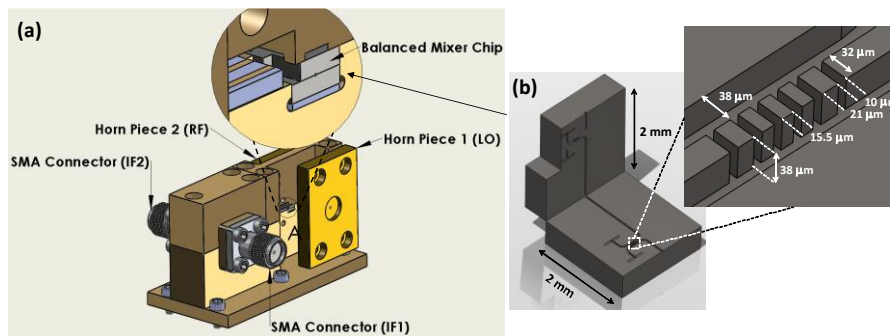


Figure III-7 : (a) Schéma du bloc mélangeur équilibré 2,7 THz. (b) Schéma de la structure THz.

La complexité de telles structures a rendu difficile leur réalisation avec la technique des dépôts de couches minces d'or développée dans le cas du mélangeur simple présenté plus haut. L'emploi de la technique de gravure ionique profonde dans le silicium, développée par Cecile Young dans le cadre de ses travaux postdoctoraux au JPL a, quant à elle, permis de réaliser avec une grande précision l'ensemble des éléments comme illustré par la photographie prise au microscope électronique de la figure III-8.b. Celle-ci montre aussi un des deux mélangeurs HEB, définis sur un substrat en silicium de haute résistivité de $6 \mu\text{m}$ d'épaisseur, insérés et précisément alignés dans son canal. La figure III-9 montre le cryostat ouvert, où est installé le bloc mélangeur. On peut constater que, contrairement au mélangeur simple de la figure I-5, l'injection du signal RF et OL empruntent deux chemins optiques séparées à travers deux fenêtres distinctes.

Avant d'évaluer les performances proprement dites du mélangeur en modalité équilibré, nous avons préalablement vérifié le bon fonctionnement de chaque élément à 4,2 K. Nous avons par exemple effectué la mesure de la bande passante instantanée RF de chaque type mélangeur (en fonction du type d'antenne). La figure III-11 présente les réponses mesurées par la technique de spectrométrie par Transformée de Fourier (FTS) qui montrent que les mélangeurs fonctionnent bien dans la bande de

fréquence autour de 2,7 THz. Quant au coupleur hybride, nous avons vérifié sa capacité à coupler les signaux d’entrées (OL et RF) aux deux mélangeurs dans la bande de fréquence optimisée, en observant leur courbe I-V respective. Les mélangeurs ont la même géométrie et ont été choisis avec des caractéristiques quasi-identiques : un courant critique $I_c \approx 50 \mu\text{A}$ et une résistance normale $R_n \approx 100 \Omega$. Nous avons constaté une répartition quasi-parfaite de la puissance OL indiquant que le coupleur fonctionne comme prévu.

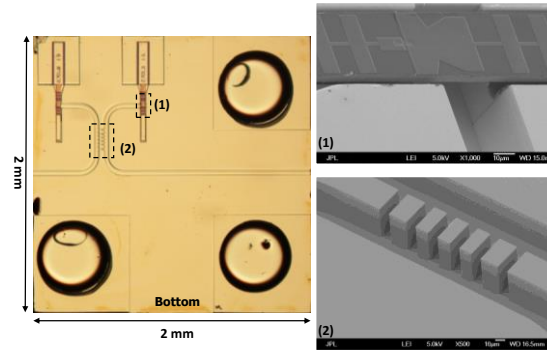


Figure III-8 : (Droite) Photographie prise au microscope optique d’un des deux substrats de silicium sur lequel est gravé le coupleur hybride ainsi que les canaux où seront logés les mélangeurs. Les trois cavités circulaires serviront à aligner les deux substrats de silicium. Une couche d’or de $2 \mu\text{m}$, déposée par pulvérisation cathodique, recouvre l’ensemble des substrats. (Gauche) photographies prises au microscope électronique du mélangeur inséré dans son canal ainsi que du coupleur hybride.

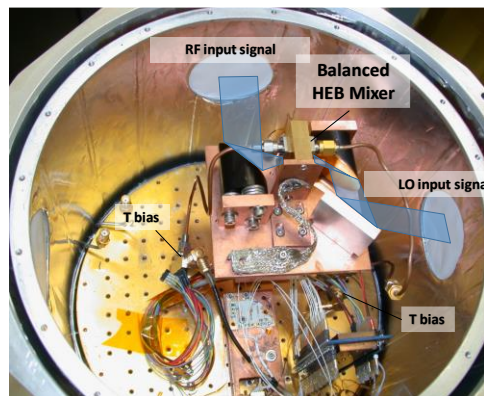


Figure III-9 : de principe du récepteur hétérodyne équilibré à 2,7 THz dans le cryostat 4,2 K, incluant le mélangeur équilibré. Celui-ci permet la séparation des signaux OL et RF.

La sensibilité du mélangeur équilibré a été mesurée en injectant le signal OL, généré par le laser moléculaire, et les signaux RF (charge chaude puis charge froide) de manière séparée à travers leur fenêtre respective, contrairement au mélangeur simple (cf. figure I-5), en fonction de la tension de polarisation, nous avons mesuré des températures de bruit récepteur DSB de $2000 \pm 100 \text{ K}$ à la fréquence LO de 2,74 THz (la température minimale était de $\sim 1860 \text{ K}$ comme indiqué dans la figure III.12). Ce bruit est environ deux fois plus élevé que celui mesuré avec le premier mélangeur simple. Plusieurs facteurs ont concouru à ce résultat. Le premier concerne la mauvaise qualité de la couche supraconductrice à partir de laquelle ont été définis les HEB. Sa température critique de 7 K s’est en effet avérée plus faible que la valeur nominale d’environ 10 K . L’autre facteur est lié aux pertes dans le guide d’ondes que nous avons estimées à $\sim 2 \text{ dB/mm}$ ($0,2 \text{ dB}/\lambda$). Cette valeur est proche de la valeur de $\sim 1,7 \text{ dB/mm}$ obtenue par simulation avec HFSS où nous avons fixé une conductivité DC de l’or à $\sigma = 4 \times 10^7 \text{ S/m}$ et une rugosité des parois à 50 nm . Ceci indique que les pertes mesurées sont essentiellement dues à la qualité des guides d’ondes et qu’il existerait très peu de pertes causées par les désalignements lors des différentes étapes d’intégration et de montage. Il s’agit là d’un des plus importants résultats de cette étude qu’il est nécessaire de prendre en compte pour améliorer les

performances des futurs mélangeurs équilibrés. Ces derniers doivent utiliser des guides plus courts et une rugosité des surfaces largement inférieures à 50 nm. En effet, à cause de l'effet de peau, les courants RF dans la bande 2,5-3 THz ne circulent que sur une profondeur de l'ordre de 50-45 nm de la surface des parois.

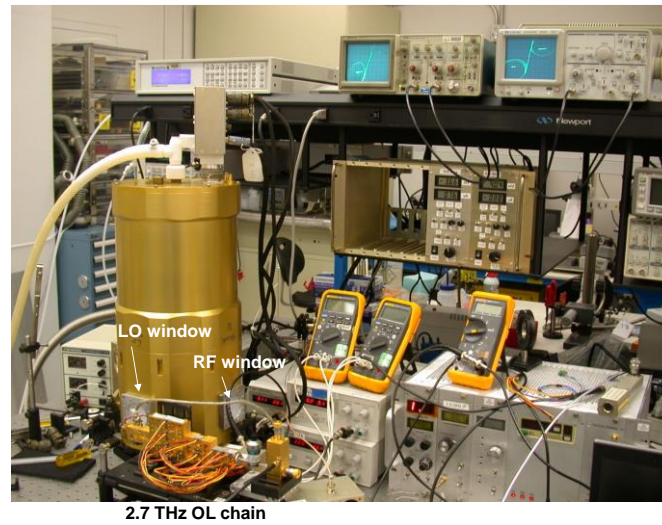


Figure III-10 : Banc de mesure et caractérisation du mélangeur équilibré 2,7 THz développé et utilisé au JPL-NASA.

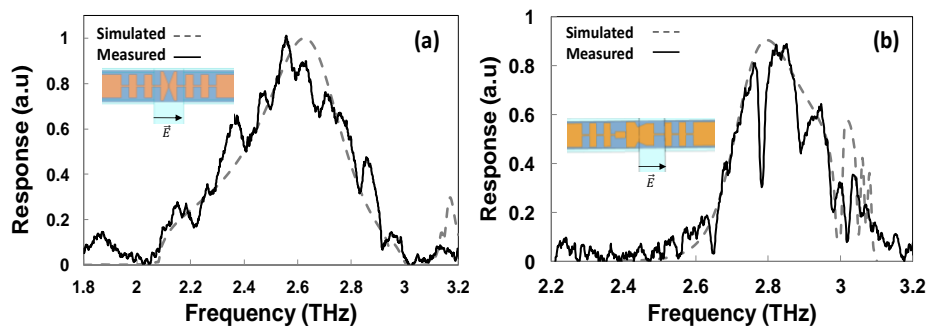


Figure III-11 : Bandes passantes instantanées RF mesurées par la technique de spectrométrie par Transformée de Fourier (FTS) des mélangeurs avec (a) l'antenne double dipôle et (b) l'antenne sonde.

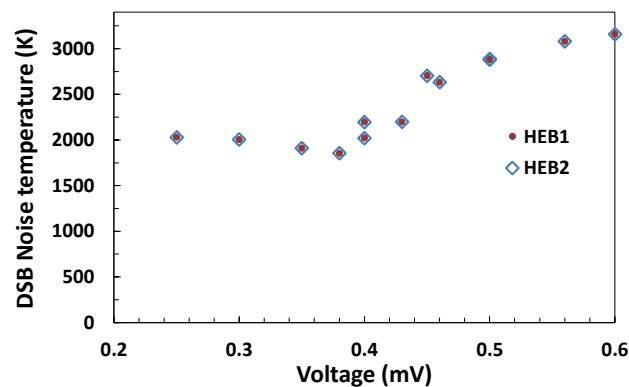


Figure III-12 : Températures de bruits du mélangeur équilibré à la fréquence OL de 2,74 THz en fonction des tensions de polarisation des deux mélangeurs HEB.

L'article ci-après décrit les principales étapes du développement ainsi que les différentes caractérisations.

2.7 THz Balanced Waveguide HEB Mixer

Faouzi Boussaha, Jonathan Kawamura, Jeffery Stern, and Cecile Jung-Kubiak

Abstract—We report on the development of a waveguide-based balanced superconducting mixer for operation near 2.7 THz. The mixer employs a pair of NbN hot-electron bolometers defined on 6 μm -thick silicon substrate that follows a 90° hybrid coupler. To produce the critical structures of the coupler and waveguide embedding circuit, we have utilized silicon micromachining techniques based on deep reactive ion etching. Operating near 4.2 K bath temperature, we have measured a minimum uncorrected DSB receiver noise temperature of less than 2000 K using Callen-Welton formula and local oscillator sideband noise rejection better than 13 ± 3 dB at 2.74 THz. The concept is suitable for building arrays, readily scalable for higher frequencies up to 5 THz, and could accommodate other mixer technologies, such as room-temperature Schottky diode mixers.

Index Terms—Heterodyne detection, hot electron bolometer, hybrid coupler, silicon micromachining, terahertz (THz) frequency, waveguide.

I. INTRODUCTION

SENSITIVE terahertz-frequency heterodyne receivers are needed to detect and resolve spectral lines that originate from the interstellar medium and from the atmospheres of planets, including the Earth's. Beyond 1.25 THz, the most sensitive heterodyne receivers are based on superconducting hot-electron bolometer (HEB) mixers. In several practical implementations both waveguide [1]–[3] and quasi-optical architectures [4] are successfully used, typically using an interferometer diplexer when local oscillator (LO) power is scarce or a simple dielectric beam splitter when there is sufficient LO power margin. Looking toward operation at higher frequencies, we must contend with the combination of shortage of local oscillator power from frequency-agile electronic sources and the difficulty of efficiently coupling it to the mixer. Further, the desire for imaging capability with multi-pixel systems makes further demands on the LO diplexer as it should not affect mixer performance that would otherwise be obtained with a single-pixel receiver.

Manuscript received April 17, 2014; revised June 05, 2014; accepted July 08, 2014. Date of publication July 30, 2014; date of current version August 22, 2014. This work was supported in part by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under a contract with the National Aeronautics and Space Administration, and partly supported by the Oak Ridge Associated Universities through the NASA Postdoctoral Program (NPP).

F. Boussaha was with the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91109 USA. He is with LERMA—CNRS (UMR-8112), Observatoire de Paris, 75014 Paris, France.

J. Kawamura, J. Stern, and C. Jung are with the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91109 USA (e-mail: Jonathan.h.kawamura@jpl.nasa.gov).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TTHZ.2014.2342507

Compared to quasi-optical receivers [5], [6], waveguide technology offers clear path to implementing a compact high-frequency high-performance multi-pixel arrays because of its superior optical properties and ability to physically access the immediate rear of the focal plane, where LO and/or the IF signal may be routed. More significantly, waveguide technology also permits us to realize a tighter level of integration of the mixer with an LO diplexer, or mixer topologies with a balanced or sideband-separating configuration. Separating the signal port from the LO port allows full LO integration with Schottky-based frequency multipliers [7].

Such integrated receivers require waveguide power combiners and couplers such as in-phase and quadrature hybrid couplers, in addition to the microstructures required for the mixer embedding circuit. However, due to their small dimensions, the fabrication of metal-based waveguide circuit using conventional machining techniques at such high frequencies presents serious technical challenges. In order to address some of these challenges, we recently developed a waveguide 2.7 THz single-ended superconducting mixer by a combination of conventional metal machining and metallic micro-plating techniques [2]. In the present paper, we discuss the development of a balanced mixer operating at 2.7 THz.

A balanced mixer provides several advantages over a single-ended mixer, and these features can be particularly relevant for THz mixers. The LO and RF signal ports are physically separate, and each can be injected into the mixer block from different directions, which potentially facilitates the building of arrays. A balanced mixer suppresses the thermal and AM noise of the local oscillator [8] and can help to mitigate gain instabilities ($1/f$ noise and drift) [9] caused by a free-standing beam-splitter used for LO coupling. The most important consideration is linked to the available local oscillator power. Over last few years electronic solid-state local oscillators operating above 2 THz have been produced with peak output power of 14 μW at 2.56 THz [10] and 3 μW at 2.7 THz [11], and typically above 1 μW across the useful bandwidth. The power achieved thus far is quite well-matched to the needs of a superconducting HEB mixer, which also requires of order 0.5–1 μW of LO power. A practical single-ended superconducting HEB receiver that employs a beam-splitter throws away most of the available LO power, leaving very little power available for optimal performance. Even when one uses an interferometric diplexer instead of beam-splitter, such components can introduce significant loss and are likely to be difficult to implement for array receivers. Though a balanced configuration is comprised of two mixers, which doubles the LO power required, all the incident LO power can be coupled to the mixer. Although there are also potentially suitable LO sources such as molecular gas lasers and quantum cascade lasers [12], both of which are capable of

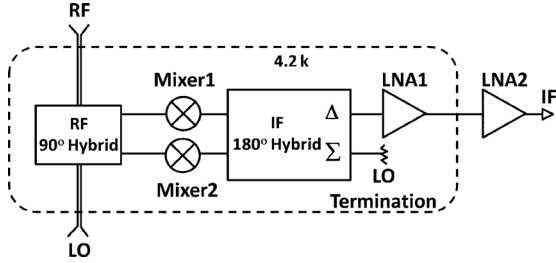


Fig. 1. General scheme of a balanced mixer implemented using an RF hybrid implemented in this paper.

delivering many milliwatts of power at terahertz-frequencies, these technologies have very limited frequency agility and high power consumption, qualities that strongly limit their use in practical airborne, balloon-borne, and space-based applications. Thus, the balanced mixer is especially well suited when an electronic solid state LO is used and when we are considering building compact imaging arrays.

Several groups [13]–[19] have developed heterodyne balanced mixers at frequencies near 1 THz using superconductor–insulator–superconductor (SIS) mixers. A balanced mixer operating near 1.3 THz was developed at Chalmers University, Goteborg, Sweden [19]. The last mixer utilizes superconducting HEB mixers and a waveguide-based hybrid coupler produced using a thick-resist photolithography and electroplating technique. To realize the balanced mixer for operation above 2 THz, we have adopted a process of using deep etching in silicon to build the critical waveguide structures. This approach allows accurate definition of minute patterns with high aspect ratios, since it is presently impossible to produce the structures using conventional machining.

II. DESIGN

Fig. 1 depicts the layout of the balanced mixer circuit, which consists of two mixer devices, a 90° hybrid coupler, IF 180° quadrature coupler and amplification stages for intermediate frequency (IF) signal. The superconducting mixer chips were produced using the fabrication process developed in [20] and subsequently employed in [2]. In this design the most dimensionally critical element is the RF 90° hybrid coupler.

A. Mixer Devices

The mixer devices are fabricated and defined on a high-resistivity silicon-on-insulator (SOI) substrate, and after the handle is removed, they are placed into a channel at the end and mid-height of an E-plane-split $76 \times 38 \mu\text{m}$ full-height waveguide, as illustrated in Fig. 2. Each mixer element is a superconducting microbridge of $\sim 4 \text{ nm}$ -thick NbN integrated with a planar antenna that couples it to the waveguide. The design optimization is carried out using 3D electromagnetic simulation package HFSS [21]. The target microbridge impedance is 100Ω . The HEB mixer is embedded into circuit to match its impedance to that of the waveguide probe, which is approximately 20Ω between 2.6 and 2.8 THz. The antenna is connected to RF choke filters that also serve as electrical leads for the IF signal and DC bias. The RF choke filter is designed for the 2–3 THz frequency range to prevent the signal and LO from propagating

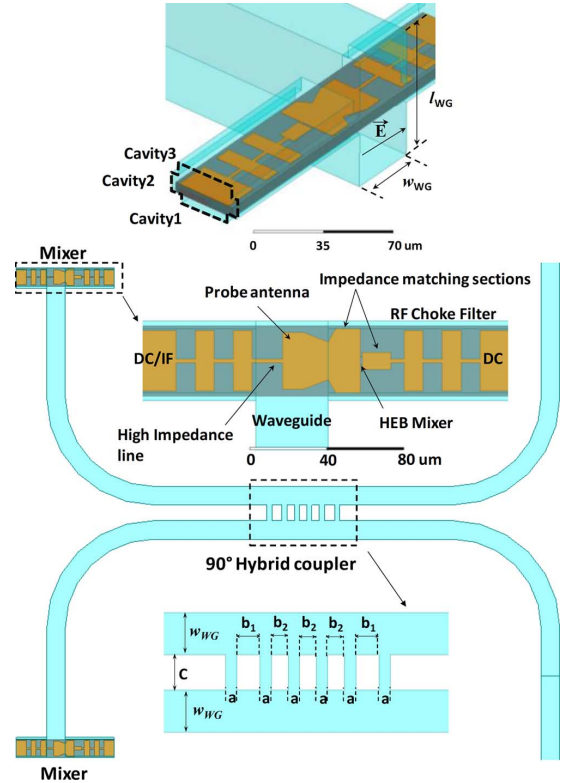


Fig. 2. Balanced mixer view using a 90° hybrid coupler and two mixer chips. Each chip is made up of HEB nanobridge integrated along with a probe antenna and RF choke filter and inserted at the end of the waveguide (lower right). The chip is inserted into a channel structure made of stack of 3 cavities whose depths t_{cav} are 5, 11, and $8 \mu\text{m}$ and widths w_{cav} are 29, 42, and $34 \mu\text{m}$, respectively. The waveguide circuit is fabricated as E-plane split structure.

down the mixer channel. The chip substrate is $37 \mu\text{m}$ -wide and $6 \mu\text{m}$ -thick. The substrate thickness is principally chosen to prevent the propagation of undesired modes within the substrate. There is no frame or beam leads on the mixer chip for handling and contacting. This greatly simplifies the mixer fabrication process, increases yield and reduces processing time. Yet, the mixer chips are robust enough to be easily handled manually [2].

The mixer chip is suspended in a channel that can be regarded as a stack of 3 cavities. This configuration reduces the effective dielectric constant of the silicon substrate from 11.9 to ~ 2.8 [2] so that RF structures (i.e., choke filters) can be practically manufactured for use at such high frequencies. Fig. 3(a) shows the response of a simulated HEB mixer using the probe antenna of Fig. 1. A tolerance analysis with the model show that a misalignment of $1 \mu\text{m}$ of the mixer chip in its channel will reduce the RF coupling by 0.1 dB; a position error of $3 \mu\text{m}$ decreases the gain by 0.7 dB.

B. The Waveguide Circuit: 90° Hybrid Coupler and Mixer Channels

Fig. 3(b) shows the simulated hybrid coupler structure and its optimized RF response obtained with dimensions summarized in Table I. The predicted amplitude imbalance and phase difference between the coupling and transmission ports are less than 1 dB and $\pm 0.5^\circ$, respectively, within 2.4–3 THz bandwidth. These waveguide-based circuits are made of half-sections split

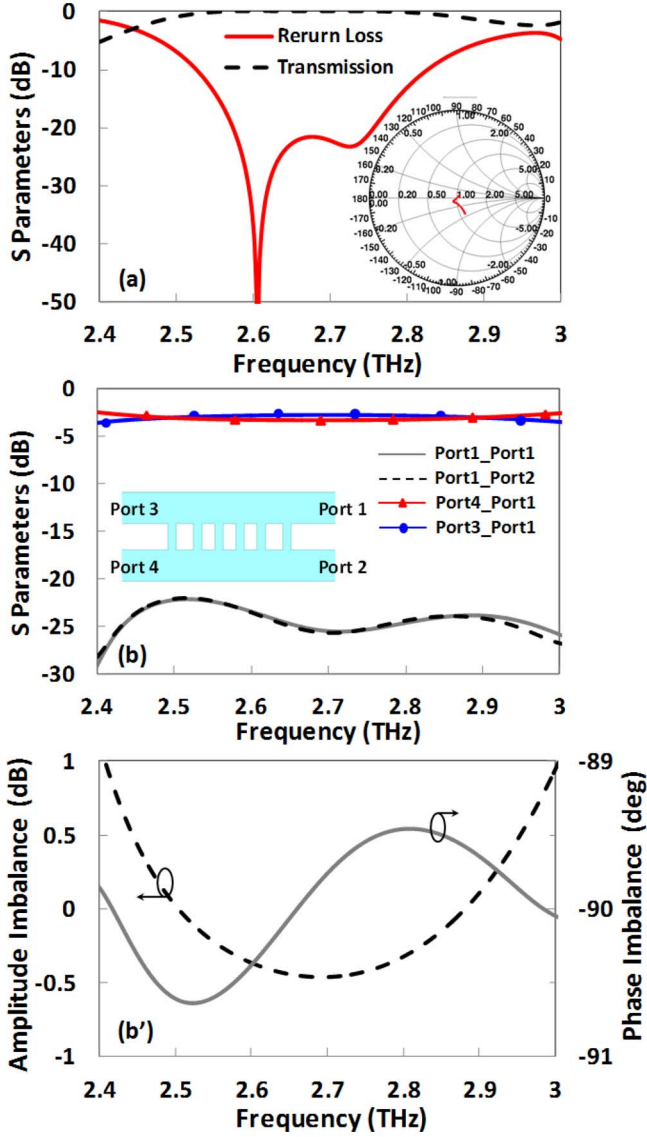


Fig. 3. (a) Return loss and transmission at the HEB mixer input where a real lumped port of 100Ω is used in HFSS. The Smith chart is normalized to 100Ω and indicates the optimized RF response within 2.6–2.8 THz frequency range. (b) 90° hybrid coupler: optimized RF responses the obtained with the dimensions summarized in table 1 as well as (b') simulated amplitude and phase imbalance which are ≤ 1 dB and $\pm 0.5^\circ$, respectively, within 2.4–3 THz bandwidth.

TABLE I
2.7 THZ 90° HYBRID COUPLER DIMENSIONS (SEE FIG. 2). THE CORRESPONDING SIMULATION RESULTS ARE SHOWN IN FIG. 3

$a(\mu\text{m})$	$b_1(\mu\text{m})$	$b_2(\mu\text{m})$	$c(\mu\text{m})$	$w_{WG}(\mu\text{m})$
10	21	15.5	32	38

along E-plane waveguide. The main challenge in manufacturing of the waveguide balanced mixer lies in accurately producing the hybrid coupler and channels that hold mixers with precise required dimensions.

We employ silicon micromachining techniques to produce the mixer. Silicon wafers are processed with a combination of photolithography and deep reactive ion etching (DRIE) techniques using thick resists as etch mask. The substrates are initially covered with a thermal oxide layer on both sides, which is used as

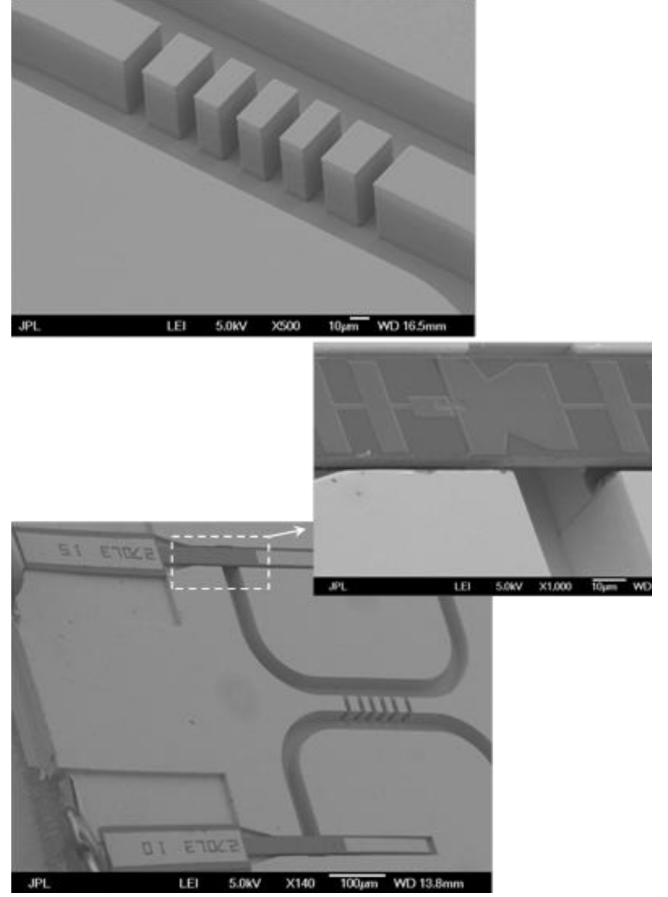


Fig. 4. Electron microscope images showing (Top) the 90° hybrid coupler and (bottom) two 2.7 THz mixer chips inserted and properly aligned in their respective channel. A mechanical stop in the waveguide circuit self-aligns the mixer chip with respect to the waveguide.

an additional mask during the etching step. The DRIE technique used is the well-known Bosch process based on alternating exposures to SF₆ and C₄F₈ gases. With optimized plasma power and etching gas ratios, we have achieved a 90° etched vertical angle and an 18 nm etched surface roughness [22]. The outside dimensions of the two halves of the waveguide circuit are also defined by microlithography and deep-trench reactive ion etching to form 2 mm squares, which is easily manually handled. The surface of the silicon parts is made conductive by gold-plating using a sputtering process to obtain $\sim 2 \mu\text{m}$ gold thickness on face-on surfaces and $1 \mu\text{m}$ on edge-on surfaces, such as the waveguide walls. The completed waveguide circuits thus produced are shown in SEM images in Fig. 4. The required structures are produced with sub-micron-level accuracy. Further details can be found in [23]. Several hundred identical circuits are produced on a single 4-inch wafer.

C. Balanced Mixer Block and Assembly

The first step in the assembly is to mount the two mixer chips into the waveguide circuit. Here, the mixer chips are manually placed into channels on the bottom half of the waveguide circuit. With the help of a simple stop, the antenna of each mixer is properly aligned within the waveguide with an accuracy of $\pm 1 \mu\text{m}$ with respect to the nominal position, as shown in Fig. 4. The

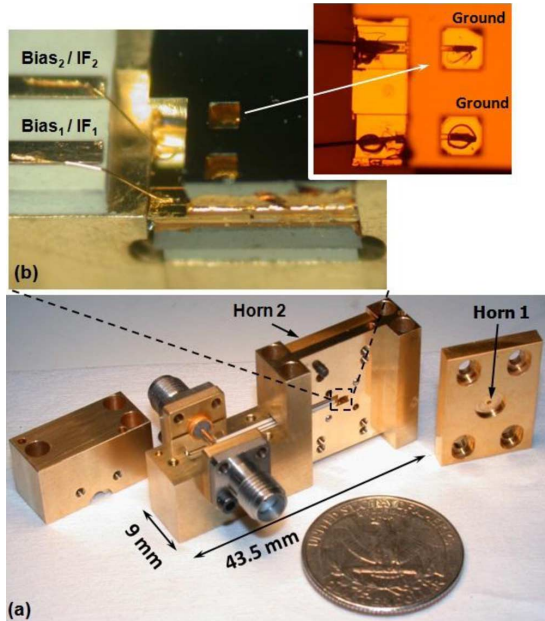


Fig. 5. Picture of (a) the complete mixer block with two SMA connectors a circular aperture of the feedhorn shown. The mixer has another feedhorn on the side that is not visible. (b) Detail showing the waveguide circuit assembly where wire bonds are used to provide ground and IF output contacts.

electrical contacts are made by means of ultrasonic wire bonds as shown in Fig. 5(b). The half-waveguide circuit is inserted into a precisely machined square pocket in a metallic mixer housing that allows the upper half to be set on top. A toroidal spring compresses the circuit assembly and firmly holds it together. This assembly process allows us to reliably achieve and reproduce micron-level alignment accuracy [23] that can be optically verified. Wirebond connections are made to a microstrip circuit that leads the IF signal to two microwave connectors mounted on the housing.

Two metallic Picket–Potter horn antennas [24] sandwich the circuit assembly, with a spring assembly that maintains compression force between the horns and circuit assembly. The correct alignment between the horns and circuit assembly can again be verified by optical inspection. This completes the assembly of the mixer block.

III. EXPERIMENT AND MEASUREMENTS

The mixer block is mounted on a cold work surface of a liquid helium-cooled cryostat. A pair of parabolic mirrors collimates the beams from the horn antennas. The IF outputs are connected to a commercial 180° hybrid coupler [25] through two bias-tees and identical lengths of semi-rigid coaxial cable.

The differential output is connected to a cryogenic low noise amplifier with an input noise temperature of 5 K. It is followed by several stages of room-temperature amplifiers before detection, which is centered at 1.5 GHz with a bandwidth of 500 MHz. The sum output is terminated to a matched load.

The cryostat has separate vacuum windows for the RF signal and LO input (see Fig. 6). The vacuum window is a 1 mm-thick sheet of high-density polyethylene, and a porous Teflon material is utilized as an infrared blocking filter at the 77 K stage. We

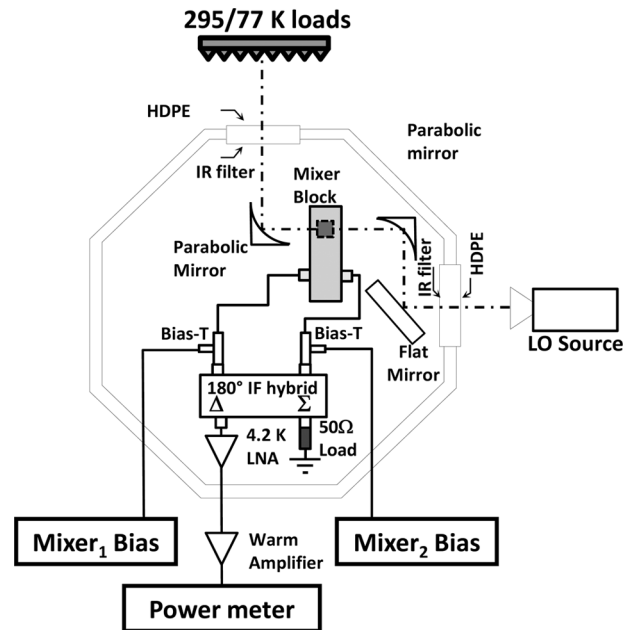


Fig. 6. Schematic of the receiver layout.

choose two near-identical NbN mixer devices with a superconducting bridge width of $2.5 \mu\text{m}$ and a length of $0.25 \mu\text{m}$. The measured normal state resistances are $R_{N_Mixer1} = 94 \Omega$ and $R_{N_Mixer2} = 100 \Omega$ with critical currents of $I_{C_Mixer1} = 52 \mu\text{A}$ and $I_{C_Mixer2} = 50 \mu\text{A}$, respectively. The mixer device quality turned out poorer than expected, resulting in critical current that is ~ 5 times lower than expected. Another measure of the mixer quality, the critical temperature, T_c of the mixer, was approximately 7 K instead of ~ 10 K. Together with the estimated value for the sheet resistance, we conclude our NbN film used for these mixers was significantly thinner than we anticipated.

A. Single-Ended Mixer Performance and Waveguide Losses

In order to evaluate the mixer performance independently of the hybrid structure and to facilitate the measurement of the losses in the waveguide, we also produced a circuit where there are two identical mixer circuits placed behind different lengths of waveguide. This is simply the same waveguide circuit without the coupling structures present in the hybrid coupler. The mixer devices used in the single-ended mixer measurements were tuned to a slightly lower band to simplify some aspects of testing. The sensitivity of the mixer was measured by coupling the LO using a simple beam splitter and terminating the input with room temperature ($T_{\text{hot}} = 295 \text{ K}$) and liquid-nitrogen ($T_{\text{cold}} = 77 \text{ K}$) temperature loads. A molecular gas laser was used as the LO, providing us with sufficient LO power to use a beam splitter with minimal ($< 1\%$) coupling. The receiver noise temperature is computed using the expression $T_{\text{rec}} = (T_{\text{eff, hot}} - Y T_{\text{eff, cold}}) / (Y - 1)$, where, according to the Callen–Welton formula [26], T_{hot} and T_{cold} are $T_{\text{eff, hot}} = 300 \text{ K}$ and $T_{\text{eff, cold}} = 95 \text{ K}$, respectively, at the LO frequency of 2.56 THz. For the mixer following the shorter length (1 mm) of input waveguide we measured a DSB receiver noise temperature of $T_{\text{rec}}^{\text{DSB}}$ of $2000 \pm 100 \text{ K}$ (Y -factor of 1.09 ± 0.005).

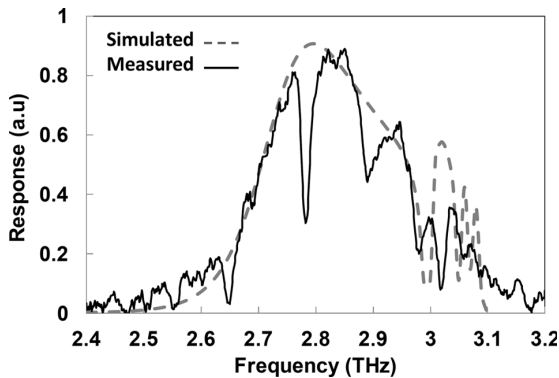


Fig. 7. 2.7 THz mixer response measured by Fourier-transform spectrometer (solid line). The dotted line is a simulation of the model shown in Fig. 1, using as-built dimensions where channel structure has depths t_{cav} of 8, 11 and 8 μm and widths of w_{cav} are 34, 46, and 36 μm , respectively.

By measuring the response of the second mixer following the longer section of waveguide, we deduce the waveguide loss in the length of waveguide equal to the path length difference ($= 1 \text{ mm}$):

$$WG_{\text{LOSS}}(\text{dB}) = 10 \times \log \left(\frac{P_{\text{hot_mix1}} - P_{\text{cold_mix1}}}{P_{\text{hot_mix2}} - P_{\text{cold_mix2}}} \right) \quad (1)$$

where $P_{\text{hot_mix}}$ and $P_{\text{cold_mix}}$ are IF output powers measured when hot and cold loads are, respectively, presented to mixers. Here, we assume that the mixers have similar performance, namely, in their conversion gain. This was verified a number of times by measuring the noise temperature of mixers by swapping their positions in the waveguide circuit. By this method we estimate the loss in 1 mm waveguide is 2 dB at 2.56 THz (i.e., $\sim 0.2 \text{ dB}/\lambda$).

This value of the loss agrees reasonably well with theoretical values computed from the measured values of the gold DC conductivity ($\sigma = 4 \times 10^7 \text{ S/m}$) and the resistance ratio at 4.2 K ($\text{RRR} = 2.6$), where we find a value of 1.7 dB/mm with a waveguide surface roughness of 50 nm. The agreement suggests that the assembly method presently described is sound and does not introduce additional losses, though it is obvious that to obtain better noise performance the length of waveguide before (and after) the hybrid must be minimized to the extent practically possible.

B. Performance of the Balanced Mixer

For this measurement we selected a slightly higher LO frequency, at 2.74 THz, near both the center frequency of the design of the RF hybrid and that of the mixer design. The RF spectral response of the mixer is shown in Fig. 7, along with a model of the circuit using as-built dimensions. The frequency response is tuned approximately 100 GHz higher than expected, as the embedding circuit was designed for an older bowtie-type coupling structure [23]. Here, channel dimensions are different (see captions of Figs. 2 and 7) with respect to optimized ones shown in Fig. 2. The LO is a molecular gas laser, as a solid state multiplier source with sufficient power near this frequency range was unavailable at the time the measurements were completed. We estimate that the LO power required at the window of the LO port to be $< 2 \mu\text{W}$.

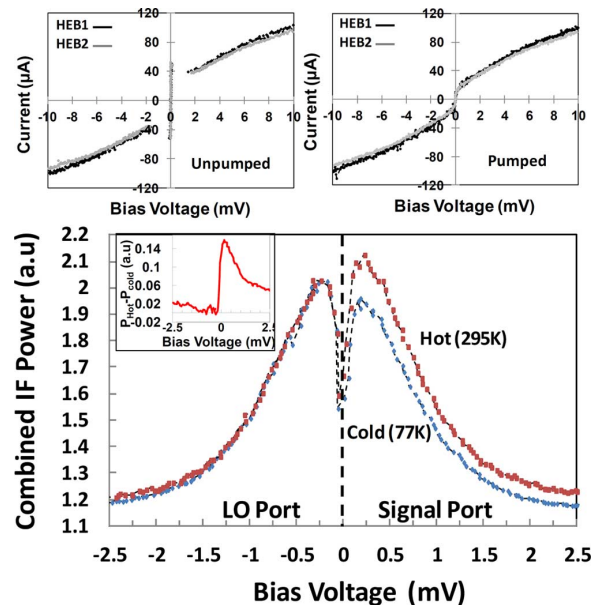


Fig. 8. (Top) Unpumped and pumped I-V curves of the two mixers in the balanced mixer. These I-V curves show that the mixers have nearly identical dc characteristics, which should give similar RF performance. Under LO illumination, the amplitude imbalance at 2.74 THz is lower than 0.5 dB. A more precise determination of the imbalance exceeds the capability of the receiver setup. (Middle) IF output power curves at 2.74 THz obtained when one mixer voltage bias is kept at 0.35 mV and the other swept in voltage bias shown on the horizontal axis. When both mixer bias voltages are set to 0.35 mV, the mixer operating in the hybrid balanced mode. By applying antisymmetric voltage bias to the mixers, the IF output can be made to represent the LO sideband noise of the receiver. The inset shows the difference between the hot and cold load curves shown in the middle panel. The curve is proportional to the receiver gain, and the ratio of the difference in power at the nominal bias (0.35 mV) and negative bias (-0.35 mV) is used to estimate the LO noise rejection.

In order to assess the performance of the 90° hybrid coupler, we illuminate the input ports with 2.74 THz cw signal generated by a molecular gas laser. To first order an RF hybrid will split the input signal in half (phase shifted by 90°). A simple measurement is to show that the power detected in the two mixers (detectors) is the same [23]. The behavior of the two mixers under with and without applied LO power is shown in Fig. 8. Same behavior is observed regardless of which rf port is used to inject the cw signal. The curves show excellent balance, indicating that the RF hybrid is working as expected. The I-V curves suggest that the absorbed LO power in the two mixers is equal to within $< 0.5 \text{ dB}$.

The sensitivity of the balanced mixer is measured by terminating the input of the receiver with room temperature and liquid-nitrogen temperature loads using the layout shown in Fig. 6. The LO signal passes through a rotatable grid used to adjust LO power level. Mixers are biased at $V_{\text{Mixer1}} = V_{\text{Mixer2}} = 0.35 \text{ mV}$ with $I_{\text{Mixer1}} = 24 \mu\text{A}$ and $I_{\text{Mixer2}} = 20.4 \mu\text{A}$. We measured a DSB receiver noise temperature of $T_{\text{rec}}^{\text{DSB}}$ of $2000 \pm 100 \text{ K}$ (Y -factor of 1.09 ± 0.005), similar to the performance observed in the single-ended mixers. That the receiver noise temperatures for the single-ended and balanced mixers are similar is somewhat of a coincidence: with other loss terms assumed to be equal, the mixer devices used in the single-ended mixer measurements had higher resistance than the design specification, leading to 0.9 dB of coupling

loss; for the balanced mixer the frequency response was shifted to higher frequency, causing reduced gain of approximately 1 dB from its peak response, as shown in Fig. 7. Nevertheless, it is reassuring that the measurements are consistent with each other and do not indicate there are unexpected excess loss in the balanced mixer circuit.

We can expect to significantly improve the noise temperature using HEB devices with better materials properties (i.e., T_c of ~ 10 K instead of 7 K) and minimizing the length of waveguide before (and after) the RF hybrid. Optical losses are estimated to be about 1.2 dB, which includes contributions from the IR filter and vacuum window. Combined with the waveguide losses and the reduced gain response at the frequency of measurement, we account for approximately 3.9 dB of coupling losses. Thus an optimized balanced mixer can be expected to reach the level of performance of a simple single-ended waveguide mixer operating at the same frequency [2].

We can estimate the LO noise rejection [14], [15], by comparing the output power previously recorded with those when the bias voltage applied to one mixer is inverted. This is illustrated in the inset of Fig. 8. Following the same approach above where we assume the conversion gains of the two mixers are similar, we can estimate the rejection level of the LO sideband noise by using:

$$NR(\text{dB}) = 10 \times \log \left(\frac{dP_{\text{SignalPort}}}{dP_{\text{LOPort}}} \right) \quad (2)$$

where $dP_{\text{SignalPort}}$ is the IF output power difference at the signal port when hot (295 K) then cold (77 K) loads are presented to the signal window with the mixers biased with the same polarity, and dP_{LOPort} is the IF output power difference with the mixers biased with opposite polarity. We obtain a minimum LO sideband rejection of 15 ± 3 dB at 2.74 THz with the data shown in the inset of Fig. 8. (We observe that as the gain imbalance is increased by biasing the second mixer at a higher bias voltage, the LO sideband rejection worsens, as we expect.) The accuracy of this measurement is limited by the precision of the measurement of the output noise, because the difference in power in response to hot and cold loads at the input become comparable to the measurement error. The LO path includes an additional 1 mm physical length of waveguide as compared to the signal port; therefore, the LO sideband isolation includes ~ 2 dB of passive losses, which would likely be removed for an optimized design. Thus we conclude that the actual achieved LO sideband isolation is better than 13 ± 3 dB. The level of performance we expect with worst-case stack-up of gain and phase imbalance [25], excluding the effects of the mixer, is 20 dB (1 dB amplitude and 10° phase imbalance). It is evident that the dimensional accuracy of the silicon micromachining process affords and ensures sufficient amplitude and phase balance at even the extremely high RF frequency.

IV. CONCLUSION

A balanced superconducting waveguide-based mixer operating at around 2.7 THz has been successfully realized. A DSB noise receiver temperature of 2000 ± 100 K and LO noise rejection of 13 ± 3 dB were measured. The micrometer sized struc-

ture of the hybrid coupler and channels that host mixers chips is precisely produced on silicon wafers using deep reactive ion etching and optical lithography techniques. This approach is amenable to mass production to produce an array receiver as well as to scaling to higher frequency operation.

ACKNOWLEDGMENT

The authors thank P. Bruneau and H. Janzen from JPL Space Instruments Shop for the fabrication of metal back pieces, T. Crawford from JPL Molecular Spectroscopy team for FTS measurements, and Dr. I. Mehdi and the rest of the JPL Submillimeter-wave Advanced Technology group for supporting this work.

REFERENCES

- [1] P. Pütz, K. Jacobs, M. Justen, F. Schomaker, M. Schultz, S. Wulff, and C. E. Honingh, "NbTiN hot electron bolometer waveguide mixers on membranes at THz frequencies," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 636–639, Jun. 2011.
- [2] F. Boussaha, J. Kawamura, J. Stern, A. Skalare, and V. White, "A low-noise 2.7 THz waveguide-based superconducting mixer," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 2, no. 3, pp. 284–289, May 2012.
- [3] L. Jiang, S. Shiba, T. Shiino, K. Shimbo, N. Sakai, T. Yamakura, Y. Irimajira, P. G. Ananthasubramanian, H. Maezawa, and S. Yamamoto, "Development of 1.5 THz waveguide NbTiN superconducting hot electron bolometer mixers," *Supercond. Sci. Technol.* 23 (045025), 2010.
- [4] S. Cherednichenko, V. Drakinskiy, T. Berg, P. Khosropanah, and E. Kollberg, "Hot-electron bolometer terahertz mixers for the Herschel Space Observatory," *Rev. of Scientific Instr.*, vol. 79, no. 034501, 2008.
- [5] A. D. Semenov, H. Richter, K. Smirnov, B. Voronov, G. Gol'tsma, and H. Hubers, "The development of terahertz superconducting hot-electron bolometric mixers," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 436, 2004.
- [6] J. L. Kloosterman, D. J. Hayton, Y. Ren, T. Y. Kao, J. N. Hovenier, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, Q. Hu, C. K. Walker, and J. L. Reno, "Hot electron bolometer heterodyne receiver with a 4.7-THz quantum cascade laser as a local oscillator," *Appl. Phys. Lett.* 102, vol. 102, 2013, Art ID 011123.
- [7] J. Siles, G. Chattopadhyay, A. Maestrini, R. Lin, C. Lee, C. Jung, J. Jill, A. Peralta, E. Schlecht, and I. Mehdi, "Enabling compact multi-pixel heterodyne terahertz receivers using on-chip power-combined multipliers," in *23rd Int. Space THz Technol. Symp.*, Tokyo, Japan, 2012.
- [8] S. A. Maas, *Microwave Mixers*, 2nd ed. Boston, MA, USA: Artech House, 1993.
- [9] J. Kooi, J. A. Baselmans, A. Baryshev, R. Schieder, M. Hajenius, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, B. Voronov, and G. Gol'tsman, "Stability of heterodyne terahertz receivers," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, 2006.
- [10] A. Maestrini, I. Mehdi, J. V. Siles, J. S. Ward, R. Lin, B. Thomas, C. Lee, J. Gill, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Pearson, and P. Siegel, "Design and characterization of a room temperature all-solid-state electronic source tunable from 2.48 to 2.75 THz," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 2, no. 2, pp. 177–185, Mar. 2012.
- [11] T. W. Crowe, J. L. Hesler, S. A. Retzlaff, C. Pouzou, and G. S. Schoenthal, "Solid state LO sources for greater than 2 THz," in *Dig. 22nd Symp. on Space THz Technol.*, Tucson Arizona, USA, Apr. 26–28, 2011.
- [12] B. S. Williams, "Terahertz quantum-cascade lasers," *Nature Photonics*, vol. 1, no. 9, pp. 517–525, 2007.
- [13] J. W. Kooi, R. A. Chamberlin, R. Monje, B. Force, D. Miller, and T. G. Phillips, "Balanced receiver technology development for the Caltech Submillimeter Observatory," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 2, no. 1, pp. 71–82, 2012.
- [14] Y. Serizawa, Y. Sekimoto, M. Kamikura, W. L. Shan, and T. Ito, "A 400–500 GHz balanced SIS mixer with a waveguide quadrature hybrid coupler," *Int. J. Infrared and Millim. Waves*, vol. 29, pp. 846–861, 2008.
- [15] M. P. Westig, M. Justen, K. Jacobs, J. Stutzki, M. Schultz, F. Schomacker, and N. Honingh, "A 490 GHz planar circuit balanced Nb–Al₂O₃–Nb quasi-particle mixer for radio astronomy: Application to quantitative local oscillator noise determination," *J. Appl. Phys.*, vol. 112, 2012, Art. 093919.

- [16] M. P. Westig, K. Jacobs, J. Stutzki, M. Schultz, M. Justen, and C. E. Honingh, "Balanced superconductor-insulator-superconductor mixer on a 9 μm silicon membrane," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 8, Aug. 2011.
- [17] B.-K. Tan, G. Yassin, P. Grimes, K. Jacobs, and S. Withington, "Preliminary measurement results of a 650 GHz planar circuit balanced SIS mixer," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 3, no. 1, pp. 32–38, Jan. 2013.
- [18] G. Chattopadhyay, F. Rice, D. Miller, H. G. LeDuc, and J. Zmuidzinas, "A 530-GHz balanced mixer," *IEEE Microw. Guided Wave Lett.*, vol. 9, no. 11, pp. 467–469, Nov. 1999.
- [19] D. Meledin, A. Pavolotsky, V. Demaris, I. Lapkin, C. Risacher, V. Perez, D. Henke, O. Nystrom, E. Sundin, D. Dochev, M. Pantaleev, M. Strandberg, B. Voronov, G. Goltsman, and V. Belitsky, "A 1.3 THz balanced waveguide HEB mixer for APEX telescope," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 57, no. 1, pp. 89–98, Jan. 2009.
- [20] J. A. Stern, B. Bumble, J. Kawamura, and A. Skalare, "Fabrication of terahertz frequency phonon cooled HEB mixers," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, no. 2, pp. 499–502, Jun. 2005.
- [21] HFSS [Online]. Available: <http://www.ansoft.com/products/hf/hfss/>
- [22] C. Jung, B. Thomas, C. Lee, A. Peralta, G. Chattopadhyay, J. Gill, R. Lin, E. Schlecht, K. Cooper, and I. Mehdi, "Compact submillimeter-wave receivers made with semiconductor nano-fabrication technologies," in *IEEE-MTT Int. Microw. Symp.*, Baltimore, MD, USA, Jun. 2011.
- [23] F. Boussaha, J. Kawamura, J. Stern, C. Jung, A. Skalare, and V. White, "Terahertz-frequency waveguide HEB mixers for spectral line astronomy," in *Proc. SPIE Conf. on Telescopes and Astron. Instrument.*, Amsterdam-Netherlands, 2012.
- [24] Radiometer Physics GmbH [Online]. Available: www.radiometer-physics.de
- [25] A. R. Ker, S.-K. Pan, A. W. Lichtenberger, N. Horner, J. E. Effland, and K. Crady, "A single-chip balanced SIS mixer for 200–300 GHz," in *Proc. 11th Int. Symp. on Space THz Technol.*, Ann Arbor, MI, May 2000.
- [26] A. K. Kerr, "Suggestions for revised definitions of noise quantities, including quantum effects," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 47, no. 3, pp. 325–329, Mar. 1999.



Faouzi M. Boussaha received the Engineering diploma in electronics from the University of Annaba, Annaba, Algeria, in 1996 and M.Sc. degree in electronics, sensors and integrated circuits from the Université de Paris 11, Orsay, France, in 1999, and the Ph.D. degree in astrophysics and space instrumentation jointly from the Université de Paris-6, Paris, France, and Observatoire de Paris, Paris, France, in 2003.

Since 2004, he is a Research Engineer with French National Center for Scientific Research (CNRS) and Observatoire de Paris, Paris, France. In 2010, he was the recipient of a NASA Fellowship and joined the Submillimeter-Wave Advanced Technology Group, Jet Propulsion Laboratory (JPL) of NASA, California Institute of Technology, Pasadena, as a National Aeronautics and Space Administration (NASA) Senior Postdoctoral Program Fellow. He also worked on tasks under funding from French Space Agency (CNES). His current research interests are the design and development of terahertz superconducting devices for radioastronomy.



Jonathan H. Kawamura received the B.S. degree from the California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA, and the A.M. and Ph.D. degrees in astronomy from Harvard University, Cambridge, MA, USA, in 1998.

He was a post-doctoral scholar with the Submillimeter Astrophysics group at Caltech and joined the Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA, USA, in 2000. His interest is in developing instrumentation for terahertz astronomy.



Jeffery A. Stern received the B.S. degree in physics from Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY, USA, and the Ph.D. degree in applied physics from California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA, in 1983 and 1991, respectively.

During his tenure at JPL, he has been involved with superconducting sensors. Currently he is working on THz technology including phonon cooled NbN mixers on thin 2–6 μm SOI wafers and THz frequency waveguide components fabricated using lithographic techniques. He is also working on

superconducting nanowire single photon detectors based on both NbTiN and more recently amorphous WSi_x. Previously, he fabricated, tested and space qualified superconductor-insulator-superconductor (SIS) mixer chips for band 5 (1140–1250 GHz) of the HIFI instrument on the Herschel Space Observatory. He also worked on several tasks including NbTiN and Nb based SIS mixers under funding from NASA. Since 2001, his is Senior Member of the Technical Staff, JPL.



Cecile Jung-Kubiak received the Master's degree in physics and materials chemistry from Université de Montpellier II, France, and the Engineering degree in material science from Polytech'Montpellier, France, both in 2006, and the Ph.D. degree in physics from Université Paris-Sud XI, France, in 2009.

She was the recipient of a 2-year NASA Postdoctoral Fellowship at the California Institute of Technology in 2010, and she is now a member of the Technical Staff for the S.W.A.T. group of the Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA, USA. She has extensive

experience in device processing, microfabrication technology and development of submillimeter wave components and instruments. Her research interests include the development of silicon micromachining technologies using DRIE techniques, the miniaturization of multi-pixel arrays to build compact 3-D instruments and GaAs-based frequency multipliers and mixers in the THz region. She has coauthored over 40 papers in international journals and conferences, holds several patents.

Dr. Jung-Kubiak was a recipient of the 2010 JPL Outstanding Postdoctoral Research Award in the field Technology, Instrumentation, and Engineering, and the 2014 IEEE TRANSACTIONS ON TERAHERTZ SCIENCE AND TECHNOLOGY Best Paper Award.

III.3 Mélangeur de fréquences multipixels

Après mon retour en France en 2012, j’ai continué à collaborer avec le JPL dans l’objectif de développer un récepteur hétérodyne multipixel à 1,9 THz en technologie guide d’ondes. Cette activité s’est particulièrement poursuivie dans le cadre du travail postdoctoral de Jenna Kloostermann supervisé par Jonathan Kawamura. La figure III-13 montre le mélangeur comportant 4-pixel réalisé en juxtaposant linéairement 4 mélangeurs simples 1,9 THz. Pour réaliser un mélangeur comportant 16 pixels, il suffirait d’empiler 4 rangées de 4 pixels.

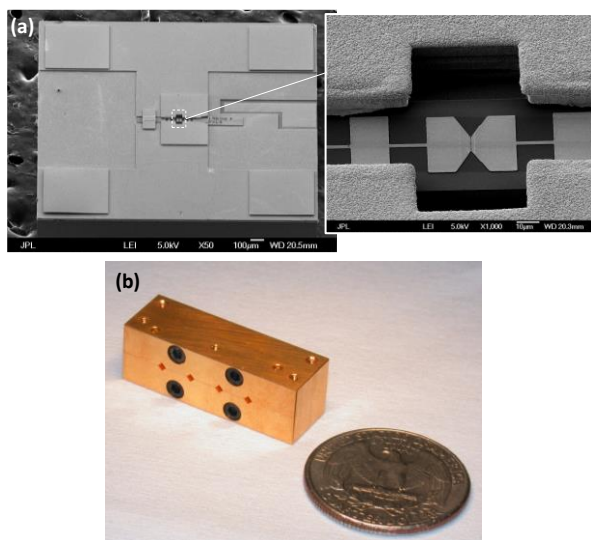


Figure III-13 : (a) prises au microscope électronique de la structure du canal étaiit constituée d'un empilement de 3 couches d'or de 5, 4 et 5 μm d'épaisseur, respectivement, et réalisée au moyen de la photolithographie UV et de la technique de microplaquage. Le mélangeur de fréquences HEB de 1,9 THz défini sur un substrat de silicium de haute résistivité de 6 μm d'épaisseur est délicatement inséré dans le canal. Son antenne est ensuite précisément alignée dans le guide d'ondes. Les composants ont été réalisés par Jeffery Stern au JPL. (b) Mélangeur hétérodyne 4-pixel 1,9 THz du JPL-NASA.

Cette approche simple est rendue possible grâce à la technologie des guides d’ondes combinée à l’existence du mélangeur « unité » compact mentionné plus haut. A terme, des récepteurs comportant 64 pixels seront développés. Des températures de bruit équivalentes entre 850 et 900 K, indiquant des récepteurs ultrasensibles, ont été obtenues [C2][C5].

IV. Développements de couches ultraminces en NbN et guide d’ondes THz à l’Observatoire de Paris

Couches minces NbN

La montée en fréquence des récepteurs hétérodynes ultrasensibles requiert le développement de détecteurs SIS et HEB qui, comme évoqué plus haut, doivent être à base de supraconducteurs à plus haute température critique comme le NbN. S’agissant des HEB, la couche NbN doit être de 3 à 5 nm d’épaisseur et présenter une température critique optimale au-delà de 9K. Pour ce faire, j’ai d’abord initié puis conduit, comme responsable scientifique, des projets d’acquisition, notamment auprès de la région Ile-de-France, de moyens spécifiques inexistant à l’Observatoire de Paris. En effet, nous avons ainsi acquis, grâce à un financement SESAME, un banc de pulvérisation cathodique spécifiquement (cf. la figure III-14) conçu pour l’élaboration de couches minces et ultraminces en NbN et un microscope électronique. Ce dernier a été par la suite équipé d’un module de contrôle du faisceau d’électrons pour définir par lithographie électronique le nanopont supra du HEB. Grâce à ces acquisitions, il est désormais possible de développer de nouvelles filières de détecteurs à l’Observatoire de Paris comprenant les jonctions SIS THz (> 700 GHz), des HEB ainsi que des MKIDs. Le développement de notre propre procédé permettra une meilleure maîtrise des performances des détecteurs HEB grâce à un

meilleur contrôle des paramètres intrinsèques des films NbN (la température critique, l'épaisseur, la résistivité) qui permettra in fine de mieux contrôler les performances du récepteur hétérodyne. Après une phase d'optimisation, nous avons d'ores et déjà obtenu des résultats très prometteurs avec des couches présentant une température critique optimale de 8-10K à partir desquelles ont été réalisés des premiers mélangeurs HEB de bonne qualité (cf. la figure III-15). D'autre part, ces nouveaux équipements nous ont aussi permis de lancer une nouvelle activité de recherche instrumentale sur les détecteurs supraconducteurs à inductance cinétique MKIDs dédiés à l'infrarouge proche et le visible (thèses de Samir Beldi [Th1] et Paul Nicaise [Th2]) comme nous le verrons dans le prochain chapitre.

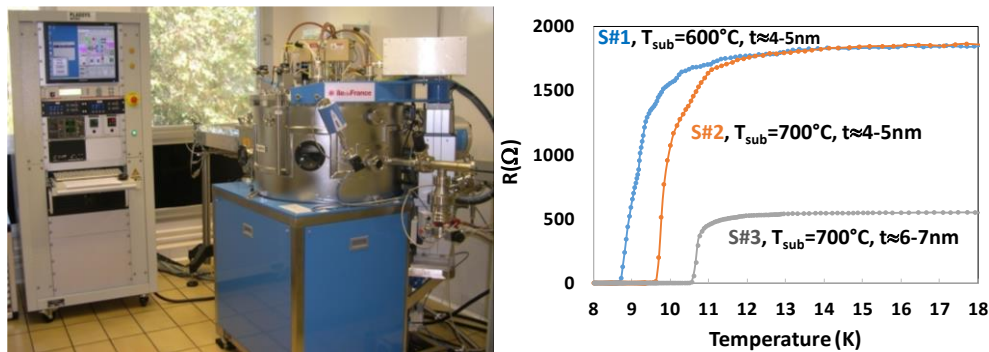


Figure III-14 : Banc de pulvérisation cathodique financé par la région Ile-de-France qui permet le développement de nouveaux détecteurs et mélangeurs de fréquences supraconducteurs. Courbe des résistances en fonction de la température $R(T)$ permettant d'extraire les températures critiques des couches ultraminces en NbN de 4 à 7 nm d'épaisseur.

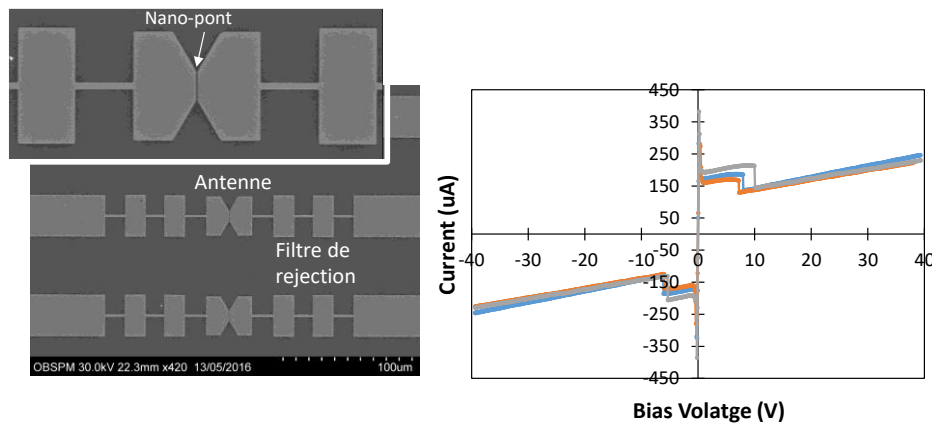


Figure III-15 : Photographies prises au microscope électronique des premiers mélangeurs de fréquences HEB entièrement réalisés à l'Observatoire de Paris. (Droite) courbes courant-tension de nanoponts structurés à partir de couches ultraminces en NbN d'environ 5 nm d'épaisseur, mesurées à 4,2 K.

Guide d'ondes THz

Parallèlement à l'activité sur le NbN supraconducteur, j'ai initié une nouvelle étude pour développer la technologie des guides d'ondes THz à l'Observatoire de Paris. La première étape consistait en la mise en œuvre d'un mélangeur SIS intégré dans une structure en guide d'ondes avec un oscillateur local à base de multijonction SIS fonctionnant autour de 650 GHz. Le choix de cette « basse » fréquence est dicté par l'absence de mélangeurs THz HEB. La conception et l'optimisation des circuits ont été réalisées dans le cadre du stage de Master 2 de Quanxiong ZENG [S4] que j'ai encadré en 2014. La figure III-15 montre les images prises au microscope électronique des structures en question, réalisées par gravure profonde dans le silicium à l'Institut d'Electronique Fondamentale IEF de l'Université de Paris Sud, actuellement C2N, par Benoit Belier. Chaque extrémité du guide d'ondes de $360\times 180\ \mu\text{m}$ est

traversé par un canal. Un mélangeur SIS logera dans le premier canal et une multijonction SIS fonctionnant en modalité source submillimétrique sera installée dans le second.

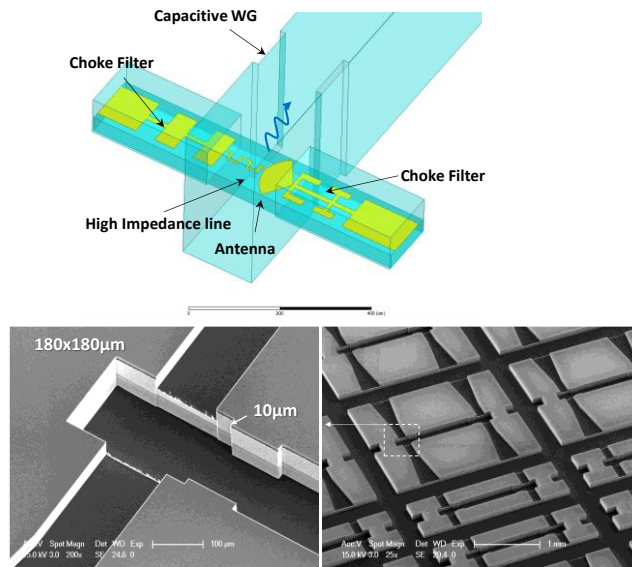


Figure III-16 : Photos prises au microscope électronique des premiers essais réalisés en juin 2015 de structures en guide d’ondes optimisées pour fonctionner à 650 GHz à l’IEF-Université de Paris Sud. À cette fréquence, les dimensions du guide d’ondes sont de 360x180µm. Ce premier résultat a d’ores et déjà permis de valider le procédé de gravure ionique profonde de l’IEF (Benoit Béliier).

V. Conclusion

Dans ce chapitre, j’ai présenté mes activités de recherche sur les mélangeurs de fréquences THz à base de bolomètre à électrons chauds (HEB) en technologie guide d’ondes. Les dimensions micrométriques des guides d’ondes THz ne pouvant être obtenus avec les techniques de fabrication classiques, ils ont été réalisés grâce à des techniques de micro-fabrication incluant la lithographie optique et la gravure ionique réactive profonde. Nous avons réalisé avec succès deux architectures de mélangeurs. Une architecture simple utilisant un seul mélangeur HEB et une architecture équilibrée employant deux mélangeurs. Des résultats presque à l’état de l’art ont été obtenus à 1,9 et 2,7 THz. Les solutions développées sont actuellement adoptées par le JPL pour la mise en œuvre de récepteurs hétérodynes multipixels THz qui seront embarqués à bord d’un ballon stratosphérique (projet soutenu par la NASA). A ce jour, seuls le JPL et le laboratoire KOSMA de l’Université de Cologne - Allemagne, en adoptant une approche différente, ont réussi à mettre en œuvre des récepteurs hétérodynes ultrasensibles fonctionnant au-delà de 2 THz en technologie guides d’ondes.

Convaincu de l’importance de ces technologies pour les futurs systèmes de détections THz (cf. les perspectives), j’ai lancé deux actions de recherche et développement à l’Observatoire de Paris. La première concerne les HEB et plus particulièrement l’élaboration de la couche supraconductrice NbN qui constitue l’élément clé du mélangeur. La seconde porte sur le développement des structures en guide d’ondes THz réalisées grâce à des techniques de micro-technologies. Les premiers résultats encourageants ont mis aussi en lumière les capacités des centrales technologiques de la région d’Ile de France à produire des résultats similaires à ceux obtenus au JPL.

Contrairement, par exemple, à l’optique, l’absence d’une technologie THz éprouvée en dehors des laboratoires de recherche ; la région submm/THz reste la région du spectre électromagnétique la moins explorée et la moins exploitée à cause principalement de l’immaturité technologique, nous incite à développer nos propres moyens technologiques qui passe aussi par l’acquisition de moyens spécifiques. Pour ce faire, j’ai initié des projets d’acquisition de moyens de microfabrication dédiés qui ont enrichi la salle blanche de l’Observatoire et ont permis le lancement de nouvelles études comme celle concernant les détecteurs à inductance cinétique MKIDs qui sera abordée dans le prochain chapitre.

Chapitre IV

Détecteurs à inductance cinétique

Inventé en 2003 par des chercheurs de Caltech et du JPL-NASA [51], les détecteurs à inductance cinétique MKIDs¹³ présentent des caractéristiques intrinsèques particulièrement adaptées pour de nombreuses applications astronomiques, et ce, dans une très large gamme des longueurs d'onde allant du millimétrique jusqu'aux rayons x. Dans ce chapitre, après une brève description du principe de fonctionnement, des principaux avantages ainsi que les bénéfices qu'apporteraient des MKIDs à de nombreuses applications astronomiques, je présenterai les travaux réalisés dans le cadre de la thèse de Samir Beldi [Th2] soutenue en octobre 2019, ainsi que les développements en cours et à venir notamment dans le cadre de la thèse de Paul Nicaise [Th1] entamée en décembre 2019.

I. Détecteurs à inductance cinétique

Principe de fonctionnement

Un détecteur MKID est un résonateur supraconducteur de type LC présentant un fort facteur de qualité ($>10^5$). L'inductance L se compose généralement d'une inductance géométrique qui est due à l'énergie magnétique emmagasinée dans le supraconducteur et ne dépend que de sa géométrie et une inductance cinétique qui est l'élément clé de la détection. L'inductance cinétique se manifeste lorsqu'en présence d'un champ électromagnétique alternatif, les paires de Cooper acquièrent une énergie cinétique, mais avec un retard dû à leur inertie. Comme décrit dans la figure IV-1, la détection est réalisée lorsque l'inductance cinétique est modifiée par l'absorption d'un photon incident dont l'énergie est supérieure à l'énergie de liaison des électrons des paires de Cooper, donnée par $2\Delta \approx 3,5K_B T_c$. Ceci conduit à la brisure des paires de Cooper en quasiparticules. Dans ce cas, la densité des quasiparticules augmente et celle des paires diminue. L'inductance cinétique étant inversement proportionnelle à la densité des paires, la fréquence de la résonance se déplace alors vers les basses fréquences. Cet effet est accompagné par la modification de la phase et l'élargissement de la résonance qui traduit une dégradation du facteur de qualité à cause de l'augmentation des pertes dans le circuit. En évaluant le décalage de la fréquence Δf , il est possible de remonter à l'énergie des photons absorbés. Le résonateur est couplé à une ligne de lecture qui a la double fonction d'exciter le résonateur grâce à l'application d'un signal microonde et de mesurer sa résonance. Il existe principalement deux géométries permettant la définition des résonateurs LC pour faire des détecteurs MKIDs. Une géométrie qui utilise une ligne de transmission coplanaire quart d'onde ($\lambda/4$) dont une extrémité est ouverte pour définir la partie capacitive et l'autre court-circuitée afin de définir la partie inductive. Le premier démonstrateur MKID réalisé en 2003 était basé sur cette géométrie. La deuxième géométrie a été proposée et développée par l'Université Cardiff (UK) [52] en 2008 et utilise des éléments localisés où l'inductance en forme d'un méandre est parallèlement connectée avec une capacité interdigitée, comme illustré sur la figure IV-2. Contrairement à la géométrie quart d'onde qui est difficilement applicable en dehors d'une certaine longueur d'onde, cette seconde géométrie, appelé Lumped Element KIDs (LEKIDs), convient particulièrement à l'infrarouge proche et le visible.

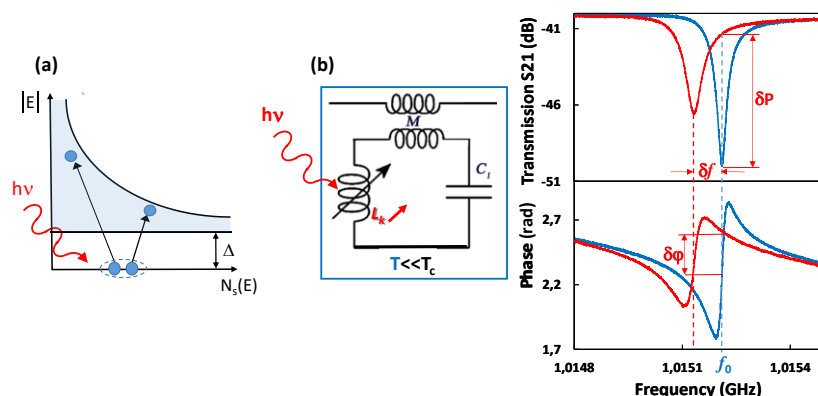


Figure IV-1 : Un photon incident, lorsqu'il est absorbé par la couche mince supraconductrice (a), brise les paires de Cooper et modifie son inductance de surface, induisant par conséquent la modification de la fréquence propre δf et de la phase $\delta\phi$ du résonateur LC.

¹³MKIDs : Microwave Kinetic Inductance Detectors.

II. 1 Avantages des MKIDs

Aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques, les détecteurs MKIDs se détachent des autres technologies de détecteurs directs à base de supraconducteurs tels que les STJ¹⁴ [53] et les TES¹⁵ [54], par la simplicité de multiplexer un nombre important de pixels sur une même ligne de lecture (plusieurs milliers de pixels). En pratique, le multiplexage est réalisé en modifiant la valeur de la capacité qui doit être initialement suffisamment grande pour maintenir la fréquence de résonance basse, typiquement de quelques GHz, afin qu'il puisse être facilement mesurable avec une électronique de lecture peu coûteuse et aisée à mettre en œuvre. Depuis une dizaine d'années, afin de démontrer leur potentiel dans les différentes applications astronomiques, des instruments d'observation à base de MKIDs ont d'ores et déjà été développés puis déployés sur des télescopes au sol. Nous citerons l'expérience NIKA¹⁶ [55-56] qui constitue à ce jour la référence en la matière. Cet instrument installé sur le radiotélescope de l'IRAM de 30 m à Pico Veleta en Espagne est destiné à la détection du continuum millimétrique dans les bandes de fréquence 75-100 GHz et 160-240 GHz. Un autre instrument dédié à scruter le milieu interstellaire dans les bandes fréquentielles 150, 230, 290 et 350 GHz a été développé par Caltech. Il s'agit de la caméra MUSIC¹⁷ [57] de 572 pixels dédiés pour chaque bande. Plus récemment l'instrument DESHIMA¹⁸ [58], un spectro-imageur utilisant une matrice de 25 pixels, installés au foyer du télescope APEX, dans le désert d'Acatama au Chili, vient d'observer sa première lumière.

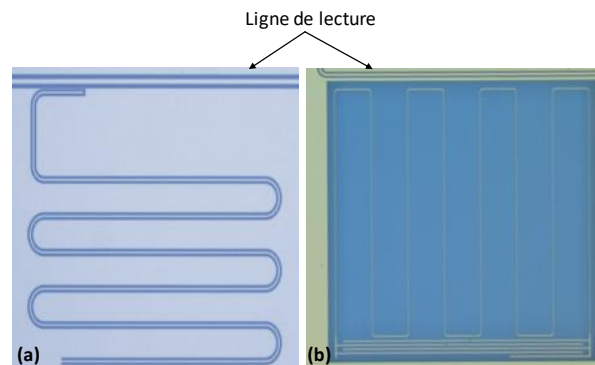


Figure IV-2 : Les deux géométries le plus répandues pour définir un résonateur LC : (a) géométrie quart d'onde et (b) géométrie utilisant des éléments localisés.

Dans l'infrarouge proche et le visible, les MKIDs sont capables de simultanément compter les photons et de mesurer leurs énergies. Les détecteurs semiconducteurs ne peuvent accomplir cette double fonction qu'en insérant dans le chemin optique des éléments optiques tels qu'un prisme ou un réseau diffusant pour diviser la lumière, induisant la perte de photons. Or, en astronomie chaque photon compte. Les MKIDs permettent de couvrir une plus large bande de longueurs d'onde allant de 0,1 μm jusqu'à 5 μm , quand une caméra CCD ne peut couvrir au mieux jusqu'à environ 1 μm [59]. En terme de bruit, contrairement aux détecteurs à base de semi-conducteur, les détecteurs KIDs ne souffrent ni de bruit de lecture ni de bruit de courant d'obscurité. Un autre atout majeur des MKIDs concerne la grande vitesse de lecture de l'ensemble des pixels d'une matrice qui peut être réalisée en temps réel pendant l'observation facilitant l'étude de phénomènes transitoires rapides (sursauts gamma, binaires à éclipse, etc.). Les détecteurs à base de semiconducteur (CCDs et CMOS) sont beaucoup plus lents. Les premières caméras MKIDs optiques ont été développées par le groupe de Ben Mazin à l'Université de Californie (Santa Barbara). A ce jour, il reste le seul groupe à réussir le développement puis le déploiement d'instruments à base de MKIDs fonctionnant dans l'optique et l'infrarouge proche. L'instrument ARCONS¹⁹ [60] utilisant une caméra de 2024 pixels, fut le premier démonstrateur qui a été déployé

¹⁴STJ : Superconducting Tunnel Junctions.

¹⁵TES : Transition Edge Sensors.

¹⁶NIKA : New Instrument of Kid Array.

¹⁷MUSIC : Multiwavelength Submillimeter kinetic Inductance Camera.

¹⁸DESHIMA : Deep Spectroscopic High-redshift Mapper.

¹⁹ARCONS : Array Camera for Optical and Near-IR Spectrophotometry.

avec succès sur le télescope Palomar de 5 m en 2011. ARCONS a démontré une résolution de $R=10$ à 400 nm et fonctionnait dans la bande 400-1100 nm. Dans l'objectif d'augmenter le nombre de pixels et d'améliorer les performances intrinsèques des détecteurs, plusieurs versions de caméras ont par la suite vu le jour. Il y a eu l'instrument DARKNESS²⁰ [61] en 2016 qui, en termes de conception, est presque une réplique exacte d'ARCONS mais comptabilisant un plus grand nombre de pixels (10 000 pixels), puis l'instrument MEC²¹ [62] qui à partir du télescope SUBARU à Hawaii, a pour objectif de réaliser l'imagerie directe des exoplanètes dans la bande 800-1400 nm avec une résolution spectrale de $R=15$, en utilisant une caméra MKIDs de 20 000 pixels. L'Université de Santa Barbara envisage à présent de développer un nouvel instrument appelé KRAKENS²² [63] qui sera équipé d'une caméra de 30 000 pixels couvrant une large bande de 320-1350 nm avec une résolution souhaitée de $R=100$ (cf. figure IV-3). Cependant, atteindre cette résolution représente actuellement un des défis majeurs des détecteurs MKIDs.

I.2 Potentielles applications des MKIDs en astronomie optique

Les caractéristiques remarquables mentionnées plus haut feraient de la technologie MKIDs le choix de prédilection pour plusieurs applications astronomiques. Nous citerons [64] :

- *Etude des galaxies naines ultra-pâles* : Au cours des dernières années, des instruments d'observation dans l'infrarouge proche et le visible sophistiqués basés au sol et dans l'espace ont permis d'observer les objets astronomiques sur une large fenêtre spectrale avec un niveau de détail sans précédent. Par exemple, la détection et l'étude des galaxies naines ultra-compactes et ultra-pâles [65], appelées UFD pour Ultra-Faint Dwarfs, intéressent de plus en plus la communauté astronomique. Des informations détaillées sur leurs populations stellaires, leur teneur en métaux (métallicité) ainsi que sur leur âge et masse, permettront de mieux comprendre le processus de formation des galaxies. Du point de vue observationnel, il n'y a aucun doute que dans ces systèmes de faibles intensités, âgés de plus de 10 milliards d'années, les étoiles sont la population dominante [66] et la fraction d'étoiles extrêmement pauvres en métaux, donc très anciens, est beaucoup plus élevée que dans les galaxies naines classiques qui sont plus lumineuses [67]. Les étoiles constituant les galaxies UFD seraient nées entre 1 et 3 milliards d'années après le Big Bang. Pour étudier ces galaxies et établir leurs natures ainsi que leurs populations stellaires, nous avons besoin d'une photométrie ainsi que d'une spectroscopie des étoiles dans une large bande spectrale. Comme mentionné plus haut, les MKIDs sont capables d'effectuer une spectrophotométrie sans le recours à des éléments optiques.

- *Observation et suivi des sources d'ondes gravitationnelles* : La détection en 2017 d'une émission d'ondes gravitationnelles lors de la fusion d'étoiles à neutrons [68] a déclenché une série d'observations permettant de détecter son équivalent électromagnétique [69], ce qui a permis de déduire de nombreuses propriétés importantes du système, y compris son rôle dans la production d'éléments de capture de neutrons [70]. Une caméra MKIDs est bien adaptée pour fournir un spectre basse résolution de ces ondes électromagnétiques, ainsi que de sa galaxie hôte et de toutes les galaxies situées dans son champ de vision. Une telle information sera supérieure à l'observation photométrique obtenue par un instrument utilisant des filtres, car les différents filtres ne peuvent pas être observés en même temps. Toute variation rapide de la luminosité serait perdue.

- *Observations d'événements transitoires* : Grâce à leur rapidité de lecture, les MKIDs permettent d'observer facilement des sursauts gamma, des supernovæ, des novæ et tout type de phénomène transitoire rapide. Comme pour les sources d'ondes gravitationnelles, au moyen de sa résolution temporelle rapide et grâce à sa large couverture spectrale, il sera possible de sonder les variations de luminosité à des échelles de temps jusqu'ici inexplorées pour de tels objets.

L'espace de découverte pouvant être couvert par un tel instrument est très vaste.

- *Mesure du décalage vers le rouge (redshift) des objets à faible intensité* : La détermination du décalage vers le rouge ou redshift, noté z , des objets permet de déduire leur vitesse ainsi que leur distance. Les

²⁰ DARKNESS : DARK-speckle Near-Infrared Energy-Resolved Superconducting Spectrophotometer.

²¹ MEC : Microwave kinetic inductance detector Exoplanet Camera.

²² KRAKENS : Kek Radiometer Array using KID Energy Sensors.

MKIDs qui peuvent couvrir de larges bandes spectrales avec une grande sensibilité sont particulièrement adaptés pour déterminer le redshift des galaxies à faible intensité particulièrement celles présentant de grands redshifts ($z > 7$). Par ailleurs, une caméra MKIDs optique permettra de simplifier grandement les systèmes actuels basés sur l'utilisation d'un grand nombre de filtres tout en augmentant l'efficacité de détection. Il permet en effet de fournir des informations spectrales comparables à celles fournies par des instruments à filtres tel que l'ambitieux projet J-PAS (Java lambre Physics of the Accelerating Universe) [71], qui nécessite 61 filtres.

I. 3 Principales caractéristiques des MKIDs

Dans ce paragraphe, je mettrai davantage l'accent sur les aspects les plus cruciaux qui font actuellement l'objet d'importants travaux de recherche au niveau mondial, et sur lesquelles nous travaillons aussi. Néanmoins, un aperçu plus exhaustif sur les MKIDs peut être trouvé dans [72].

a) Bruits

Bien qu'ils restent plus sensibles que les détecteurs à base de semi-conducteur, les MKIDs peuvent aussi souffrir de bruits extrinsèques et intrinsèques qui empêchent leur sensibilité d'atteindre la limite quantique.

Sources de bruit extrinsèques

Ils sont essentiellement liés, d'une part, à l'électronique de lecture et de conditionnement des signaux appliqués et émanant du détecteur – ils sont de ce fait minimisés grâce à l'implémentation d'une électronique bas bruit et, d'autre part, au bruit de photons causé par la fluctuation de la source observée, dont l'émission est régie par la loi de Poisson.

Sources de bruit intrinsèques

Il existe deux sources de bruit intrinsèques :

- *Bruit de génération/recombinaison* : ce bruit de génération/recombinaison est dû à la fluctuation du nombre des quasiparticules dans un supraconducteur à basse température, détermine la limite théorique de la sensibilité du détecteur. Il est exprimé en puissance équivalente de bruit $NEP_{qp} = 2\Delta\sqrt{N_{qp}/\tau_{qp}}$, où N_{qp} est le nombre des quasiparticules et τ_{qp} est le temps de vie des quasiparticules. Ainsi, un temps de vie élevé et un nombre de quasiparticule réduit, qui peut être atteint grâce à un faible volume de l'absorbeur (c'est-à-dire l'inductance), améliorent la sensibilité des MKIDs.

- *Bruit TLS (Tow Level Systems)* : le bruit TLS apparaît à très basses températures - généralement très inférieure à 1K, dans tout dispositif utilisant des diélectriques, particulièrement ceux qui sont amorphes. Dans les détecteurs de type MKIDs, il est source de bruit excessif [73]. Dans d'autres dispositifs supraconducteurs tels que les circuits quantiques à base de jonctions Josephson, il est responsable de phénomènes de décohérence qui peut perturber grandement leur fonctionnement [74]. Le TLS est généré dans le diélectrique, mais aussi aux interfaces métal/diélectrique. Expérimentalement, ce bruit se manifeste par des pertes diélectriques importantes qui détériorent le facteur de qualité, ainsi que de fluctuations de la constante diélectrique [75], et donc de la valeur de la capacité, induisant des fluctuations aléatoires de la fréquence et un bruit de composante $1/f$. Bien que sa nature microscopique soit encore mal comprise, il existe un modèle [76] pour expliquer les résultats expérimentaux. Ce modèle considère que le désordre intrinsèque d'un matériau amorphe est tel que certains des atomes possèdent deux états d'énergies d'équilibre quasi-identiques. En présence de champs alternatifs externes, ces atomes peuvent alors osciller entre les deux états quantiques par effet tunnel. A des températures suffisamment basses, le tunneling des atomes entre les positions d'équilibres devient important. La minimisation du bruit TLS constitue à lui seul un axe de recherche important dans la communauté des dispositifs supraconducteurs [73-75][77-79]. Plusieurs stratégies pourront être adoptées. Comme présenté plus bas, dans l'objectif de réduire ce bruit, j'ai proposé puis développé avec l'équipe de recherche et développement du GEPI une nouvelle méthode de réalisation de résonateurs qui a été brevetée par le CNRS en 2020 [B2].

b) Résolution en énergie

Le fonctionnement optimal des MKIDs optiques en spectroscopie est actuellement entravé par la faible résolution spectrale mesurée. Elle est en effet de seulement $\sim 8-10$ et demeure d'un ordre de grandeur inférieure à celles prédites par la théorie comme montré dans la figure IV-3. La cause de cette différence n'est toujours pas bien comprise, mais des études menées actuellement à l'Université de Santa Barbara et au JPL indiquent qu'elle serait due, d'une part, aux différents bruits, qu'ils soient générés par l'électronique de lecture ou par le TLS, et d'autre part, aux phonons créés lors de l'absorption des photons par le supraconducteur, qui en s'échappant vers le substrat, causent des fluctuations dans le signal généré.

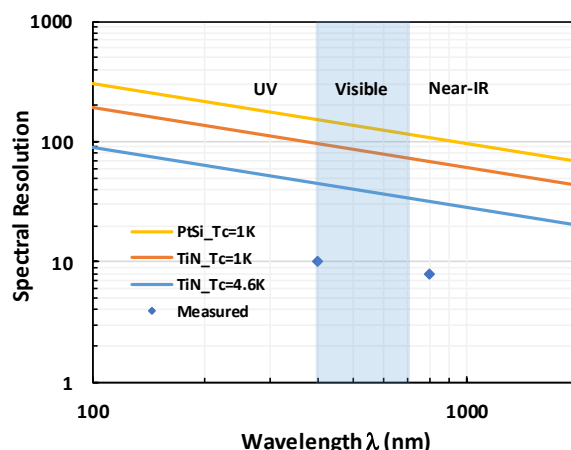


Figure IV-3 : Résolution spectrale théorique (en trait) et mesurée en fonction de la longueur d'onde (points). La résolution théorique est donnée par $R = 1/2.355 \sqrt{\eta h\nu/F\Delta}$, où η est l'efficacité de conversion des quasiparticules qui est typiquement de l'ordre de 0,57, $h\nu$ est l'énergie du photon et F est le facteur Fano généralement égale à 0,2. $\Delta \approx 1.7 \times K_B T_c$ est le gap d'énergie du supraconducteur. Une couche supraconductrice en PtSi permettrait une résolution spectrale théorique de ~ 150 dans la bande visible (400-700nm). Expérimentalement, elle ne dépasse les 10. En fonction de la T_c , le nitrure de titane (TiN) permettrait une résolution spectrale moyenne d'environ 40 et 80 à $T_c=4,6K$ et $1K$, respectivement.

Matériau supraconducteur	T_c (K)	f_c (GHz)
Nitrure de niobium titane (NbTiN)	16	1500
Nitrure de niobium (NbN)	15	1400
Niobium (Nb)	9,2	700
Nitrure de titane (TiN)	1-4,6	90-350
Tantale (Ta)	4,28	350
Aluminium (Al)	1,2	90
Siliciure de Platine (PtSi)	1	70
Hafnium	0,38	40

Tableau IV-1 : Principaux matériaux supraconducteurs des détecteurs dédiés aux applications astronomiques.

Dans l'objectif de réduire le bruit du premier étage d'amplification de l'électronique de lecture, l'Université de Santa Barbara a, par exemple, remplacé le standard amplificateur cryogénique bas bruit (LNA) semiconducteur, à base de transistors HEMT²³, par un amplificateur paramétrique supraconducteur [80] dont le niveau de bruit peut approcher la limite quantique. Ceci a amélioré la résolution spectrale de 6 à environ 9,6 à $\lambda=800$ nm, mais reste toutefois bien inférieure à la valeur théorique attendue de 23. Ainsi, s'approcher des résolutions spectrales théoriques reste actuellement l'un des plus grands défis des MKIDs optiques. Cela doit nécessairement passer par la minimisation du bruit TLS et la réduction de l'effet des phonons. Afin d'atteindre ces deux objectifs, plusieurs stratégies ont été adoptées ou en cours de mis en œuvre comme nous le verrons plus bas.

²³HEMT : High Electron Mobility

II. Développement des détecteurs MKIDs à l'Observatoire de Paris

Comme évoqué plus haut, il s'agit d'une nouvelle technologie à l'Observatoire de Paris. La première étape de l'étude a consisté à choisir, élaborer puis caractériser la couche supraconductrice, qui constitue l'élément clé du détecteur, à partir de laquelle seront réalisés les MKIDs optiques. Le tableau 1 résume les supraconducteurs les plus investigués et utilisés pour réaliser les détecteurs. Pour les applications millimétriques et submillimétriques, bien que leurs performances restent perfectibles notamment en terme de couplage optique entre l'espace libre et les détecteurs, les MKIDs à base d'aluminium ($T_c \approx 1,2$ K) ont d'ores et déjà démontré leur capacité de détection grâce aux projets NIKA (150 GHz et 260 GHz) et DESHIMA (320-474 GHz et 600-975 GHz). Pour les applications autour de 1 THz et au-delà, les supraconducteurs NbN et NbTiN seraient les plus appropriés. L'intérêt de ces matériaux qui se caractérisent par des températures critiques plus élevées ($T_c \approx 15$ K), se situe aussi dans la possibilité de refroidir les détecteurs sans recourir aux cryostats subkelvin, ouvrant la voie à des applications autres qu'astronomiques tels que la sécurité [81]. En effet, sachant que les MKIDs commencent à fonctionner de manière optimale lorsqu'ils sont refroidis à $T < T_c/8$, les cryostats permettant la descente à froid jusqu'à quelques K sont techniquement matures et beaucoup plus faciles à déployer que les cryostats subkelvin. Nous citerons aussi les matériaux supraconducteurs à très haute température critique comme le MgB_2 ($T_c \approx 38$ K) [82] et l' $YBCO$ ($T_c \approx 85$ K) [83] à partir desquels des MKIDs ont déjà été réalisés. De manière générale, la plupart des matériaux supraconducteurs déjà éprouvés dans les applications astronomiques, sont l'héritage des développements de détecteurs submillimétriques et THz (SIS, HEB, TES, SNPD²⁴), qui ne conviennent pas pour la réalisation des résonateurs, particulièrement de l'absorbeur, des MKIDs optiques. Par exemple, la faible inductance cinétique de l'aluminium et du niobium, les rend particulièrement inadaptés à cause des difficultés de dimensionnement des résonateurs. Quant aux NbTiN et NbN, ils se caractérisent par des temps de vie de quasiparticules trop courts [84][85]. Toutefois, le Nb ou le NbTiN qui présentent de très faibles pertes RF, sont idéales pour réaliser les lignes de lecture ainsi que les plans de masse des MKIDs.

Supraconducteurs pour les MKIDs optiques

La mise en œuvre et l'étude de nouveaux matériaux constituent, actuellement, à eux seuls un axe de recherche important pour atteindre les performances ultimes dans cette gamme de longueurs d'ondes que sont l'optique et l'infrarouge proche. Trois matériaux supraconducteurs sont en cours d'études : le nitrure de titane (TiN), le siliciure de platine (PtSi) et le hafnium. Le nitrure de titane (TiN) est obtenu par nitruration du titane. Son inductance cinétique, qui peut être élevée, ainsi que sa température critique peuvent être ajustées, respectivement, entre 40 et 8 $\mu H/\square$, et 0,25 et 4,6 K, en fonction de la quantité d'azote injecté dans la chambre de dépôt. Les premiers MKIDs réalisés en TiN par le JPL en 2010 [86], ont démontré des performances très prometteuses, en termes de qualité intrinsèque de la résonance – des facteurs de qualité $>10^7$ ont été reportés, et de sensibilité. Il présente néanmoins un inconvénient qui peut grandement nuire à la réalisation des grandes matrices. En effet, la couche de TiN déposée peut présenter une inhomogénéité dans la température critique, et par conséquent, dans l'inductance cinétique, conduisant in fine à l'apparition de chevauchements et de collisions entre les résonances. Afin d'y remédier, l'Université de Santa Barbara a récemment développé des MKIDs à base de supraconducteur en PtSi [87-88] puis en hafnium [89-90] qui paraissent très prometteurs mais qui toutefois nécessitent la mise en œuvre soit de nouveaux procédés de fabrications (le cas du PtSi) ou de moyens de refroidissement spécifiques – la très faible température critique du hafnium requiert l'emploi de cryostat très basse température pour descendre jusqu'à environ 15 mK. Comme présenté plus bas, afin de mettre en œuvre nos propres géométries, nous avons pour le moment opté pour le TiN. La première caractérisation réalisée était la mesure de la température critique en fonction des conditions de dépôt. La figure IV-4 présente un exemple de l'évolution de la température critique de nos couches TiN en fonction du débit d'azote. Il sera possible d'améliorer l'homogénéité du supraconducteur en réalisant des multicouches de Ti/TiN comme démontré par [91].

II. 1 LEKIDs à capacité parallèle à diélectrique

a) Intérêt et concept

²⁴SNPD : Superconducting Nanowire Photon Detector.

Dans l'infrarouge proche et le visible, typiquement entre $\lambda=0,4$ et $1,6 \mu\text{m}$, la géométrie classique des LEKIDs où la capacité interdigitée peut couvrir jusqu'à 90 % de la surface totale des résonateurs ne permet pas de définir des pixels en dessous d'une certaine taille. A titre d'exemple, la taille des résonateurs développés par l'Université de Santa Barbara est typiquement de l'ordre de $120 \times 120 \mu\text{m}$ résonant dans la bande 4-8 GHz. A la fréquence de résonance de 1 GHz, la taille devient $500 \times 500 \mu\text{m}$. Ceci est préjudiciable pour de nombreuses applications astronomiques et astrophysiques car les grands pixels conduisent à de faibles résolutions spatiales. Afin de réduire la taille des pixels tout en maintenant leurs fréquences de résonance suffisamment basses, qui soient à la portée d'une électronique de lecture simplifiée et peu coûteuse, nous avons remplacé la capacité interdigitée par une capacité à électrodes parallèles séparées par un diélectrique présentant une forte constante diélectrique ($\epsilon_r > 10$). Comme présenté dans l'article reproduit ci-dessous, la nouvelle géométrie permet de réduire jusqu'à 9 fois la taille du pixel. Toutefois, cette solution qui, au premier abord, semble séduisante et facile à mettre en œuvre a soulevé plusieurs difficultés telles que le couplage résonateur/ligne de lecture et la capacité de

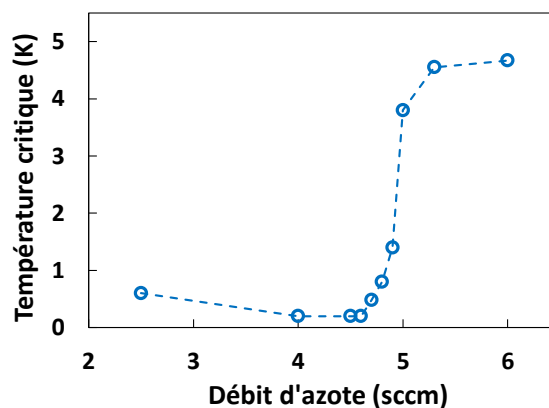


Figure IV-4 : Evolution de la température critique en fonction du débit d'azote des couches minces de TiN. Les mesures de la T_c ont été réalisées avec la méthode de mesure 4-points par Manuel Conzales au centre atomique en Argentine et Nicolas Bergeal de l'ESPCI de Paris.

multiplexage. Cependant, la principale difficulté concerne le choix et la mise en œuvre du diélectrique de la capacité qui comme évoqué plus haut peut favoriser davantage le bruit TLS. Après des premiers essais infructueux avec le SiO_2 , le seul diélectrique disponible à l'Observatoire de Paris, nous avons utilisé une couche d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) de 25 nm d'épaisseur déposée par la technique de croissance ALD²⁵ à l'Ecole Normale Supérieure de Paris. Cette technique s'est avérée très concluante puisque nous avons réussi à obtenir des résonateurs présentant un fort facteur de qualité ($> 10^5$), comparables à ceux habituellement obtenus avec les capacités interdigitées. Deux raisons concourent à expliquer ces bons résultats. La première concerne la qualité de la couche d' Al_2O_3 déposée par ALD qui se caractériserait par de faibles défauts. La seconde serait le bruit TLS qui voit son effet affaibli lorsqu'il est saturé par le signal de lecture appliqué. A noter que notre étude sur les détecteurs avec les capacités parallèles a coïncidé avec celle de l'Université de Santa Barbara [92] qui cherche aussi à développer cette géométrie pour ses propres applications. Elle n'a cependant pas encore abouti.

b) Caractérisation des MKIDs à capacité parallèle à diélectrique

Après refroidissement des LEKIDs à 70 et 300 mK, les résonances sont excitées et mesurées à travers la ligne CPW à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel. La caractérisation consistait d'abord à mesurer la transmission directe $S_{21}(f)$ pour estimer les facteurs de qualité. 96 résonances sur 100 exhibant des facteurs de qualité intrinsèques $> 10^5$ ont été observées dans la bande passante optimisée, entre 0,996 et 1,27 GHz. Ces résultats illustrent la précision des méthodes de conception et d'optimisation mises en œuvre ainsi que la maîtrise du procédé de fabrication. Afin de démontrer que les KIDs sont capables de détecter des photons dans le visible et l'infrarouge proche, nous les avons éclairés avec deux LEDs : une

²⁵ALD : Atomic Deposition Layer.

LED émettant une lumière blanche avec une intensité maximale à $\lambda=450$ nm et une LED monochromatique émettant dans l'infrarouge proche à $\lambda=860$ nm. L'éclairement avec les deux LED ont provoqué un décalage vers les basses fréquences, accompagné de la réduction de la profondeur des 96 résonances observées (cf. figure IV-6). Ces mesures ont démontré la capacité de nos résonateurs LEKIDs à détecter des photons dans la gamme de longueurs d'onde qui nous intéresse, à savoir l'infrarouge proche et le visible. Nous avons aussi caractérisé le temps de vie des quasiparticules τ_{qp} . Ce dernier traduit le temps moyen nécessaire aux quasiparticules de se recombinaison en paires de Cooper après absorption des photons. Il s'agit d'un paramètre important qui, d'une part, influe sur la sensibilité du détecteur à travers le bruit de génération/recombinaison et, d'autre part, détermine la dynamique de détection du détecteur. En effet, afin d'augmenter la sensibilité (en diminuant le bruit de génération/recombinaison), un τ_{qp} élevé est donc préconisé.

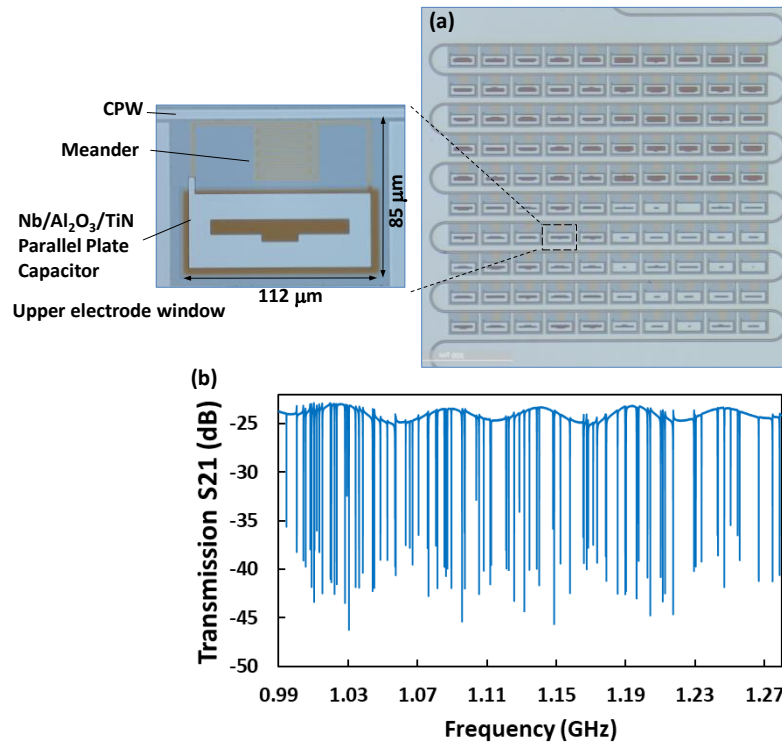


Figure IV-5 : (a) Image prise au microscope optique de la matrice LEKIDs de 10×10 pixels (thèse de S. Beldi). (b) Paramètre de transmission S_{21} de la ligne d'alimentation CPW montrant 96 résonances sur 100 à 72 mK mesurées avec une puissance de $P_f = -105$ dBm. b) Résonance isolée à $f_0 = 1,009$ GHz avec $Q_{i_max} \sim 378\,000$ lorsqu'une puissance sur la ligne d'alimentation de $P_f = -90$ dBm est appliquée [64].

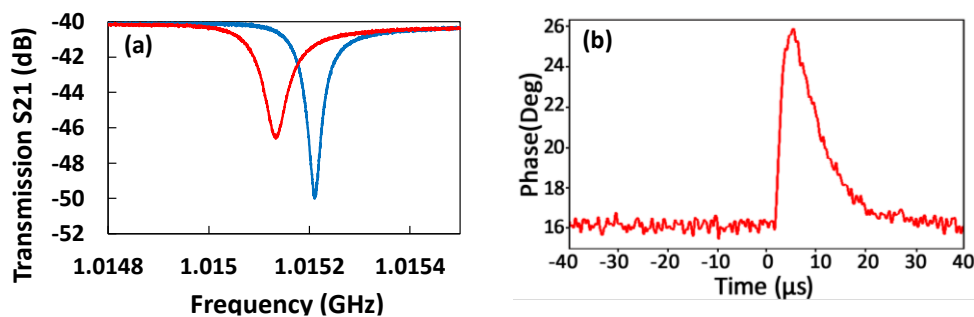


Figure IV-6 : (a) Une des résonances ($f_0 = 1,0152$ GHz, $Q_i \sim 50\,000$, $Q_c \sim 17\,400$) lorsque le réseau est éclairé par une LED monochromatique de 890 nm, ce qui entraîne un décalage fréquentiel jusqu'à $\Delta f \sim 100$ kHz. (b) Réponse temporelle de la phase du détecteur, suite à l'éclairement, permettant d'estimer le temps de vie des quasiparticules (mesures réalisées à l'APC par Jie Hu) [64].

Cependant, il doit être suffisamment faible pour qu'après la détection d'un premier flux de photons, le détecteur revienne suffisamment vite à son état d'équilibre pour qu'il puisse détecter un nouveau flux. Par ailleurs, dans les systèmes de lecture actuels les plus performants, la vitesse de comptage de photons n'est plus limitée par l'électronique, généralement à base de FPGA, mais par le temps des quasiparticules. La figure IV-6 montre le changement de la phase dans le domaine temporel causé par l'impulsion de $1 \mu\text{s}$ d'un des détecteurs. Elle est dans notre cas estimée à $13 \mu\text{s}$. Elle est du même ordre de grandeur que celui rapporté par les chercheurs de JPL NASA qui ont développé des LEKIDs à base de capacité interdigitée en TiN ayant une T_c (4,6 K) similaire [86]. La hauteur de pulsation de phase est proportionnelle à l'énergie des photons absorbés. Davantage de détails sur ce développement peuvent être trouvés dans l'articles ci-dessous. La caractérisation en bruit de ce type de MKID, qui ne figure pas dans cet article, fera l'objet d'un chapitre présenté plus bas.

Davantage de détails sur ce développement peuvent être trouvés dans l'article ci-dessous.



High Q-factor near infrared and visible Al₂O₃-based parallel-plate capacitor kinetic inductance detectors

SAMIR BELDI,^{1,6} FAOUZI BOUSSAHA,^{1,7} JIE HU,² ALESSANDRO MONFARDINI,³ ALESSANDRO TRAINI,² FLORENCE LEVY-BERTRAND,³ CHRISTINE CHAUMONT,¹ MANUEL GONZALES,⁵ JOSIANE FIRMINY,¹ FLORENT REIX,¹ MICHAEL ROSTICHER,⁴ SHAN MIGNOT,¹ MICHEL PIAT,² AND PIERCARLO BONIFACIO¹

¹GEPI, Observatoire de Paris, PSL Université, CNRS, 75014 Paris, France

²APC, Université de Paris Diderot, 75013 Paris, France

³Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut Néel, 38000 Grenoble, France

⁴Ecole Normale Supérieure, 45 Rue d'Ulm, 75005 Paris, France

⁵Centro Atómico Bariloche, S.C. de Bariloche (8400), Argentina

⁶Samir.Beldi@obspm.fr

⁷faouzi.boussaha@obspm.fr

Abstract: We designed, fabricated and characterized parallel-plate capacitor lumped-element kinetic inductance detectors (LEKIDs) to operate at near-infrared and optical wavelengths (0.3–1 μm). The widely used interdigitated capacitor is replaced by a parallel-plate capacitor which, for a given resonance frequency, has a larger capacitance value within a much smaller space allowing to strongly reduce the size of the pixels. The parallel-plate capacitor LEKID array comprises 10×10 pixels. The inductive meander is patterned from stoichiometric 52 nm-thick TiN film ($T_c \approx 4.6$ K). The parallel-plate capacitor is made of a TiN base electrode, Al₂O₃ dielectric and Nb upper electrode. More than 90 resonances out of 100 within the 0.994–1.278 GHz band were identified. The resonances exhibit internal Q-factors up to $\sim 370\,000$ at 72 mK. The array was illuminated using a white light and 890 nm monochromatic near infrared LEDs. The estimated quasiparticle lifetime is $\tau_{qp} \approx 13$ μs .

© 2019 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

1. Introduction

Over the past 10 years, significant progress has been made in the implementation of visible and near infrared LEKID [1–3] in order to build high-performance instruments for astronomical applications [4,5]. As reported elsewhere [6], the LEKID which typically consists of an interdigitated capacitor shorted by a meandered inductive line, is the most suitable in the visible and near infrared [1,2]. The meander features a unique geometry and it is optimized to act as an efficient photon absorber. The interdigitated capacitor is sized to tune the LEKID resonance frequency within the available band of the readout electronics system. The capacitor size should be large enough to maintain a low resonance frequency, typically a few GHz, which can be easily measured with inexpensive and easy-to-use readout electronics. However, for the classical designs, the interdigitated capacitor can cover up to 90% of the overall pixel surface. This is detrimental for many astrophysical applications as it leads to large pixels and a very low fill factor. The former calls for fast optics to achieve an important transverse magnification or the use of dithering to properly sample the PSF (Point Spread Function) [7] so high spatial resolution can be achieved and strongly limits the number of pixels in the detector. The latter can be partially solved by the introduction of a micro-lens array. Both compromise the performance of visible to near-infrared LEKIDs, which are intrinsically fast and cover a wide wavelength range, and pose optical design challenges for the instrument hosting the detector.

It is hence desirable to reduce the pixel size in LEKIDs typically from hundreds to a few tens of μm .

In this paper, in order to achieve a smaller pixel size, we develop the parallel-plate capacitor LEKID that uses a high dielectric constant material such as Al_2O_3 ($\epsilon_r \approx 10$) [8]. The parallel-plate capacitor geometry is expected to have another advantage: according to the theoretical model developed by J. Gao et al. [9], it should be possible to increase the detector's sensitivity by reducing the two level systems (TLS) effect usually observed in LEKIDs thanks to the high electric field which can be set inside the parallel-plate capacitor through the power driving the resonators [10]. Indeed, as reported elsewhere [9,11], TLS generate an intrinsic excess noise at the metal/dielectric interface as well as in the bulk substrate that alters the resonance's quality factor and the sensitivity.

2. Design

For comparison, Fig. 1 shows the sketch of the parallel-plate capacitor LEKID along with an interdigitated capacitor LEKID which uses the same meander and is designed to resonate at the same frequency. Thus, the parallel-plate capacitor which features a larger capacitance occupies a much smaller space allowing to reduce the size of pixels.

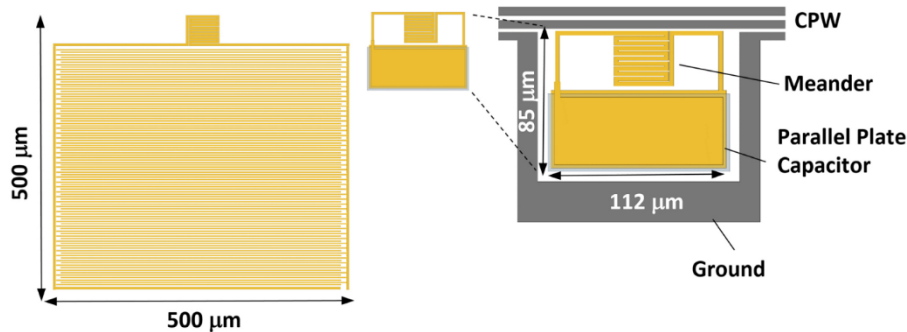


Fig. 1. (Left) Sketch of a classical interdigitated capacitor-based LEKID and (right) our parallel-plate capacitor based LEKID. For comparison, both use the same meander and are designed to resonate at the same frequency of 0.942 GHz. At this frequency, a parallel-plate capacitor LEKID using a 25 nm-thick Al_2O_3 dielectric allows to strongly reduce the size of pixels by a factor 26.

As shown in Fig. 1, LEKID consists of a TiN meandered inductor in parallel with a parallel-plate capacitor, inductively coupled to a 50Ω CPW feedline. The TiN kinetic inductance per square is calculated using the Mattis-Bardeen relationship $L_k = \hbar \rho / \pi \Delta(T) t$ where \hbar is the reduced Planck constant, t is the thickness, ρ is the resistivity measured before the superconducting transition and $\Delta(T) \approx 1.72 k_B T_c$ is the superconducting energy gap. To achieve best performances, LEKIDs must be cooled below typically $T_c/8$ [12]. At the beginning of this study, because of the limitations of the available fridge which could be cooled down below 300 mK, we chose stoichiometric TiN films of $T_c \sim 4.6$ K with resistivity $\rho \sim 140 \mu\Omega \cdot \text{cm}$. These values were extracted using 4-point probe measurements. Thus, a TiN film 52 nm thick yields a sheet kinetic inductance of $L_{k\Box} \sim 8$ pH/ \Box . To achieve efficient detection between 0.3 and 1 μm , we set the meander strip width and the gap between strips to respectively $w_m = 2.5 \mu\text{m}$ and $0.5 \mu\text{m}$ [1]. This would lead to a maximum quantum efficiency of about 17% at 380 nm-wavelength as reported by B. Mazin et al. [4]. The meander is connected to the parallel-plate capacitor through two arms. The resonators are designed to resonate within the available readout frequency band of 1-2 GHz. For an inductive strip, including arms, of $l_m = 523 \mu\text{m}$ -length, we expect a total kinetic inductance of $L_k = L_{k\Box} \times l_m / w_m \approx 1.7$ nH and a geometric inductance [13] of $L_{geo} \approx 0.22$ nH yielding a fractional kinetic inductance of $\alpha_{T_c \approx 4.2\text{K}} = L_k / (L_{geo} + L_k) \approx 0.88$. α close to unity guarantees a high sensitivity; hence our interest in an even larger

kinetic inductance which is achieved at lower critical temperatures (a T_c around 0.8-1 K is usually chosen [1–3]). Another important reason for using large kinetic inductance values is related to the readout frequencies which, according to $f = 1/2\pi(LC)^{0.5}$, should be as low as possible to facilitate the implementation of the readout electronics. Thus, at $T_c = 1$ K, the calculated sheet kinetic inductance and total kinetic inductance are ~ 40 pH/ \square and ~ 8.36 nH, respectively, leading to $\alpha_{T_c \approx 1K} \approx 0.97$. As demonstrated below, the large capacitance of the dielectric parallel-plate capacitor will offer an opportunity to maintain low readout frequencies despite the use of a rather low value of L_k , with a sensitivity probably lower but still satisfactory as $\alpha_{T_c > 1K}$ remains close to unity. Moreover, as stoichiometric TiN's critical temperature would be more homogenous than the sub-stoichiometric [14,15] one over a large substrate area, we expect a more accurate frequency positioning and less frequency collisions.

The parallel-plate capacitor consists of two $L \times w = 40 \times 100$ μm superconducting electrodes separated by a thin Al_2O_3 dielectric layer. To tune the frequency resonance, as shown in Fig. 4, we reduce the upper electrode's area by removing tiles of of $S_N = N \times 4 \times 4$ μm^2 where N is the pixel's number. By comparison, for the interdigitated capacitors, the frequency is usually tuned by changing the length of one or several micro-strips. As a first demonstrator, we devised an array comprising 10×10 pixels (i.e., $N = 0$ to 99). Thus, the value of capacitance can be calculated as follows:

$$C_N = \varepsilon_0 \varepsilon_r (S_F - S_N) / d \quad (1)$$

where $S_F = L \times w$ is the full electrode area and d is the dielectric's thickness. We obtain thus capacitances between 14.16 and 8.55 pF, whereas it is difficult to realize capacitances larger than 1 pF with the classical planar interdigitated capacitor geometry [10]. This yields a capacitance per unit area C_s of 3.54 fF/ μm^2 for the parallel-plate capacitor and 0.056 fF/ μm^2 for the interdigitated capacitor. Using:

$$f_N = 1/2\pi \sqrt{C_N (L_k + L_{geo})} \quad (2)$$

this results in a readout frequency band of 0.965-1.242 GHz and a frequency spacing Δf_{res} ranging from 1.93 MHz between the first two resonators up to 4.13 MHz between the last two. The frequency resonance spacing is not quite constant as $\Delta f_N \propto 1/(\Delta S_N)^{0.5}$. For the same resonance frequency of around 1 GHz, the parallel-plate capacitor LEKID pixel size is 112×85 μm , whereas it is around 500×500 μm if the interdigitated capacitor is used while maintaining the same meander.

In order to improve the RF coupling between the resonator and the 50 Ω niobium coplanar waveguide (CPW) feedline, we remove the ground plane on this side of the pixel over its whole length. The meander is 1.5 μm away from the 2 μm -width CPW central line. This does not affect the performance of the feedline as the length of the portion removed is much smaller than the RF readout's wavelength. In addition, the arms which are defined along the central line at the same distance (i.e., 1.5 μm), replace almost entirely the removed ground, thus contributing to optimizing the RF coupling between the feedline and the pixel as shown by the simulations in Fig. 2. They show the simulated forward transmission S_{21} response of the feedline as well as the current density within the parallel-plate capacitor LEKID with a full upper electrode using the electromagnetic simulation package SONNET [16]. The simulated internal and coupling quality factors are $Q_i \approx 600\,000$ and $Q_c \approx 40\,000$, respectively. As calculated using Eq. (2), it resonates at 0.946 GHz which is the lowest frequency of the array. The current distribution shows that the coupling is done thanks to the meander and arms.

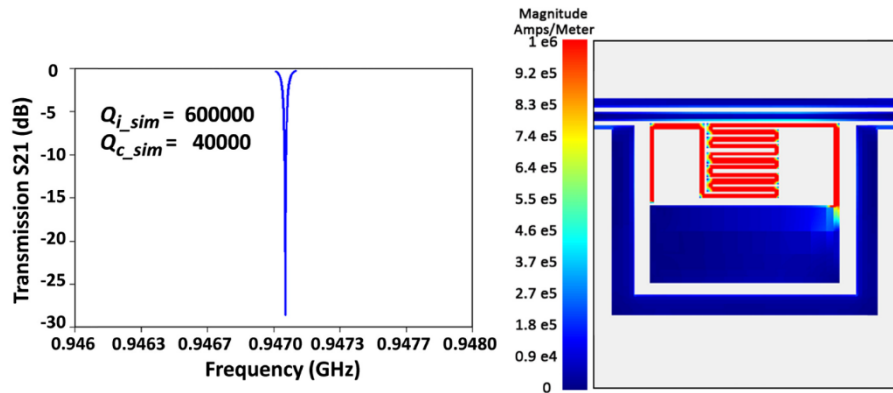


Fig. 2. SONNET simulation of a parallel-plate capacitor based LEKID with a full upper electrode. The left panel presents the forward transmission (S_{21}) signal of the $50\ \Omega$ feedline showing the LEKID resonance at 0.947 GHz. The right panel shows the current density within the meander along with the parallel-plate capacitor. The current is almost entirely confined in the meander.

3. Fabrication

The sketch in Fig. 3 depicts our sequence of the fabrication of LEKIDs which use sputter deposition, 320 and 360 nm UV lithography as well as lift-off techniques.

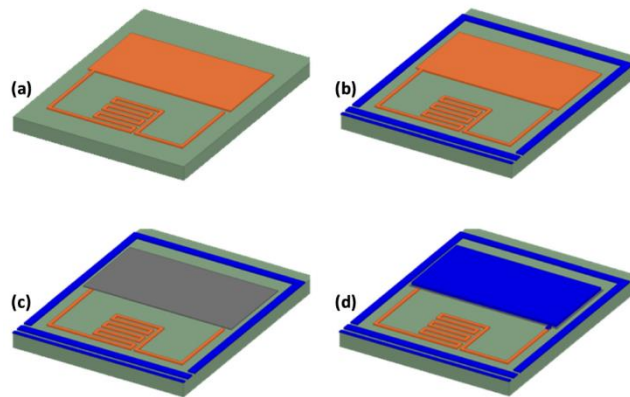


Fig. 3. LEKID fabrication sequence which consists in (a) TiN meander and bottom electrode deposition. The TiN layer is deposited at a rate ~ 1 nm/s using Ar and N_2 flow rates of respectively 50 sccm and 6 sccm at a total pressure of 0.6 Pa with a 700 W DC power. These deposition conditions lead to a desired T_c of ~ 4.6 K. (b) Nb feedline and ground plane deposition. The Nb layer is deposited using a 50 sccm Ar flow rate, 1.1 Pa total pressure and 500 W DC power. (c) Al_2O_3 dielectric deposition using an atomic layer deposition technique. (d) Nb top electrode deposition using the same parameters as for the CPW feedline. Before each deposition, the substrate is cleaned for 2 min with a 50 sccm Ar flow rate, 1.1 Pa total pressure and 50 W RF power. TiN and Nb are deposited in a sputtering system equipped with a high vacuum load-lock and 6-inch (Ti, Nb) targets. A base pressure of $\sim 2.8 \times 10^{-8}$ mbar is reached before deposition. The substrate is positioned at 80 mm from the target.

All the superconducting layer/silicon substrate depositions are done with a background pressure below 3×10^{-8} mbar. Interface is crucial to achieving high quality resonances, we paid particular attention to substrate cleaning. We used 50 mm diameter and 280 μm -thick high resistivity silicon substrate (>15 k $\Omega\cdot\text{cm}$) cleaned using a process based on hydrofluoric acid (HF). The fabrication process starts with the patterns of TiN 52 nm-thick inductive meanders, for the lower rectangular electrodes followed by those of the niobium (Nb) 100 nm-thick CPW

feedline. Compared to TiN, Nb has a lower surface impedance making it easier to build the 50Ω feedline [1]. The use of 320 nm UV allowed us to easily achieve $0.5 \mu\text{m}$ spacing within the meander. The 52 ± 2 nm-thick TiN layer is deposited at a rate ~ 1 nm/s using Ar and N_2 flow rates of respectively 50 and 6 sccm at a total pressure of 0.6 Pa with a 700 W DC power. These deposition conditions lead to the desired T_c of ~ 4.6 K (i.e stoichiometric TiN layer). The niobium is deposited using a 50 sccm Ar flow rate, 1.1 Pa total pressure and 500 W DC power. The 25 ± 1 nm-thick Al_2O_3 layer is then deposited using ALD technique (Atomic Layer Deposition) at a rate of 0.166 nm/min allowing to achieve a compact and thin layer with a high accuracy on the thickness. During the deposition, the temperature of the substrate is raised to 175°C . The Al_2O_3 layer is then patterned into rectangular panels by optical lithography followed by a wet etching process. Finally, the 100 nm-thick Nb upper electrode is deposited using the same parameters as the CPW feedline. Note that, right before each deposition, the substrate is cleaned with RF argon plasma in the sputtering machine. This is particularly important to ensure, on the one hand, the cleanest base electrode surface before the dielectric deposition and, on the other hand, the best electrical contact between meanders and upper electrodes.

4. Experimental results

4.1 Resonances in dark

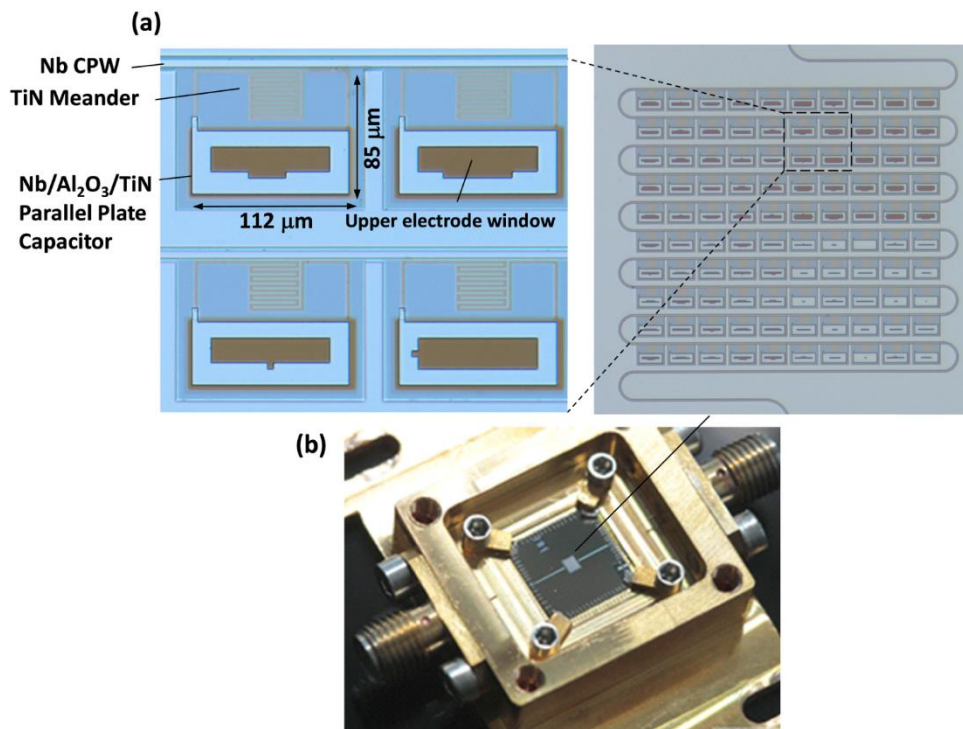


Fig. 4.(a) Optical microscope picture of the 10×10 pixel array and zoom-in picture of four pixels. Upper electrodes feature different window sizes to tune the resonance frequency. (b) Parallel-plate capacitor array mounted in a gold-plated copper box and wire-bonded to two 50Ω SMA connectors.

Figure. 4 shows the fabricated 100-pixel array which is mounted and Al-wire-bonded to two 50Ω SMA connectors in a gold-plated copper box and cooled down to 300 and 72 mK by means of two different fridges. The 300 mK fridge which is equipped with a LED is used to illuminate the array and perform the first photometric measurements. The 72 mK fridge is used

to estimate quality factors as a function of the feedline power. The resonance patterns are recorded using a vector network analyzer. Figure 5 shows the forward transmission of the feedline where 96 resonances out of 100 were observed within a 284 MHz bandwidth between 0.994 and 1.278 GHz at 72 mK. The band is very close to the one calculated and simulated. Furthermore, the resonances are distributed almost as expected over the fixed readout bandwidth. As designed, we can note a tight frequency spacing Δf_{res} at the lower end of the band which progressively widens towards the upper end. We measured an average Δf_{res} of ~ 2 MHz for the first ten resonances and ~ 5 MHz for the last ten. We also observed only 5 frequency overlaps. These results demonstrate that uncertainties on and dispersion of fabrication parameters values, with respect to the design are small and well controlled, particularly concerning the Al_2O_3 and TiN layers. As shown by the histograms in Fig. 6, the internal quality factors range from $Q_{i,min} \sim 4 \times 10^4$ to $Q_{i,max} \sim 2.8 \times 10^5$ with an average of $Q_i \sim 1.6 \times 10^5$ when a power on the feedline of -100 dBm is applied. This translates into a loss tangent $\tan \delta_i = 1/Q_i$ between $\sim 2.5 \times 10^{-5}$ and $\sim 3.7 \times 10^{-6}$ with an average of $\sim 6.6 \times 10^{-6}$. The measured coupling factors are between $Q_{c,min} \sim 9.4 \times 10^3$ and $Q_{c,max} \sim 6.6 \times 10^4$ with an average of $Q_c \sim 2.8 \times 10^4$. The total quality factor is $Q_T = 1/(Q_i^{-1} + Q_c^{-1}) \approx 2.38 \times 10^4$ approaching Q_c .

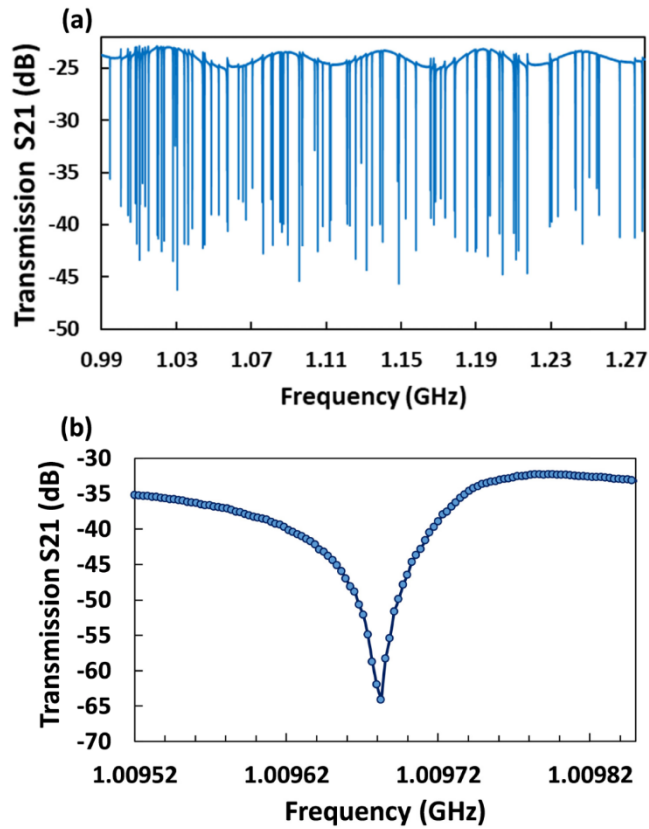


Fig. 5. (a) Forward transmission S_{21} of the CPW feedline showing 96 resonances out of 100 at 72 mK measured with a power on the feedline of $P_f = 105$ dBm. (b) Isolated resonance at $f_0 \approx 1.009$ GHz with $Q_{i,max} \approx 378\,000$ when a feedline power of $P_f = -90$ dBm is applied.

These results approach those achieved with dielectrics known to be low loss such as the single crystal silicon [17] and amorphous hydrogenated silicon nitride (a-SiN_x:H) [18] or even vacuum parallel-plate capacitor [19]. Moreover, similar results are obtained with optical planar interdigitated capacitor LEKIDs we made using the same fabrication process. At a lower

feedline power of -110 dBm, the average Q_i decreases down to $\sim 0.94 \times 10^5$ whereas it increases up to $\sim 2.1 \times 10^5$ at a higher power of -90 dBm. As reported by G. Coiffard et al. [10], the improvement of the quality factor with the feedline power is probably due to the higher electrical field between the capacitor plates reducing TLS by saturation. However, further investigation is needed to quantify the feedline power dependence of Q_i in the parallel-plate capacitor compared to the interdigitated geometry.

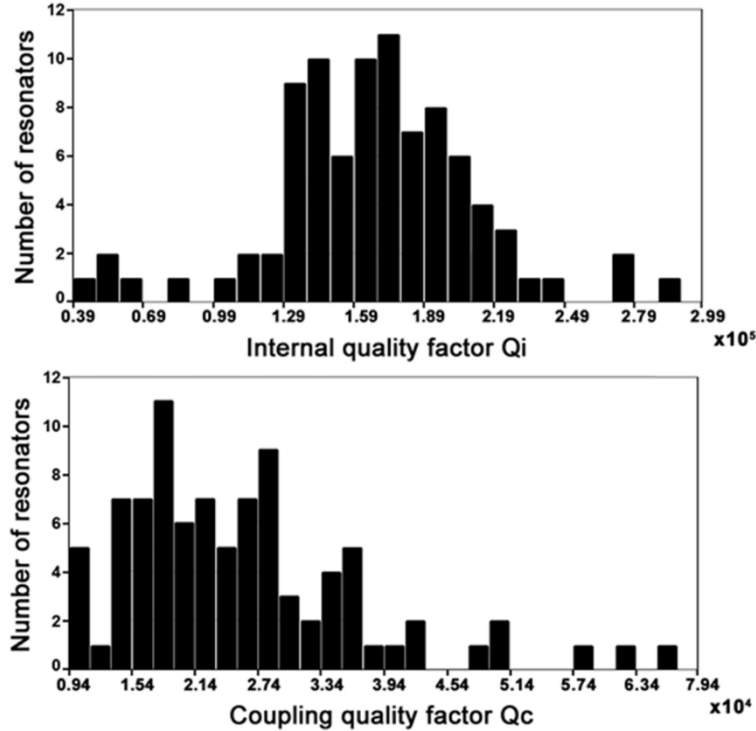


Fig. 6. Histograms of internal Q_i (top) and coupling Q_c (bottom) quality factors for 91 resonators out of 100. Q_i and Q_c are obtained by fitting the resonance plots. The power on the feedline is $P_f = -100$ dBm.

4.2 Illuminated resonances

To assess whether our LEKIDs can detect near infrared and visible photons, we illuminated the array using a 890 nm monochromatic near infrared and a white light LEDs in the 300 mK fridge. No lens was used. The LEDs were placed at a distance of 10 mm from the array on the 300 mK stage. As shown in Fig. 7(b), switching on the monochromatic LED causes a shift towards lower frequencies as well as a reduction in depth of all the observed resonances. The same behavior is observed with the visible LED. The arrival of a photon on a given pixel can be detected by this change in frequency and depth of the resonance. Since, we do not have access to the calibrated LED radiant powers at such a low temperature, these measurements are qualitative and did not allow us to deduce noise equivalent power (NEP) which should be done in a cryostat equipped with an optical fiber. We also estimated the quasi-particle lifetime τ_{qp} using an experimental setup shown in Fig. 7(a) based on homodyne detection [20]. The quasiparticle lifetime is estimated by probing the transmission signal phase in the time domain when the array is illuminated by the monochromatic LED which is modulated by a 1 kHz pulse with $1\mu\text{s}$ width generated by a pulse generator. As shown in Fig. 7(c), the estimated quasiparticle lifetime is $\tau_{qp} \approx 13 \mu\text{s}$ which is consistent with experimental results reported

elsewhere [21] using interdigitated capacitor LEKIDs with stoichiometric TiN. Longer lifetimes are expected using sub-stoichiometric TiN films ($T_c \sim 1$ K).

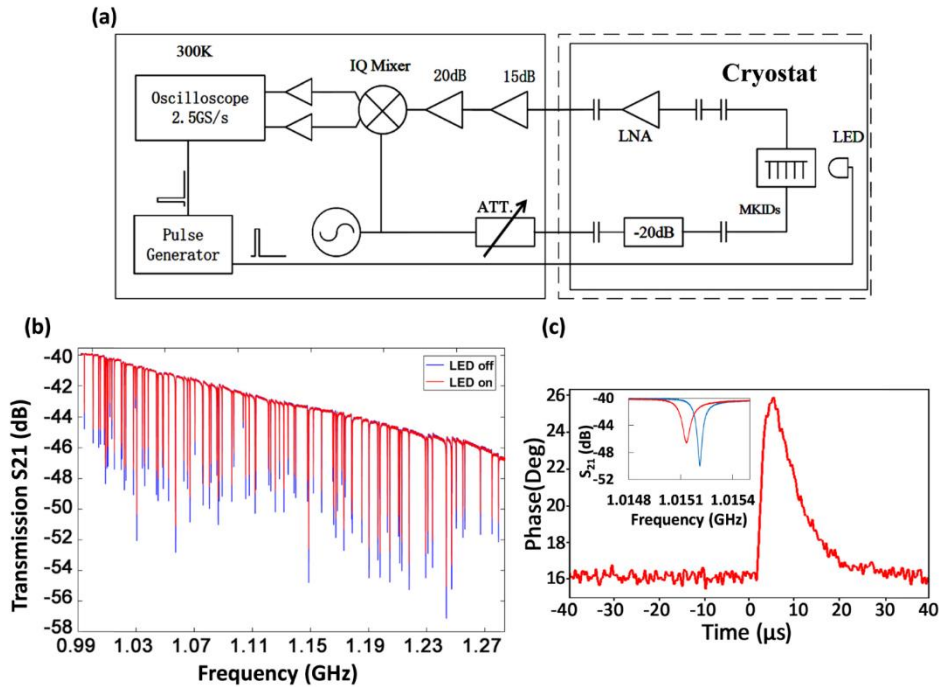


Fig. 7. (a) Layout of the cryogenic test bench used to estimate the quasiparticle lifetime with our parallel-plate capacitor LEKIDs. It operates as follows: a 17 dBm signal generated by a local oscillator (LO) is attenuated to -80 dBm using a voltage-controlled attenuator and a -20 dB attenuator before reaching the LEKIDs into the 300 mK fridge. The signal modified by the resonators is then amplified by a 30 dB-gain cryogenic low noise amplifier (a Narda-MITEQ amplifier) and two room temperature amplifiers that feature a total gain of 35 dB. The amplified signal is then mixed with the reference signal (the LO signal) and down converted to a DC signal by an IQ Mixer in order to extract the amplitude and phase. These two components are amplified then digitalized by an oscilloscope at a 2.5 GSPS/s sample rate. (b) All resonances illuminated with a 890 nm monochromatic LED at 320 mK when a feedline power of around -80 dBm is applied. At this temperature, the average internal quality factors decrease to $\sim 8.7 \times 10^4$ with a maximum of $\sim 1 \times 10^5$. The slope is due to the readout system. (c) Quasiparticle lifetime estimate. The inset shows one of the resonances ($f_0 = 1.0152$ GHz, $Q_i \approx 50\,000$, $Q_c \approx 17\,400$) when the array is illuminated by the 890 nm monochromatic LED leading to a frequency shift up to $\Delta f_0 \approx 100$ kHz. The low Q_i compared to the average value at 320 mK is due to the high power (around -80 dBm) on the feedline.

5. Conclusion

In conclusion, we demonstrated the technology to build arrays of Al_2O_3 -based parallel-plate capacitor LEKIDs. The resonators which were successfully frequency multiplexed thanks to the change of the upper electrode area, featured high quality factors ($>10^5$). We think that this is probably due, on the one hand, to the low amount of defects in the Al_2O_3 layer deposited by atomic layer deposition, and on the other hand, to a weaker TLS noise saturated by the high power applied on the feedline. For a given frequency readout bandwidth, compared to the interdigitated capacitor geometry, the use of the parallel-plate capacitor allows to significantly reduce the size of optical LEKIDs resonating at rather low frequencies (~ 1 -1.3 GHz). Perspectives include, the use of sub-stoichiometric TiN with a lower T_c (~ 1 K instead of 4.6 K), and thus a larger kinetic inductance which will yield lower resonant frequencies (< 1 GHz) with better performance, particularly in terms of sensitivity. This will significantly facilitate

the implementation of the readout electronics. Beyond astronomy, the low loss Al_2O_3 -based superconducting resonators achievement would also be great interest to other superconducting circuits such as quantum bits [22] and quantum memories.

Funding

l'Ecole Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France (ED127) and PSL-Paris Observatory.

Acknowledgments

We thank Jean-Pierre Aoustin and Laurent Pelay for copper box fabrication, José Palamo for Al_2O_3 deposition and Martino Calvo for support during the measurements. We acknowledge Pascal Jagourel for his continued support. The devices were fabricated in Paris Observatory clean-room facility and characterized at AstroParticle and Cosmology (APC) Lab as well as at CNRS-Néel Institute.

References

1. B. A. Mazin, B. Bumble, S. R. Meeker, K. O'Brien, S. McHugh, and E. Langman, "A superconducting focal plane array for ultraviolet, optical, and near-infrared astrophysics," *Opt. Express* **20**(2), 1503–1511 (2012).
2. P. Szypryt, S. R. Meeker, G. Coiffard, N. Fruitwala, B. Bumble, G. Ulbricht, A. B. Walter, M. Daal, C. Bockstiegel, G. Collura, N. Zobrist, I. Lipartito, and B. A. Mazin, "Large-format platinum silicide microwave kinetic inductance detectors for optical to near-IR astronomy," *Opt. Express* **25**(21), 25894–25909 (2017).
3. P. Szypryt, B. A. Mazin, G. Ulbricht, B. Bumble, S. R. Meeker, C. Bockstiegel, and A. B. Walter, "High quality factor platinum silicide microwave kinetic inductance detectors," *Appl. Phys. Lett.* **109**(15), 151102 (2016).
4. B. A. Mazin, S. R. Meeker, M. J. Strader, P. Szypryt, D. Marsden, J. C. V. Eyken, G. E. Duggan, A. B. Walter, G. Ulbricht, and M. Johnson, "ARCONS: A 2024 pixel optical through near-IR cryogenic imaging spectrophotometer," *Pub Astronomical Soc. Pacific* **125**, 1348–1361 (2013).
5. S. R. Meeker, B. A. Mazin, A. B. Walter, P. Strader, N. Fruitwala, C. Bockstiegel, P. Szypryt, G. Ulbricht, G. Coiffard, B. Bumble, G. Cancelo, T. Zmuda, K. Treptow, N. Wilcer, G. Collura, R. Dodkins, I. Lipartito, N. Zobrist, M. Bottom, J. C. Shelton, D. Mawet, J. C. van Eyken, G. Vasisht, and E. Serabyn, "DARKNESS: a microwave kinetic inductance detector integral field spectrograph for high-contrast astronomy," *Astronomical Soc. Pacific* **130**(988), 065001 (2018).
6. S. Doyle, P. Mauskopf, J. Naylon, A. Porch, and C. Duncombe, "Lumped element kinetic inductance detectors," *J. Low Temp. Phys.* **151**(1-2), 530–536 (2008).
7. T. R. Lauer, "The photometry of undersampled point-spread functions," *Astronomical Soc. Pacific* **111**(765), 1434–1443 (1999).
8. S. Beldi, F. Boussaha, C. Chaumont, S. Mignot, F. Reix, A. Tartari, T. Vacelet, A. Traini, M. Piat, and P. Bonifacio, "Design of near infrared and visible kinetic inductance detectors using MIM capacitors," *J. Low Temp. Phys.* **193**(3-4), 184–188 (2018).
9. J. Gao, M. Daal, A. Vayonakis, S. Kumar, J. Zmuidzinas, B. Sadoulet, B. A. Mazin, P. K. Day, and H. G. Leduc, "Experimental evidence for a surface distribution of two-level systems in superconducting lithographed microwave resonators," *Appl. Phys. Lett.* **92**(15), 152505 (2008).
10. G. Coiffard, B. Mazin, Paul Szypryt, G. Ulbricht, M. Daaland, and N. Zobris, "Parallel plate microwave kinetic inductance detectors," *Low Temperature Detectors (LTD) workshop, Japan, July* (2017).
11. O. Noroozian, J. Gao, J. Zmuidzinas, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, B. Young, B. Cabrera, and A. Miller, "Two-level system noise reduction for microwave kinetic inductance detectors," *AIP Conf. Proc.* **1185**, 148–151 (2009).
12. P. Szypryt, "Development of Microwave Kinetic Inductance Detectors for Applications in Optical to Near-IR Astronomy," PhD dissertation, University of California - Santa Barbara (2017).
13. S. Doyle, "Lumped Element Kinetic Inductance Detectors," PhD dissertation, Cardiff University (2008).
14. G. Coiffard, K. F. Schuster, E. F. C. Driessen, S. Pignard, M. Calvo, A. Catalano, J. Goupy, and A. Monfardini, "Uniform non-stoichiometric titanium nitride thin films for improved kinetic inductance detector arrays," *J. Low Temp. Phys.* **184**(3-4), 654–660 (2016).
15. M. R. Vissers, J. Gao, J. S. Kline, M. Sandberg, M. P. Weides, D. S. Wisbey, and D. P. Pappas, "Characterization and in-situ monitoring of sub-stoichiometric adjustable superconducting critical temperature titanium nitride growth," *Thin Solid Films* **548**, 485–488 (2013).
16. <http://www.sonnetsoftware.com/>
17. S. J. Weber, K. W. Murch, D. H. Slichter, R. Vijay, and I. Siddiqi, "Single crystal silicon capacitors with low microwave loss in the single photon regime," *Appl. Phys. Lett.* **98**(17), 172510 (2011).
18. H. Paik and K. D. Osborn, "Reducing quantum-regime dielectric loss of silicon nitride for superconducting quantum circuits," *Appl. Phys. Lett.* **96**(7), 072505 (2010).

19. K. Cicak, D. Li, J. A. Strong, M. S. Allman, F. Altomare, A. J. Sirois, J. D. Whittaker, J. D. Teufel, and R. W. Simmonds, "Low-loss superconducting resonant circuits using vacuum-gap-based microwave components," *Appl. Phys. Lett.* **96**(9), 093502 (2010).
20. P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, A. Vayonakis, and J. Zmuidzinas, "A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays," *Nature* **425**(6960), 817–821 (2003).
21. H. G. Leduc, B. Bumble, P. K. Day, B. H. Eom, J. Gao, S. Golwala, B. A. Mazin, S. McHugh, A. Merrill, D. C. Moore, O. Noroozian, A. D. Turner, and J. Zmuidzinas, "Titanium nitride films for ultrasensitive microresonator detectors," *Appl. Phys. Lett.* **97**(10), 102509 (2010).
22. J. M. Martinis, K. B. Cooper, R. McDermott, M. Steffen, M. Ansmann, K. D. Osborn, K. Cicak, S. Oh, D. P. Pappas, R. W. Simmonds, and C. C. Yu, "Decoherence in Josephson qubits from dielectric loss," *Phys. Rev. Lett.* **95**(21), 210503 (2005).

c) Mesure du bruit en fréquence

Dans le présent paragraphe, je présente les derniers résultats de caractérisation en bruit qui n'ont pas encore fait l'objet de publication. La figure IV-7 montre la densité de bruit spectrale de 6 résonateurs mesurés sur une bande fréquentielle de 0 - 10 Hz. Le bruit fréquentiel moyen à 10 Hz est de $S_n(10\text{Hz}) \approx 4 \times 10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$. Cette valeur est beaucoup plus élevée que celle généralement obtenue avec des KIDs réalisés en Al utilisant des capacités interdiguées, mais semble en concordance avec les résultats obtenus par l'Institut Néel dans le cadre de leurs travaux pour développer des LEKIDs en TiN. En effet, pour un même LEKID à capacité interdiguée millimétrique, les bruits fréquentiels sont de $\sim 3 \times 10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ lorsqu'il est réalisé avec du TiN [93] et $9 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ avec l'aluminium [94]. Une des pistes envisagées pour améliorer le bruit de nos détecteurs est l'utilisation de substrat en saphir à la place du silicium. En effet, des travaux parallèles pour développer des LEKIDs THz, ont démontré que le saphir, comparativement au silicium, permet de réduire d'un facteur 5 le bruit fréquentiel. Le banc de caractérisation cryogénique et optique étant en cours de développement, il n'est actuellement pas possible d'estimer le NEP qui requière la connaissance, en plus du décalage fréquentiel, de la puissance du rayonnement incident.

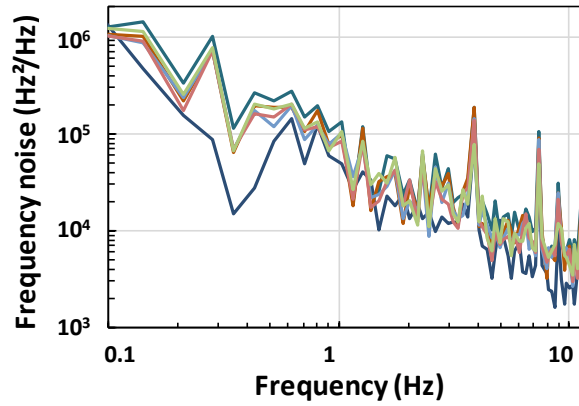


Figure IV-7 : Bruits de fréquence mesurés à 72 mK de 6 LEKIDs à capacité parallèle réalisés sur un substrat en silicium.

Bruit TLS en fonction du facteur de qualité

Comme mentionné plus haut, le diélectrique de la capacité favoriserait davantage le bruit TLS. Néanmoins, selon le modèle théorique développé par J. Gao et al. [95], il serait possible de réduire non pas directement le TLS, mais son effet en le saturant grâce à un champ électrique \vec{E} élevé induit entre les deux électrodes de la capacité par le signal de lecture. Le bruit TLS peut être quantifié à travers la densité spectrale de puissance :

$$\frac{S_{TLS}(\nu)}{f_r^2} = \kappa(\nu, \omega, T) \frac{\int_{V_h} |\vec{E}|^3 d^3r}{4(\int_V \epsilon |\vec{E}|^2 d^3r)^2} \quad \text{IV.1}$$

Dans le cas de la capacité à plaques parallèles de volume V , la relation IV.1 peut être simplifiée telle que [91]:

$$S_{TLS}(\nu) \propto \frac{1}{EV\epsilon_r^2} \quad \text{IV.2}$$

Afin de mettre en évidence les paramètres physiques accessibles – ici la valeur de la capacité et l'épaisseur du diélectrique, qui seront pris en compte lors de l'optimisation des détecteurs, nous réécrivons cette relation comme suit :

$$S_{TLS}(\nu) \propto \frac{\epsilon_0}{EC\epsilon_r d^2} \quad \text{IV.3}$$

En outre, le bruit TLS contribue aux pertes diélectriques, affectant la valeur du facteur de qualité interne du résonateur, puisque $Q_i = 1/\tan\delta_{TLS}$, où $\tan\delta_{TLS}$ représente les pertes tangentielles du diélectrique en présence du TLS [96] :

$$\tan\delta_{TLS} = \tan\delta_d \frac{\tanh(\hbar\omega/2K_B T)}{\sqrt{1 + (E/E_c)^2}} \quad \text{IV.4}$$

E_c est le champ électrique critique de saturation et $\tan\delta_d$ représente les pertes intrinsèques du diélectrique. Ainsi, selon la relation IV.3, le bruit TLS peut être réduit en appliquant un champ électrique E suffisamment fort, induisant l'augmentation (amélioration) de Q_i . Afin de vérifier cette hypothèse, nous présentons sur la figure IV-8, l'évolution de Q_i ainsi que les pertes tangentielles $\tan\delta_{TLS} = 1/Q_i$ en fonction du nombre équivalent moyen de photons \bar{n} . Ce dernier est lié à la puissance P_f , qui varie entre -110 et -90 dBm, par $\bar{n} = 4P_f Q_T^2 / (Q_c \hbar\omega_0^2)$ [76] où Q_T est le facteur de qualité total donné par $Q_T = (1/Q_i + 1/Q_c)^{-1}$. Q_i et Q_c sont estimés à partir des résonances mesurées avant le régime non-linéaire qui apparaît à forte puissance [71].

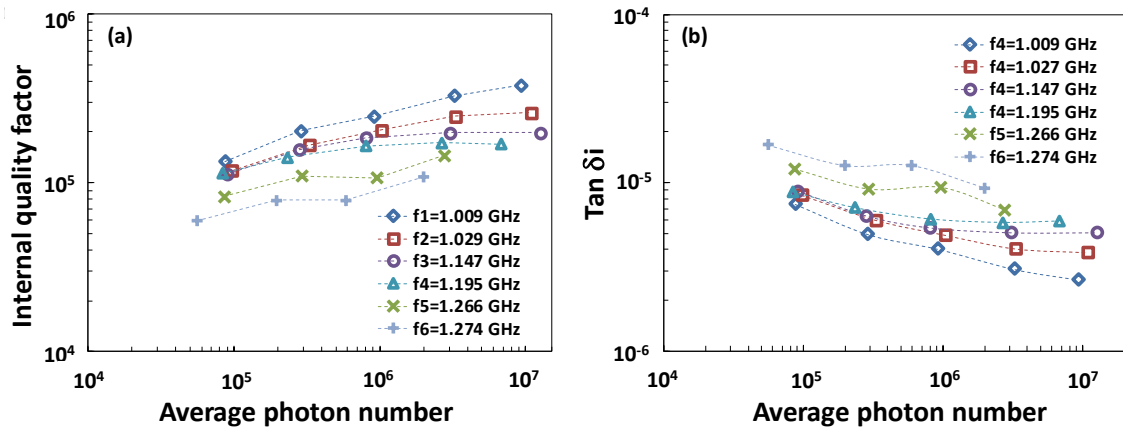


Figure IV-8 : Evolution du (a) facteur de qualité intrinsèque Q_i et (b) les pertes tangentielles en fonction de la puissance.

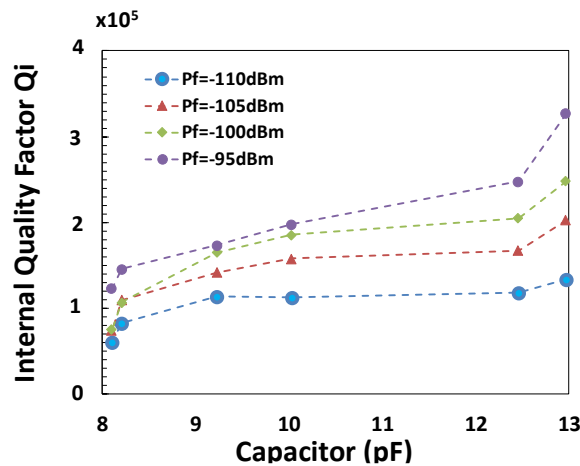


Figure IV-9 : Evolution du facteur de qualité intrinsèque Q_i en fonction de la valeur de la capacité pour différentes puissances appliquées sur la ligne de lecture.

Dans la figure IV-9, nous présentons l'évolution de Q_i en fonction de la capacité estimée à partir de la fréquence de résonance $C = 1/(2\pi\sqrt{(L_{geo} + L_{cin})f})$. Comme prédit par la relation (3), ceci démontre qu'une puissance de lecture suffisamment élevée combinée à une grande capacité améliore le facteur de

qualité Q_i . Selon la même relation, une faible épaisseur de la couche diélectrique permettrait d'améliorer significativement Q_i . La distance entre les deux électrodes ne doit cependant pas être trop faible afin d'éviter le tunneling des paires de Cooper, qui peut favoriser l'apparition de courants Josephson entre les deux électrodes supraconductrices.

II. 2 LEKIDs à capacité parallèle sans diélectrique

a) Intérêt et concept

Dans l'objectif de réduire le bruit TLS, plusieurs groupes proposent de réaliser des résonateurs avec des diélectriques non amorphes tels que le silicium monocristallin [77], a-Si:H [78] ou SiN_x [51]. Ils restent cependant des diélectriques et un gain substantiel en performance n'est pas garanti. La solution idéale réside dans l'emploi de résonateurs avec des capacités complètement dépourvues de diélectrique, grâce à des structures suspendues. Les chercheurs de NIST²⁶ [79] ont réussi à développer des résonateurs LC à capacités parallèles dont les électrodes en aluminium sont séparées par un gap d'air de 200 nm. Les électrodes supérieures sont suspendues grâce à des piliers en aluminium. Ces résonateurs ont montré des facteurs de qualité interne maximales de l'ordre de $Q \sim 2 \times 10^5$ qui sont, néanmoins, similaires aux meilleurs résonateurs à base de capacités interdigitées. Cela est probablement dû aux oxydes natifs (AlO_x) qui se forment sur les surfaces internes des électrodes, ainsi que des piliers. En outre, ces derniers compliqueraient davantage la réalisation de matrices comportant un grand nombre de détecteurs. J'ai proposé puis développé avec l'aide de l'équipe de recherche et développement du GEPI un nouveau procédé pour réaliser des LEKIDs avec des capacités dont l'électrode supérieure est suspendue sans recourir aux piliers. Après la réalisation avec succès d'un premier démonstrateur – presque deux ans de développement ont été nécessaires, le procédé vient d'être breveté par le biais du CNRS. La figure IV-10.a présente le détecteur en question conçu pour résonner dans la bande de fréquence de 1-2 GHz. La capacité se compose d'une électrode inférieure rectangulaire pleine et d'une électrode supérieure suspendue, en forme de peigne, constituée de N ponts parallèles reliés à leurs extrémités respectives par deux bandes perpendiculaires de quelques μm de large qui servent également de points d'appui sur le substrat. Pour éviter les oxydes natifs qui peuvent altérer le facteur de qualité et favoriser le TLS, les deux électrodes sont réalisées à partir de TiN stœchiométriques (c'est-à-dire saturés en N₂ et présentant une T_c élevée de ~ 4 K) qui ne s'oxydent pas aussi facilement que le niobium ou l'aluminium. Le procédé de fabrication est détaillé dans l'article que nous reproduisons plus bas. La figure IV-10.b montre une image prise au microscope électronique MEB d'une capacité à vide typique réalisée avec une géométrie et des paramètres de fabrication optimisés. Des LEKIDs avec des capacités présentant des gaps d'air de 150 et 300 nm ont été réalisés. Afin de mener une étude comparative la plus complète possible, nous avons, d'une part, conçu et réalisé aussi des matrices de LEKIDs à base de capacité interdigitée et, d'autre part, utilisé deux différents substrats : le silicium à haute résistivité (>15 k Ω .cm) et le saphir.

b) Caractérisation des LEKIDs à capacité parallèle à vide

Une comparaison croisée permet de constater, comme attendu, que comparativement à la capacité interdigitée, la capacité à vide améliore le facteur de qualité. Cette amélioration est d'autant plus importante qu'elle est réalisée avec des LEKIDs définis sur le substrat de saphir. La capacité à vide apporte en effet une amélioration plus modeste lorsqu'il s'agit du silicium. La plus faible valeur est obtenue avec le LEKID à capacité interdigitée défini sur le silicium. Comme indiqué dans la figure IV-11, les mesures du bruit en fréquence corroborent les mesures de Q_i , où les plus faibles bruits sont obtenus avec les LEKIDs à capacité à vide sur le saphir et les plus élevés bruits sont obtenus avec les LEKIDs à capacité interdigitée sur le silicium. Quant au bruit des LEKIDs à capacité à vide sur le silicium, il est relativement faible, mais reste de même ordre de grandeur que celui obtenu avec la capacité interdigitée sur le saphir. En assumant que les pertes sont devenues négligeables dans la partie capacitive, grâce à la capacité à vide, l'existence de pertes dans le reste du résonateur, particulièrement au niveau du méandre, pourrait expliquer ces résultats. Pour démontrer cette hypothèse, nous avons d'abord effectué des simulations des deux géométries à l'aide du logiciel de simulation électromagnétique de dispositifs supraconducteurs SONNET²⁷, où nous avons fait varier les pertes

²⁶NIST : National Institute of Standards and Technology, USA.

²⁷SONNET : <https://www.sonnetsoftware.com/products/sonnet->

tangentiels $\tan\delta$ du substrat entre 10^{-6} et 10^{-4} . Pour les plus faibles pertes, autour de 10^{-6} , Q_i est élevé

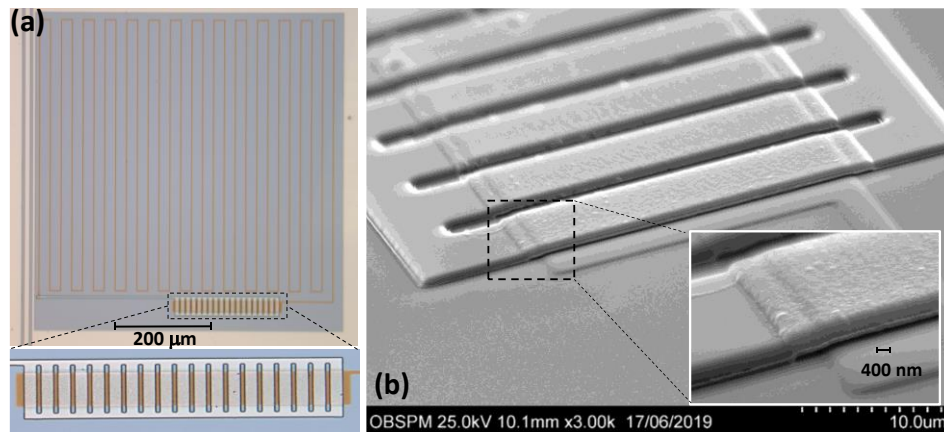


Figure IV-10 : (a) photos de microscope optique et (b) de microscope électronique d'un condensateur à plaques parallèles sous vide constitué d'une électrode supérieure en TiN/Nb avec une taille de pont $l_b \times w_b = 35 \times 9 \mu\text{m}$ et un intervalle de vide de 200 nm.

pour les deux géométries, mais dans des proportions différentes, où plus $\tan\delta$ est faible, plus la différence est importante. Pour de forte perte 10^{-4} , Q_i se dégrade et tend vers la même valeur. Ceci peut s'expliquer par le fait que les effets des pertes du substrat concernent l'ensemble du résonateur à capacité interdigité alors qu'il n'est situé que dans la partie inductive pour le résonateur à capacité à vide.

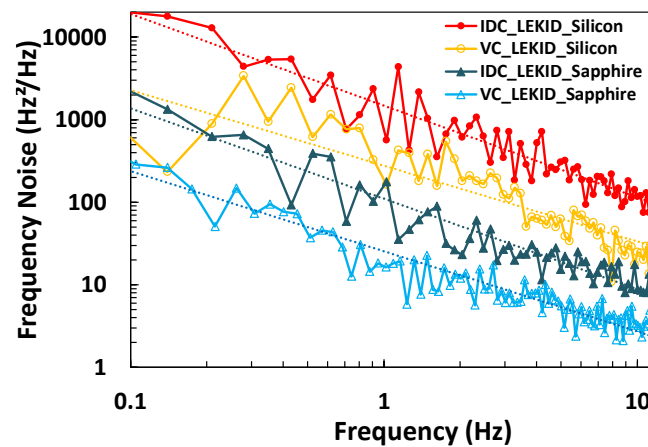


Figure IV-11 : Bruit de fréquence mesuré de LEKIDs à condensateur sous vide et à condensateur interdigité, respectivement structurés sur des substrats de silicium et de saphir à 72 mK. Pour les LEKID sur substrat de saphir, nous avons utilisé les résonances suivantes : $f_{VC_LEKID} = 1,735 \text{ GHz}$ ($Q_i \approx 3 \times 10^5$) et $f_{IDC_LEKID} = 1,327 \text{ GHz}$ ($Q_i \approx 2 \times 10^5$). Sur substrat de silicium : $f_{VC_LEKID} = 1,505 \text{ GHz}$ ($Q_i \approx 2,4 \times 10^5$) et $f_{IDC_LEKID} = 1,321 \text{ GHz}$ ($Q_i \approx 1,8 \times 10^5$).

En d'autres termes, l'utilisation d'une capacité à vide améliore certainement le facteur de qualité des KID mais comme les pertes existent aussi ailleurs, son effet tend à disparaître pour les pertes élevées. Pour estimer expérimentalement les capacités parasites du résonateur, nous avons entièrement retiré les condensateurs à vide en détruisant les électrodes supérieures. En utilisant $C_0' / C_0 = (f_0' / f_0)^2$, où C_0 est la capacité totale et C_0' est la capacité parasite, il s'avère que la capacité totale est composée de près de 48% de la capacité à vide et de ~52% de capacités parasites confirmant les résultats de simulation. Ceci démontre que la partie inductive (méandre) est probablement une source importante de bruit à travers ses capacités intrinsèques. Cela incite à définir des méandres de faible taille.

Davantage de détails sur ce développement peuvent être trouvés dans l'article ci-dessous.



Development of TiN Vacuum-Gap Capacitor Lumped-Element Kinetic Inductance Detectors

Faouzi Boussaha¹ · Samir Beldi¹ · Alessandro Monfardini² · Jie Hu³ · Martino Calvo² · Christine Chaumont¹ · Florence Levy-Bertrand² · Thibaut Vacelet¹ · Alessandro Traini³ · Josiane Firminy¹ · Michel Piat³ · Florent Reix¹

Received: 30 September 2019 / Accepted: 11 December 2019
© Springer Science+Business Media, LLC, part of Springer Nature 2019

Abstract

We report on the implementation of a vacuum parallel-plate capacitor manufactured using a straightforward process that allows to accurately set nanoscale vacuum gaps in order to reach fairly large capacitances with small footprints. Vacuum gaps between 150 and 300 nm have been achieved. To prevent native oxides and therefore two-level systems, both electrodes are made of TiN-based layers. We implemented the vacuum parallel-plate capacitors into lumped-element kinetic inductance detectors and compared their performances to standard interdigitated capacitor-based detectors. The vacuum capacitor detectors achieved higher quality factors (up to 1.1×10^6) and lower frequency noise ($2.8 \pm 0.5 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ at 10 Hz). Furthermore, we demonstrate that the noise generated within the meander of the lumped-element kinetic inductance detector can be as important as the one generated in the capacitance.

Keywords Kinetic inductance detector · Vacuum-gap capacitor · TiN electrodes

1 Introduction

Dielectric materials used to build capacitor-based superconducting devices such as lumped-element kinetic inductance detectors (LEKIDs) and quantum bits (qubits) feature an intrinsic noise due to two-level systems (TLS). This noise is generated at metal/dielectric interfaces, particularly when dielectrics are amorphous, as well as in

✉ Faouzi Boussaha
faouzi.boussaha@obspm.fr

¹ GEPI, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, 75014 Paris, France

² Université de Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut Néel, 38000 Grenoble, France

³ Laboratoire AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, 75013 Paris, France

the bulk substrate causing fluctuations in the dielectric constant [1] and therefore in the capacitance value, which in turn induces random changes in frequency. In fact, likely because of TLS, the capacitor has been identified as the main source of excess noise [2] in KIDs [3] and decoherence in Josephson quantum computing devices [4]. To attempt to reduce TLS, several groups are investigating the use of dielectrics featuring a low number of defects such as monocrystalline silicon [5], a-Si:H [6] or SiN_x [3]. However, they remain dielectrics and would not guarantee a substantial gain in performance. The ideal solution is the use of capacitors without dielectric materials. However, removing solid dielectrics is challenging as it would necessarily require suspended structures with very tight vacuum gaps between superconducting plates to reach a quite high capacitance with a small footprint. Cicak et al. [7] succeeded in implementing Al vacuum parallel-plate-capacitor resonators. These resonators exhibited a high internal quality factor ($Q_i \sim 1.7 \times 10^5$) which, however, is similar to the best interdigitated capacitor-based resonators [8]. As they stated, it is likely due to native oxides (AlO_x) which is formed on inner electrode surfaces and support structures. Furthermore, such complex structure would complicate further the development of LEKID arrays where a large number of detectors should be patterned. In this work, we present TiN vacuum-gap capacitor LEKIDs implemented thanks to a quite simple fabrication process.

2 Vacuum Capacitor LEKID Design

Our LEKIDs are designed to resonate within the 1–2 GHz frequency band and have been simulated using same substrate and superconducting layer parameters reported elsewhere [9, 10]. Figure 1 shows the sketch of the resonator that consists of a TiN meandered inductor connected in parallel to the vacuum parallel-plate capacitor, inductively coupled to a 50 Ω CPW feedline. The meander size patterned from 60-nm-thick TiN is $610 \times 560 \mu\text{m}$. We set a 20 μm gap between 2.5 μm -width strips. For this study, we choose to use stable stoichiometric TiN films with critical temperature T_c around 4.6 K and resistivity $\rho \sim 140 \mu\Omega \text{ cm}$. Using Mattis–Bardeen relationship [10], we estimate the sheet kinetic inductance $L_{k\Box}$ to be 7–8 pH/ \Box . The TiN

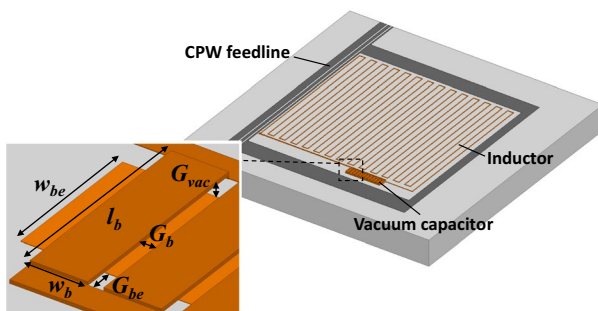


Fig. 1 Sketch of the vacuum capacitor LEKID. The gap between the bottom electrode and parallel strip edges G_{be} is 1.5 μm . The gap between bridges is fixed at $G_b = 4 \mu\text{m}$ (Color figure online)

total inductance ($L_k + L_{\text{geometric}}$) is ~ 62 nH with $L_k \sim 55$ nH. The capacitor consists of a solid rectangle bottom electrode and a comb-shaped upper electrode. It is made up of N parallel bridges connected at their respective extremities by two perpendicular strips of a few μm width that serves also as resting points on the substrate. To avoid native oxide that can alter the quality factor and promote TLS, both upper and bottom electrodes are also patterned from pure TiN (i.e., no other type of superconducting material has been added) or TiN-based multilayers which, being nitrides, do not oxidize easily compared to Nb or Al. The choice between pure TiN and TiN-based multilayer depends on the critical temperature along with the mechanical stress criteria as presented below. The capacitance value is calculated using:

$$C_{\text{vac}} = \epsilon_0 l_{\text{eff}} w_{\text{be}} / d \tag{1}$$

where ϵ_0 is the permittivity of the vacuum, d is the vacuum gap between electrodes, w_{be} is the bottom electrode width and l_{eff} is the capacitor effective length given by:

$$l_{\text{eff}} = Nw_b + (N - 1)G_b \tag{2}$$

where N is the bridge number, G_b is the gap between bridges and w_b the width of each bridge. Thus, the capacitance value can be tuned by varying dimension and number of bridges. As an example, Fig. 2 shows the simulated forward transmission S_{21} response of the feedline and the current density within the LEKID whose vacuum capacitor consists of four $l_b \times w_b = 32 \times 12 \mu\text{m}$ bridges, using the electromagnetic simulation package SONNET [11]. The vacuum gap and bottom electrode width are set to $d = 200$ nm and $w_{\text{be}} = 23 \mu\text{m}$, respectively. This leads to a calculated capacitor of $C_{\text{vac}} = 48.8$ fF. The simulation is performed with a substrate tangent loss ($\tan\delta$) set at 2×10^{-6} . The vacuum capacitor LEKID resonates at $f_{\text{sim}} = 1.881$ GHz and shows an internal and coupling quality factors of $Q_i \sim 7.8 \times 10^{-5}$ and $Q_c \sim 1.9 \times 10^{-4}$, respectively. For comparison, we also designed an interdigitated capacitor-based LEKID. We replace the vacuum capacitor by an interdigitated capacitor featuring 3.5 strips of $598 \mu\text{m}$ length, $2.5 \mu\text{m}$ width and $5 \mu\text{m}$ gap which makes the LEKID resonating at the same frequency (1.883 GHz). Using same superconductor and substrate parameters, we obtain a weaker Q_i of 4.5×10^{-5} but nevertheless in the same order of

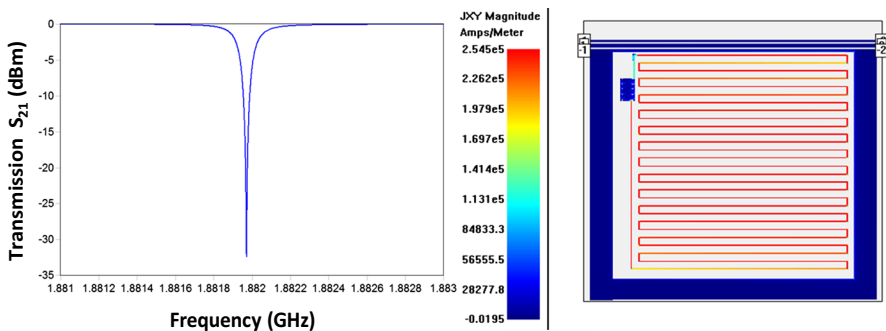


Fig. 2 Sonnet simulation of a vacuum capacitor LEKID (Color figure online)

magnitude and a rather similar quality coupling factor Q_c of 2.1×10^{-4} . We designed and fabricated four LEKID arrays: two with vacuum capacitors (VC) and two with interdigitated capacitors (IDC). For each design (VC or IDC) one array was deposited onto sapphire substrate and one onto silicon substrate. Each array consists of 25 resonators with an identical inductive meander but with different capacitors to tune the resonance frequencies. We varied multiple parameters of the vacuum capacitors to study their influence on the production process reliability. The number of bridges N varied from 1 to 34, the length of the bridge l_b from 32 to 35 μm , the width of the bridge w_b from 9 to 18 μm . The bottom electrode width w_{be} was set to 23 or 26 μm . The vacuum gap ($d=200$ nm) and interdigitated capacitors were designed to achieve 14 to 311 fF and 71 to 368 fF, respectively. The calculated resonance frequencies range from ~ 1 GHz to 2.3 GHz.

3 Superconducting TiN Suspended Electrodes

The most delicate part of this study was the fabrication of TiN vacuum capacitors which required to implement a quite innovative process. The devices are patterned using sputter deposition, optical lithography and lift-off techniques. We used high resistivity (> 15 k Ω cm) and $\langle 100 \rangle$ -oriented silicon and 99.999% high-purity and c-plane monocrystalline sapphire substrates. All substrates were 50 mm in diameter and 280 μm thick. Figure 3 depicts the fabrication process. First, the inductive meanders and lower rectangular electrodes are patterned from a 60-nm-thick TiN layer which is deposited starting from a 99.995% titanium target. Then, the CPW feedline is made out using 100-nm-thick niobium (Nb) (not shown). The final step is building the vacuum capacitors, with gaps far lower than 300 nm. Instead of using conventional resists that do not allow achieving such tight gaps, we employed very thin aluminum films. These act exactly as a resist since they are soluble in conventional developers. Pure TiN or TiN-based multilayers are then patterned into comb-shaped

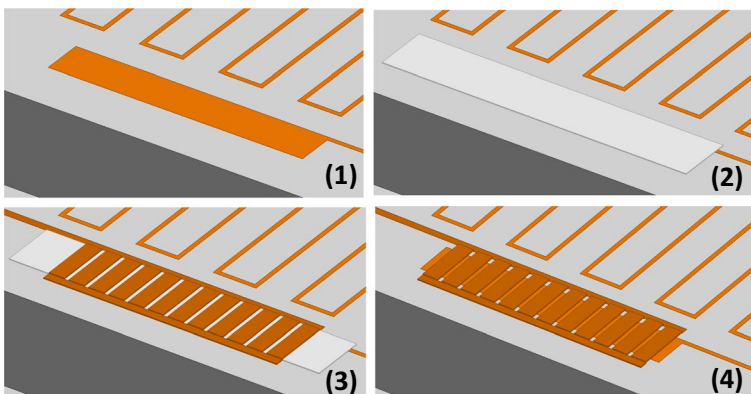


Fig. 3 Sketch of the fabrication process: (1) TiN meander and bottom electrode deposition, (2) Al layer deposition (the sacrificial layer), (3) upper electrode deposition (4) Al dissolution (Color figure online)

upper electrodes onto the aluminum layer. The process ends with the dissolution of the sacrificial aluminum layer. This is achieved by a 60 min bath of the substrate in a basic developer, which slowly dissolves the aluminum layer and gently releases the upper electrode. The comb-shape enhances the penetration and the diffusion of developers between electrodes and reduces the risk of collapse which can be significant if a single large electrode is used. To obtain superconducting suspended electrodes, we investigated three parameters: thickness, critical temperature and mechanical stress of the TiN layer forming the suspended electrode. Figure 4 shows measured stress and critical temperature T_c as a function of N_2 flow rate curve for 450 ± 50 nm-thick TiN layers deposited onto silicon substrates using Ar flow rate of 50 sccm at a total pressure of 0.6 Pa with a 700 W DC power. As reported elsewhere [12], the T_c versus N_2 flow curve shows a steep transition in T_c that occurs here at around 5 sccm. We evidence that this steep transition in T_c coincides with a peak in tensile stress. To achieve suspended bridges of typically $l_b \times w_b = 30 \times 10$ μm , we found that they must be patterned from 400- to 600-nm-thick layers featuring a tensile stress ranging between ~ 200 and 600 MPa. Weaker (< 200 MPa) or stronger (> 600 MPa) tensile stress caused the electrodes to distort or break, whereas compressive stresses caused them to collapse. Unluckily, the ideal stress conditions coincide either with the steep transition in T_c or with a T_c lower than 200 mK. Thus, it is delicate to combine optimal stress and a suitable critical temperature with pure TiN. To address this issue, we fabricated electrodes made up of successive stoichiometric TiN layers ($T_c \sim 4.6$ K) and Nb layers ($T_c \sim 9$ K). The Nb layer plays two roles: it increases the tensile stress, compensating the very low stresses of the stoichiometric TiN, and furthermore it increases the multilayer T_c through the proximity effect. The multilayer is made up of TiN/Nb/TiN/Nb ~ 160 nm/120 nm/160 nm/120 nm. The TiN layer is first deposited to prevent inner surface oxidation. The 560-nm-thick multilayer shows a measured T_c of ~ 8.6 K and a tensile stress of ~ 530 MPa. TiN is deposited with a N_2 flow rate of 5.2 sccm. The Nb is deposited

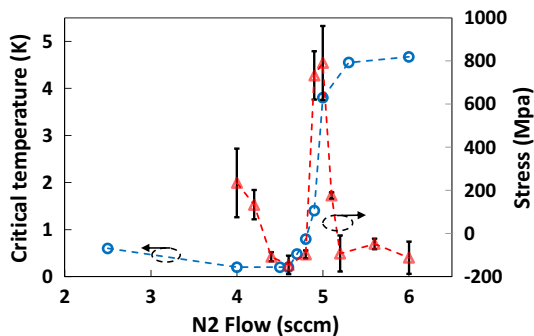


Fig. 4 Measured critical temperature and stress of TiN layers as a function of N_2 flow rate. Stresses were measured using a mechanical profilometer. It consists of measuring the curvature of the substrate prior to and after the TiN layer deposition. The stress value is calculated using the bending plate method, based on the change in the curvature. For each measured stress, we performed several scans along different directions and took mean values. Temperatures were extracted using 4-point probe measurements (Color figure online)

using the same parameters of the ones employed for the Nb-feedline. Using these parameters, we patterned different bridge sizes in order to insure that electrodes are not only suspended but also flat. This last point is particularly important to control the capacitance value. We noticed that large bridges ($w_b > 20 \mu\text{m}$) tend to distort particularly at the edges. Ideally, the width w_b should range between 9 and 20 μm and the length should range between 32 and 35 μm . Figure 5b shows a SEM picture of a typical vacuum capacitor achieved with the optimal geometry and fabrication parameters. Further observations using SEM revealed that almost all capacitors are well patterned (i.e., top electrodes are flat and well suspended).

4 Experimental Results and Discussion

The devices are mounted in a gold-plated copper box and wire bonded to two 50 Ω SMA connectors. They were cooled down to 72 and 300 mK by means of two fridges. The characterization consists in measuring the frequency noise and the forward transmission (S_{21}) to estimate the quality factors by fitting the resonances. Devices with 150 and 300 nm vacuum gap have been fabricated.

The resonances are excited and measured through the feedline using a vector network analyzer. Out of the 25 resonators patterned we could observe 12 and 14 for, respectively, silicon and sapphire substrates, with resonating frequency between 1.48 and 1.97 GHz. The discrepancy between the high number of well-patterned vacuum capacitors, according to SEM pictures, and the number of measured resonances is probably due to Al residues between electrodes. Therefore, improving the release process of upper electrodes in the basic developer should increase the fabrication yield. The latter is higher for interdigitated capacitor LEKIDs, regardless of the employed substrate, with 29 out of 30 resonances observed between 1 and 1.45 GHz.

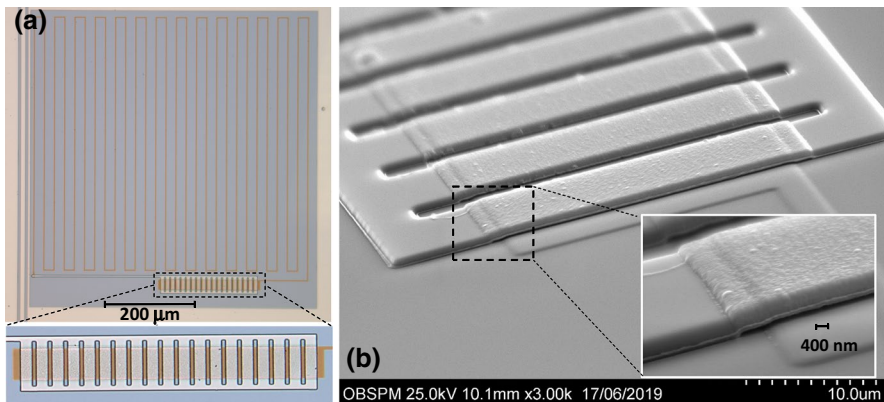


Fig. 5 **a** Optical and **b** scanning electron microscope (SEM) photograph of a vacuum parallel-plate capacitor made of TiN/Nb upper electrode with bridge size $l_b \times w_b = 35 \times 9 \mu\text{m}$ and 200 nm vacuum gap (Color figure online)

4.1 LEKIDs on Silicon

Figure 6 shows the forward transmission (S_{21}) of the vacuum capacitor LEKIDs. The highest internal quality factor $Q_i \sim 4.3 \times 10^5$ is obtained when the lowest power, of around -115 dBm, is applied on the feedline, leading to the raw estimation of the tangent loss [13] $\tan \delta_i = 1/Q_i \sim 2.3 \times 10^{-6}$. The coupling quality factor is $Q_c \sim 2.2 \times 10^4$. The internal quality factors Q_i measured in similar conditions for the interdigitated capacitor LEKIDs are lower. We obtained a maximum of $Q_i \sim 2 \times 10^5$ and thus $\tan \delta_i \sim 5 \times 10^{-6}$. The coupling factor is $Q_c \sim 2 \times 10^4$. When a higher readout power is applied, typically about -110 dBm, we noticed that the internal quality factor Q_i of the vacuum capacitor LEKIDs on silicon, instead of increasing as usually reported [5, 7, 8], decreases to 1.6×10^5 , whereas it increases (as expected) up to $\sim 3 \times 10^5$ for the interdigitated capacitor LEKIDs at -70 dBm. This behavior is unclear and further investigations are being carried out. The slight difference in Q_i between the two geometries is probably due to the losses in the silicon substrate as predicted by simulations, as shown in Fig. 7. To assess the substrate loss effect on quality factors for both geometries, we performed simulations where the tangent loss varied between 10^{-6} and 10^{-4} . For weak losses (small $\tan \delta$), Q_i further improves for both geometries but with different amounts: The weaker the $\tan \delta$, the larger the Q_i difference between the two geometries. For large $\tan \delta$ approaching 10^{-4} , Q_i degrades and tends toward the same value for the two geometries. This can be easily explained by the fact that the substrate loss effects concern the whole interdigitated capacitor resonator, whereas it is located only in the meander part for the vacuum capacitor LEKID. In other words, the use of a vacuum capacitor certainly improves the quality factor of LEKIDs but as losses arise also elsewhere, its effect tends to vanish for high losses. The losses are likely caused by residue or new native oxides formed on the substrate. This relative improvement in Q_i is also observed in frequency noise measurements. Figure 8 presents the frequency noise measured at 72 mK. Interdigitated capacitor LEKIDs feature a high frequency noise of 123 ± 43 Hz²/Hz at 10 Hz which is nevertheless on par with the best value reported in [14] for the same test

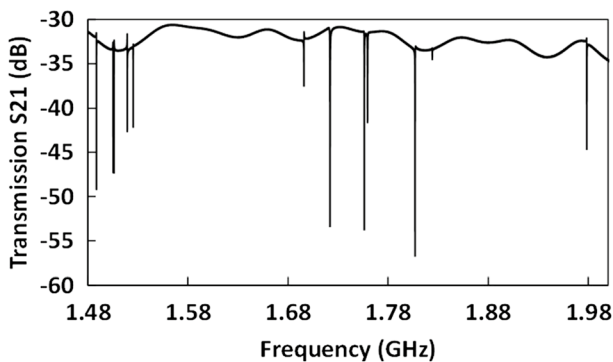


Fig. 6 Measured forward transmission S_{21} feedline of vacuum capacitor LEKIDs with power on feedline of -100 dBm, at 100 mK

Fig. 7 Simulated internal quality factor of vacuum and interdigitated capacitor-based LEKIDs as a function of the substrate tangent loss ($\tan\delta$) (Color figure online)

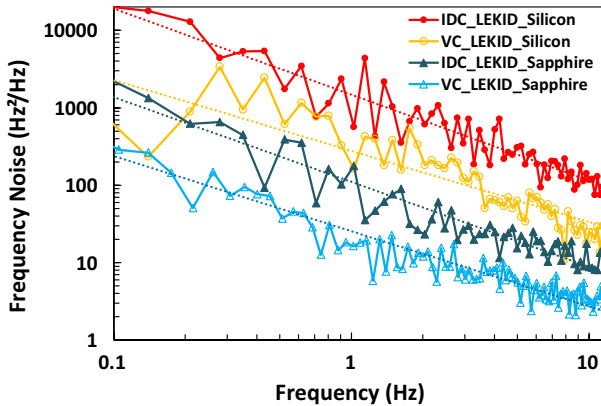
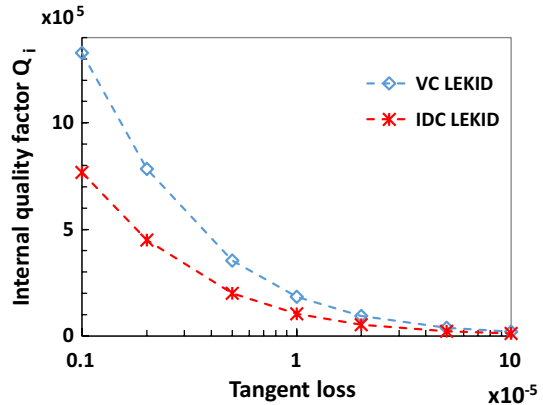


Fig. 8 Measured frequency noise of vacuum and interdigitated capacitor LEKIDs patterned, respectively, on silicon and sapphire substrates at 72 mK. For LEKIDs on sapphire substrate, we used resonances of: $f_{VC_LEKID} = 1.735$ GHz ($Q_i \sim 3 \times 10^5$) and $f_{IDC_LEKID} = 1.327$ GHz ($Q_i \sim 2 \times 10^5$). On silicon substrate: $f_{VC_LEKID} = 1.505$ GHz ($Q_i \sim 2.4 \times 10^5$) and $f_{IDC_LEKID} = 1.321$ GHz ($Q_i \sim 1.8 \times 10^5$) (Color figure online)

bench. The vacuum capacitor LEKIDs feature a much lower noise of 24 ± 12 Hz²/Hz at 10 Hz.

4.2 LEKIDs on Sapphire

The largest internal quality factor of $Q_i \sim 1.1 \times 10^6$ is achieved with vacuum capacitor LEKIDs on sapphire substrate. This translates into a tangent loss $\tan\delta_i = 1/Q_i$ of $\sim 9 \times 10^{-7}$. The coupling factors are $Q_c \sim 2 \times 10^4$. Interdigitated capacitor LEKIDs on sapphire exhibit a maximum Q_i of $\sim 3.1 \times 10^5$ and a coupling factor of $Q_c \sim 2.8 \times 10^4$. Very low noise of 2.8 ± 0.5 Hz²/Hz is achieved with vacuum capacitor LEKIDs, whereas 16 ± 6 Hz²/Hz is measured for interdigitated capacitor LEKIDs. Thus, as it has also been demonstrated elsewhere using coplanar resonators [15], the sapphire

substrate features lower losses which allowed, on the one hand, to further improve Q_i of resonators, corroborating the simulation results of Fig. 7, and, on the other hand, to lower the noise level for both geometries. To experimentally estimate parasitic capacitors within the resonator, we fully removed the vacuum capacitors by destroying the upper electrodes. Using $C'_0/C_0 = (f_0/f'_0)^2$, where C_0 is the total capacitor and C'_0 is the parasitic capacitor, it turns out that the total capacitor is made up of $\sim 48\%$ of vacuum capacitors and $\sim 52\%$ of parasitic capacitor confirming the simulation result. This demonstrates that the meander part in LEKIDs is probably an important source of noise likely through its intrinsic capacitors. Internal and coupling quality factors of destroyed vacuum capacitor resonators degrade slightly as we measure $Q_i \sim 1.8 \times 10^5$ and $Q_c \sim 1.4 \times 10^4$, respectively, when a similar power on the readout line is applied. According to Sonnet simulations, the decrease in Q_c is caused by the change of the coupling strength between the resonator and the feedline when the capacitor is destroyed. Indeed, the most important coupling is achieved through the meander but also through the entire resonator, including the capacitor, through the surrounding ground plane. It is worth noting that all these experimental results are in good agreement with the simulations.

5 Summary

In summary, we have successfully developed TiN vacuum capacitor-based LEKIDs. To accomplish this, we implemented an innovative and straightforward process to build vacuum gaps where instead of using conventional resists, we employed a thin Al film as sacrificial layer. A comparative study between vacuum capacitor LEKIDs and classical interdigitated capacitor LEKIDs demonstrates that, unlike what is usually reported, the meander part can be an important source of noise, as important as the capacitor part. This is probably a consequence of its parasitic capacitance and must be taken into account for future designs. However, compared to interdigitated capacitors, vacuum capacitors allowed us to improve the internal quality factor and reduce the noise in our LEKIDs. Besides, we also demonstrated and confirmed that sapphire substrates are better than silicon ones to build low noise kinetic inductance detectors. Thus, an ultimate sensitivity can be achieved with TiN LEKIDs featuring a weak meander volume along with a large vacuum capacitor patterned on a sapphire substrate. These vacuum capacitors are also suitable for other applications such as quantum computers and superconducting parametric amplifiers.

References

1. J. Gao et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 152505 (2008)
2. O. Noroozian et al., AIP Conf. Proc. **1185**, 148–151 (2009)
3. P.K. Day et al., Nature **425**(6960), 817–821 (2003)
4. J.M. Martinis et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 210503 (2005)
5. S.J. Weber et al., Appl. Phys. Lett. **98**, 172510 (2011)
6. H. Paik, K.D. Osborn, Appl. Phys. Lett. **96**, 072505 (2010)
7. K. Cicak et al., Appl. Phys. Lett. **96**, 093502 (2010)

8. A.D. O'Connell et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 112903 (2008)
9. S. Beldi et al., J. Low Temp. Phys. **193**, 184–188 (2018)
10. S. Beldi et al., Opt. Expr. **27**(9), 13319 (2019)
11. <http://www.sonnetsoftware.com>
12. H.G. Leduc et al., Appl. Phys. Lett. **97**, 102509 (2010)
13. M.S. Khalil et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **21**(3), 879–882 (2011)
14. G. Coiffard et al., J. Low Temp. Phys. **184**(3–4), 654–660 (2016)
15. B. Mazin, Microwave Kinetic Inductance Detectors, Ph.D. thesis, California Institute of Technology (2004)

Publisher's Note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

III. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté la troisième technologie de détecteurs supraconducteurs, les LEKIDs, que je développe pour les applications astronomiques. S'agissant d'une nouvelle activité de recherche à l'Observatoire de Paris, le développement des LEKIDs a véritablement commencé en 2016 avec le travail de thèse de Samir Beldi [64]. A travers cette première thèse, nous avons mis l'accent sur la maîtrise des méthodes de conception et d'optimisation des détecteurs en adoptant de nouvelles architectures, le développement du procédé d'élaboration de la couche mince supraconductrice adéquate, le nitrure de titane (TiN), qui représente l'élément clé du détecteur, le développement du banc de mesure cryogénique subkelvin dédié à la caractérisation des détecteurs dans l'infrarouge proche et le visible en lien avec nos partenaires que sont le laboratoire d'astroparticule et cosmologie (APC) de l'Université de Paris Diderot et l'institut Néel de Grenoble.

En outre, dans l'objectif de réduire le bruit TLS, un bruit que l'on peut rencontrer dans tout composant à base de diélectrique, fonctionnant à très basse température cryogénique typiquement $< 1\text{K}$, nous avons mis au point une nouvelle méthode de réalisation de LEKIDs à base de capacité sans diélectrique, brevetée en 2020.

V. Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

Le développement des systèmes de détection efficaces et innovants du rayonnement électromagnétique dans la gamme des longueurs d'ondes millimétriques, submillimétriques, térahertz (100GHz-5THz) jusqu'à l'infrarouge proche et le visible, destinés en premier lieu à l'astronomie et l'astrophysique, constitue le cœur de mes activités de recherche instrumentale. Grâce à leurs propriétés intrinsèques uniques, les détecteurs à base de supraconducteur sont les plus sensibles, et sont par conséquent les plus à même de répondre aux exigences très contraignantes des applications astronomiques. Ils sont cruciaux lorsqu'il s'agit de détecter des rayonnements qui se caractérisent à la fois par une très faible intensité et une très haute fréquence que les systèmes électroniques actuels ne peuvent traiter. Le développement de tels détecteurs requiert la connaissance approfondie et la maîtrise de plusieurs domaines étroitement intriqués, qui englobent la physique des supraconducteurs, les microondes, la conception et l'optimisation des circuits hyperfréquences, la cryogénie ainsi que les nano et micro-technologies. Mes travaux, menés à l'Observatoire de Paris et au JPL NASA, ont permis de valider de nouveaux concepts de récepteurs hétérodynes ultrasensibles pour l'instrument hétérodyne HIFI du satellite Herschel, pour l'interféromètre géant ALMA ainsi que pour des projets de ballons stratosphériques de la NASA. Mes activités de recherche sont également menées dans le cadre de collaborations avec des laboratoires nationaux (laboratoire d'Astroparticule et Cosmologie de l'Université de Paris 7, Thales/CNRS, l'Institut Néel, l'Université de Paris Sud, INSA de Rouen, etc) et internationaux (JPL NASA-USA et l'Université d'Oxford-UK). Durant ces presque 20 dernières années, j'ai conçu, simulé et optimisé des détecteurs ainsi que des circuits dédiés aux domaines submillimétrique et THz, jusqu'à l'infrarouge proche et le visible. J'ai élaboré des couches minces supraconductrices, qui représentent l'élément clé des détecteurs, et développé des procédés de microfabrication pointus avant de réaliser les détecteurs en salle blanche. J'ai expérimentalement et théoriquement étudié leurs fonctionnements ainsi que leurs performances en mettant en évidence, dans certains d'entre eux, des propriétés intéressantes, qui permettent d'entrevoir de nouvelles applications en magnétométrie ultrasensible ou en télécommunication ultrarapide.

Perspectives

Bien qu'ils aient démontré leur efficacité et leur pertinence dans de nombreuses applications de pointe, au sol comme dans l'espace, les systèmes de détection supraconducteurs requièrent néanmoins encore d'importants efforts de recherche que nous pourrions résumer à travers les quelques perspectives suivantes :

1. Mélangeurs de fréquences SIS THz

La technologie SIS demeure à ce jour incontournable pour les futures missions spatiales telles que les observatoires spatiaux de la NASA OST²⁸ [97] et russe Millimetron²⁹ [98]. Il reste néanmoins deux défis majeurs à relever pour répondre aux nouvelles exigences scientifiques auxquelles ces projets d'envergure doivent répondre. Le premier concerne la montée en fréquence pour couvrir notamment la bande 1-1,4 THz, où plusieurs transitions atomiques et moléculaires présentant un grand intérêt scientifique se produisent. La détection par exemple des différentes transitions de CO à 1,151, 1,267 et 1,382 THz permet de sonder des gaz moléculaires relativement chauds (~200-500 K) qui seraient localisés près des protoétoiles massives et dans les régions les plus actives du milieu interstellaire, afin d'en déterminer la cinématique. Citons aussi l'ion de l'azote N⁺ à 1,461 THz dont l'observation permet de sonder le milieu interstellaire ionisé et diffus. Pour finir, la transition de H₂D⁺ à 1,37 THz est supposée être un des traceurs majeurs des nuages moléculaires denses et froids. Or, pour des raisons technologiques, il n'existe pas de mélangeurs SIS performants permettant de couvrir entièrement cette bande comme en témoigne l'exemple de la figure V-1, où la bande 1,25-1,45 THz correspond au gap fréquentiel non couvert par l'instrument hétérodyne du satellite Herschel [99]. Cette bande peut cependant être couverte par des récepteurs hétérodynes à base de mélangeurs HEB qui, comparativement aux mélangeurs SIS, sont, d'une part, plus simple à fabriquer et, d'autre part, plus facile à utiliser (aucun champ magnétique n'est requis). Cependant, les récepteurs à base de HEB les plus sensibles se

²⁸OST : Origins Space Telescope. Satellite de la NASA en cours d'étude.

²⁹Millimetron : Satellite russe dont le lancement est prévu en 2025.

caractérisent par une bande FI plus réduite ($\Delta f_{FI} \sim 5$ GHz contre environ $\Delta f_{FI} \sim 20$ GHz pour les mélangeurs SIS) et des temps de stabilité plus courts, induisant des performances souvent en deçà des exigences de certains types d'observation (par exemple, l'observation de transitions à large raie spectrale de sources extragalactiques, observation en continuum, etc.). Une large bande FI permet aussi d'analyser simultanément un grand nombre de raies spectrales. L'élément qui empêche la montée en fréquence est le matériau supraconducteur, le niobium en l'occurrence, dont la fréquence de coupure est de 700 GHz. En effet, à partir de cette fréquence, les performances des mélangeurs SIS en Nb/AlO_x/Nb, intégrés à des lignes micro-rubans entièrement en niobium qui, à partir de cette fréquence, se comportent comme un métal normal, se détériorent considérablement à cause des pertes RF. La réalisation de lignes microrubans en aluminium et NbTiN dont les pertes sont plus faibles que celles du niobium à partir de 700 GHz, tout en maintenant les jonctions SIS en Nb/AlO_x/Nb, suffit pour obtenir des détecteurs performants jusqu'à ~ 1 THz [100].

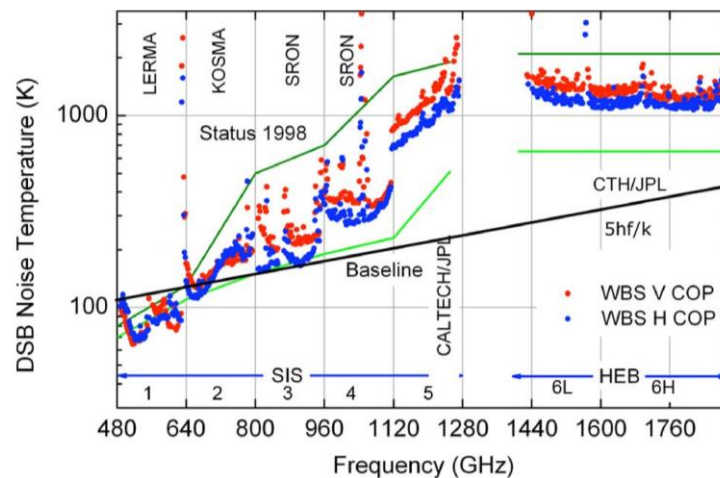


Figure V-1 : Performances en température de bruit équivalente double bande latérales (DSB) des mélangeurs de fréquences de l'instrument HIFI du satellite HERSCHEL établies en 2009 [99].

Au-delà de cette fréquence, l'emploi de matériaux à plus haute température critique pour réaliser aussi les jonctions SIS devient incontournable. Les meilleurs candidats restent le NbN et le NbTiN. S'agissant de supraconducteurs nitrurés, il convient aussi de remplacer l'AlO_x par le nitrure d'aluminium (AlN) comme couche isolante. En outre, l'emploi de l'AlN permet d'atteindre des densités de courant très élevées [101], ce qui permet d'élargir la bande RF des détecteurs. Bien que plusieurs groupes aient entrepris le développement de mélangeurs SIS à base de ces matériaux pour fonctionner jusqu'à 1,5-1,6 THz, il n'existe à ce jour pas de résultats probants, notamment en terme de sensibilité, si ce n'est ceux publiés par Karpov et al. [102] en 1999 qui ont fait état de température de bruit équivalente DSB de 400 K ($\sim 8 \times hv/k_B$) entre 1,1 et 1,26 THz avec un mélangeur en Nb/AlN/NbTiN. Or, elle est de $2-3 \times hv/k_B$ avec les jonctions en Nb/AlO_x/Nb à plus basse fréquence. L'origine de la détérioration de la sensibilité des mélangeurs SIS au-delà de 1 THz n'est actuellement pas très bien comprise. Elle serait due au bruit de grenaille « shot noise » dans la jonction, qui serait renforcé par la présence de réflexions multiples d'Andreev [103] entre le supraconducteur et la partie métallique³⁰ de la couche à partir de laquelle est formée la barrière tunnel. Dans le cadre de la collaboration avec l'Université d'Oxford, je poursuis actuellement le développement des mélangeurs SIS THz en NbN/AlN/NbN. Cette activité a été entamée en 2019 avec le travail de Master 2 de Jakob Wenninger [S3] (bourse européenne Erasmus) et avait pour premier objectif l'élaboration de la couche isolante AlN puis la réalisation des premières jonctions SIS THz.

³⁰ Dans le cas de l'aluminium dont l'épaisseur est typiquement de 7-10 nm, la barrière tunnel, qui représente l'isolant de la jonction, est obtenue en oxydant ou en nitrurant la couche sur une très faible profondeur qui doit être inférieure à 1 nm si l'on veut des densités de courants supérieures à 10 kA/cm². Il reste donc une partie métallique qui, néanmoins, par effet de proximité, se comporte comme un supraconducteur.

2. Récepteurs hétérodynes THz intégrés

Le second grand défi concerne le développement d’imageurs hétérodynes submm/THz, où l’association entre la haute résolution spectrale et l’imagerie permet, en plus d’identifier les transitions moléculaires et atomiques constituant les nuages de gaz dans le milieu stellaire, de renseigner sur leur dynamique en révélant par exemple s’ils sont en contraction, en expansion ou en rotation [94]. Les grands radiotélescopes millimétriques et submillimétriques (ODIN³¹, Herschel, ALMA, NEOMA) ont été ou sont à base de récepteurs mono-pixels, avec lesquelles il est tout de même possible de construire des images en réalisant plusieurs scans. Comme mentionné dans le chapitre 1, ceci requiert cependant des temps d’intégration extrêmement longs qui, dans certains cas, ne permettent pas de saisir les phénomènes rapides. L’idée de développer des récepteurs multipixels s’est imposée dès la mise en œuvre des premiers mélangeurs supraconducteurs SIS il y a une trentaine d’années comme résumé dans le tableau V-1. Cependant, à cause de l’immaturité, voire de l’inexistence, de solutions technologiques, permettant d’envisager un grand nombre de pixel, la plupart des récepteurs multipixels développés à ce jour, en comportant un nombre réduit, ne dépassant pas les 20 pixels. Or, pas moins de 100 pixels sont nécessaires [101] pour aboutir à de véritables caméras hétérodynes submm/THz.

Nom du projet (année)	Bande RF	Nombre de pixel	Type	OL	Télescope
HERA (2001)	220 - 260	9	SIS	WC	IRAM 30m
CHAMP (1998)	410 - 520	16	SIS	FG+MPI	CSO 10m
Pole STAR (2000)	807.5	4	SIS	ML+MPI	AST/RO 1.7m
SMART (2001)	490/810	8/8	SIS	CFG+MPI	KOSMA 3m
DesertSTAR (2003)	320-370	7	SIS	CFG+DBS	HHT 10m
CHAMP+ (2007)	670/860	7/7	SIS	CFG+MPI	APEX 12m
SuperCam (2016)	330-360	64	SIS	WPD+DBS	HHT 10m
HARP (2005)	320-370	16	SIS	ML+DBS	JCMT 15m
UpGREAT (2015)	2000/4700	14/7	HEB	CFG+WG	SOFIA 2.5m

Tableau V-I : Récepteurs hétérodynes submillimétriques multipixels développés au niveau mondial [99].

La mise en œuvre de tels systèmes est confrontée actuellement à deux grandes problématiques. La première concerne l’oscillateur local qui doit délivrer une puissance suffisamment élevée pour illuminer l’ensemble des pixels. La figure V-2 présente les différentes technologies d’oscillateurs locaux existantes ainsi que les puissances de sortie maximales correspondantes [104].

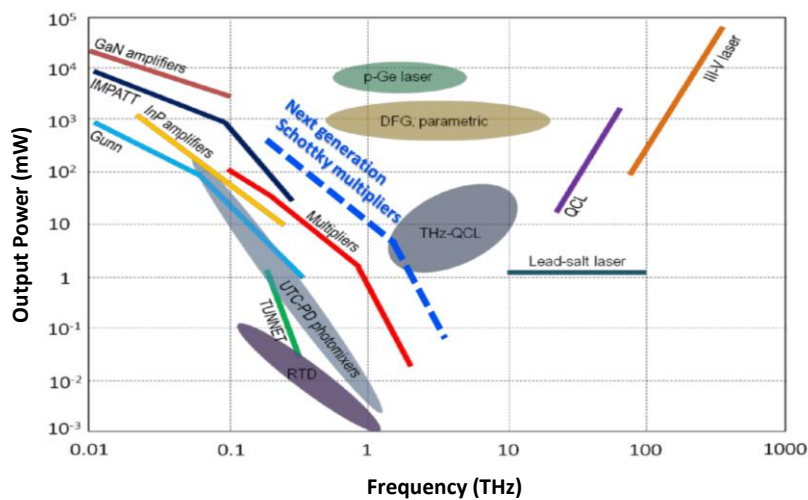


Figure V-2 : Technologies et performances des sources OL [104].

³¹ODIN : Satellite suédois lancé et mise en orbite en 2001.

Dans la bande 100 GHz – 5 THz, les deux technologies dominantes sont les multiplificateurs de fréquence à base de diode Schottky et les QCL³² [105]. Les multiplificateurs ne peuvent couvrir efficacement que la partie basse de la bande, jusqu'à 2 THz, où d'importants efforts sont actuellement déployés pour augmenter leur puissance de sortie [104]. Quant aux QCL, dont le premier démonstrateur a été mis au point dans l'infrarouge proche à $\lambda \approx 4,8 \mu\text{m}$ ($f \approx 62,5 \text{ THz}$), ils arrivent difficilement à couvrir la partie haute de la bande 2,5-5 THz. Ici, la problématique est inversée : le défi consiste à les faire fonctionner, et ce de manière stable, à quelques THz, typiquement entre 2 et 3 THz qui représentent les plus basses fréquences actuellement atteignables avec cette technologie. Les multiplificateurs actuels sont capables de fournir des puissances de plusieurs dizaines de microwatts à 1,9 THz. Quant aux QCL, ils sont capables de délivrer plusieurs milliwatts à partir de 2,5 THz. Encore faut-il acheminer de manière homogène le signal OL jusqu'aux mélangeurs où chacun doit recevoir une puissance suffisante pour assurer son fonctionnement optimal. En fonction de la fréquence, il existe deux techniques pour réaliser la répartition de la puissance OL : des structures en guide d'ondes (cf. figure I-9.b) et quasi-optiques en utilisant par exemple des réseaux de diffraction de Fourier pour diviser le signal de l'oscillateur local en plusieurs faisceaux [106-107] avant de coupler chaque faisceau à un mélangeur grâce à une lentille. Or, comme présenté dans le troisième chapitre, l'emploi de guide d'ondes qui offre une qualité de couplage optique supérieure doit être privilégié. Comme oscillateur local, nous proposons une autre voie qui consiste à utiliser le concept des multijonctions SIS qui, comme présenté dans le deuxième chapitre, ont démontré qu'elles sont capables de fonctionner comme générateur de signaux submillimétriques. En outre, ce concept peut-être aussi étendu aux plus hautes fréquences (>1THz). Là aussi, il est nécessaire de développer des multijonctions SIS à partir de matériaux à haute température critique en remplaçant le Nb par le NbN ou le NbTiN. La multijonction sera ensuite intégrée avec un mélangeur de fréquences dans une structure guide d'ondes qui sera réalisée en s'inspirant des développements des mélangeurs THz en technologie guide d'ondes dans le silicium.

3. Multijonction SIS comme source OL THz à 77 K ?

Il est aussi tout à fait envisageable de réaliser des systèmes de détection hétérodynes THz fonctionnant à la température de l'azote liquide en utilisant le concept des multijonctions définies à partir des matériaux supraconducteurs à haute température critique (HT_C), tel que l'YBCO dont la T_C est supérieure à 77 K. Néanmoins, la réalisation de jonctions SIS à partir de matériaux HT_C n'est actuellement pas possible à cause de la difficulté de réaliser la croissance épitaxiale d'un supraconducteur à haute température critique sur un matériau amorphe tel que l' AlO_x , le SiO ou le SiO_2 . Une réflexion conjointe avec J. Briatico et B. Marçilhac de l'Unité Mixte Thalès-CNRS, nous a permis de proposer une solution qui consiste à d'abord à structurer la couche d'YBCO en paires de colonnes avant de les couvrir jusqu'au sommet avec un diélectrique. Une jonction Josephson peut être ensuite formée en contactant les deux sommets dégagés de chaque paire comme décrit dans la figure V-3.

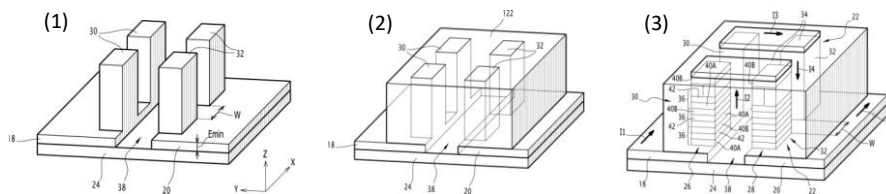


Figure V-3 : différentes étapes technologiques destinées à l'élaboration d'un résonateur submillimétrique/TeraHertz à base de supraconducteurs HT_C (d'après notre brevet WO 2014/012981 février 2014)

Comme pour la multijonction en Nb/ AlO_x /Nb, la disposition non périodique des paires de colonnes, c'est-à-dire des jonctions, obéira à une distribution qui sera obtenue à l'issue d'une optimisation du circuit dans une large bande RF entre 1 et 10 THz. Grâce à cette idée novatrice, brevetée en 2014 [B2],

³²Quantum Cascade Laser.

il serait possible de réaliser des sources hyperfréquences/THz refroidies soit passivement à la température de l'azote liquide de 77 K soit, comme proposé par J. Briatico, en utilisant un des petits cryogénérateurs (cf. figure V-4) développés par Thales Cryogenics dans lequel la puce oscillateur local-mélangeur sera encapsulée. Ce cryogénérateur très compact peut descendre à 60 K en moins de quatre minutes avec une consommation inférieure à 6 W. Ceci permettra de réduire considérablement la puissance de refroidissement des systèmes de détection. Cette idée est très attrayante pour des applications autres que la radioastronomie, telles que les télécommunications, la sécurité, l'industrie pharmacologique ou la surveillance de l'atmosphère terrestre.



Figure V-4 : Cryogénérateur rotatif RM3 de Thales Cryogenics, d'une capacité de froid de 600 mW à 77K, et d'une taille inférieure à une cannette de soda.

4. Récepteur hétérodyne THz intégré en technologie guide d'ondes

La miniaturisation et l'intégration des récepteurs hétérodynes submillimétriques/terahertz représentent un autre axe de recherche et développement majeur pour les futurs instruments notamment ceux qui seront embarqués sur des satellites. Cela permettra de réduire considérablement la masse, le volume ainsi que la consommation électrique des systèmes de détection. L'implémentation d'un circuit intégré planaire intégrant sur un même substrat de quelques millimètres de côté, un détecteur SIS et une multijonction SIS, comme présenté dans le deuxième chapitre, n'est cependant plus possible lorsque les deux éléments sont réalisés à partir de différents matériaux. C'est le cas par exemple d'un mélangeur HEB en NbN ou en MgB₂ et d'un oscillateur à base d'une mutijonction SIS à HT_c. La solution sera l'emploi de la technologie guides d'ondes THz dans le silicium que nous avons développé au JPL (cf. le troisième chapitre).

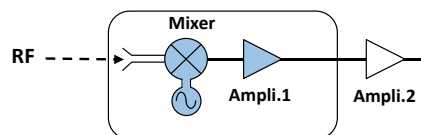


Figure V-5 : Schémas de principe d'un récepteur hétérodyne simple.

5. Caméra hétérodyne THz en technologie guide d'ondes

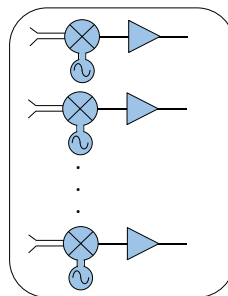


Figure V-6 : Schémas de principe d'un récepteur hétérodyne multipixel intégrés en technologie guide d'ondes.

La mise en œuvre d'un récepteur hétérodyne THz intégré en technologie guide d'ondes rend envisageable celle des récepteurs hétérodynes mutipixels intégrés, compacts et légers où il sera possible

d'injecter l'oscillateur local non pas de l'extérieur par une source unique dont la puissance est divisée en autant de mélangeurs composant le récepteur mutipixel, grâce à des éléments quasioptiques ou des guides d'ondes, mais de l'intérieur au plus près de chaque mélangeur ou d'un sous-ensemble de mélangeurs comme illustré par la figure V-6. Cette solution est d'autant plus novatrice qu'elle peut être envisagée avec des jonctions SIS réalisées à partir de supraconducteurs à haute température critique.

6. Détecteurs supraconducteurs MKIDS

Etant relativement jeune, la technologie des détecteurs MKIDs continue néanmoins à faire l'objet d'importants efforts de recherche et développement tant au niveau national qu'international afin de répondre aux exigences très pointues des applications astronomiques. Plusieurs caractéristiques doivent en effet être investiguées et améliorées. C'est le cas, par exemple, de la résolution en énergie, de l'efficacité quantique qui est de l'ordre de 10-15% seulement ou du bruit TLS qui doit être davantage minimisé. A l'Observatoire de Paris, nous avons développé avec succès les premiers détecteurs MKIDs en mettant en œuvre notamment de nouvelles géométries, permettant de réduire la taille des résonateurs dans l'objectif d'augmenter le taux de remplissage ainsi que la résolution spatiale des caméras optiques à base de MKIDs. Ceci est par exemple nécessaire pour le développement de SPIAKID³³, un nouvel instrument dédié à l'observation et l'étude des galaxies à faibles intensités dans le Groupe Local, que nous avons commencé à développer et construire début 2020 (Piercalo Bonifacio, chercheur astronome au GEPI, est le principal investigateur). SPIAKID qui sera installé dans le foyer du télescope NTT de l'ESO au Chili, exploitera l'ensemble des études que nous menons depuis ces trois dernières années. L'instrument couvrira une large bande allant de 400 à 1600 nm et utilisera à terme des matrices de 20 000 pixels, avec une taille de pixel idéale entre 75×75 μm et 84×84 μm. Je suis responsable du développement des matrices MKIDs. D'autre part, dans l'objectif d'augmenter le facteur de qualité et minimiser un des bruits intrinsèques des MKIDs, le TLS, nous avons réalisé des résonateurs avec des capacités à vide, sans diélectrique, en suspendant l'électrode supérieure, grâce à un nouveau procédé qui vient d'être breveté par le CNRS [B1]. Nous cherchons à présent à étendre ce procédé aux méandres. En effet, la suspension de ce dernier permettra de mener des études qui ne peuvent être menées avec les géométries classiques existantes. Il est question de :

- Quantifier la contribution réelle de chaque élément du résonateur au bruit TLS, y compris celle du matériau supraconducteur comme suggéré par une équipe du CEA [108].
- Identifier la cause des faibles valeurs de la résolution en énergie. En effet, séparer physiquement le supraconducteur du substrat empêchera l'écoulement des phonons qui serait la source des fluctuations dans la réponse temporelle. Ce faisant, cela permettrait aussi d'améliorer la sensibilité du détecteur grâce au piégeage des phonons dans le supraconducteur, en brisant davantage de paires de Cooper, ce qui augmentera la responsivité du détecteur.

La figure V-7 montre le premier méandre supraconducteur suspendu en TiN que nous avons récemment réussi à réaliser. Cependant, la sensibilité étant inversement proportionnelle au volume du méandre, les études doivent être poursuivies afin de réduire l'épaisseur d'environ 500 nm à une centaine de nm.

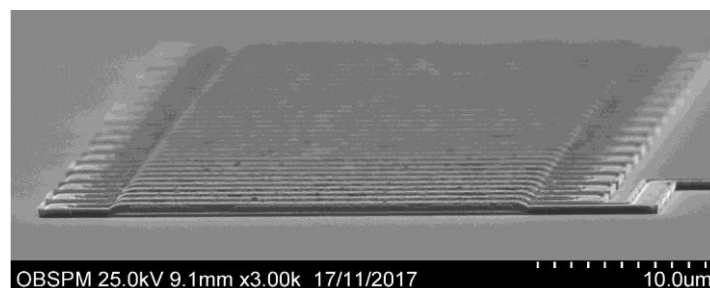


Figure V-7 : Photographie prise au microscope électronique d'un méandre suspendu en TiN de 500 nm d'épaisseur. Le gap d'air entre le méandre et le substrat est autour de 360 nm.

³³SPIAKID : Spectro Photometric Imaging in Astronomy with Kinetic Inductance Detectors.

Références

- [1] B. P. Abbott *et al.* (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger,” *Phys. Rev. Lett.* 116, 061102, February 2016.
- [2] P.H. Siegel, R.P. Smith, M. C. Gaidis and Suzanne C. Martin, “2.5-THz GaAs Monolithic Membrane-Diode Mixer,” *IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques*, Vol. 47, No. 5, May 1999.
- [3] Stella Bevilacqua, “Superconducting THz mixers based on MgB2 film,” Licentiate thesis, Chalmers University, Sweden, 2013.
- [4] T. De Graauw *et al.*, “The Herschel-heterodyne instrument for the far infrared (HIFI),” *Astronomy & Astrophys.*, vol. 518, p. L6, 2010.
- [5] <https://www.eso.org/public/teles-instr/alma/>
- [6] <http://iram-institute.org/EN/noema-project.php>
- [7] <https://www.eso.org/public/teles-instr/apex/>
- [8] C. Kulesa, “Terahertz Spectroscopy for Astronomy : From Comets to Cosmology,” *IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology*, Vol. 1, N. 11, 2011.
- [9] A. Karska1 *et al.*, “ Water in star forming regions with Herschel (WISH) III. Far-infrared cooling lines in low-mass young stellar objects,” *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 552, A141 (2013).
- [10] A. P. Whitworth and S. E. Jaffa, “A simple approach to CO cooling in molecular clouds,” *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 611, A20 (2018).
- [11] The Event Horizon Telescope Collaboration “ First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole,” *The Astrophysical Journal Letters*, 875 : L1(17pp), April 2019.
- [12] Walker, C., Kulesa, C., Bernasconi, P., *et al.*, “The Stratospheric TeraHertz Observatory (STO),” in *Ground-Based and Airborne Telescopes III Proceedings of SPIE 7733, 77330N*, 2010.
- [13] Alen Luštica “CCD and CMOS Image Sensors in New HD Cameras,” In *proceed. of 53rd Int. Symp. ELMAR-2011, Croatia, 14-16 Sept. 2011.*
- [14] B. D. Josephson, “Possible new effects in superconductive tunnelling,” *Phys. Lett.* 1, 251, 1962.
- [15] J. Bardeen, L. N. Cooper *et J. R. Schrieffer*, “Theory of superconducting,” *Phys. Rev.*, vol. 108, p. 1175, 1957.
- [16] A. Khudchenko *et al.*, “Design and Performance of a Sideband Separating SIS Mixer for 800–950 GHz,” *IEEE Trans. On Terahertz Science And Technology*, Vol. 9, No. 6, November 2019.
- [17] F. Boussaha “ Développement d’un démonstrateur de récepteur hétérodyne large bande passante à 4,2 K,” thèse Université de Pierre et Marie Curie, septembre 2003.
- [18] J. Tucker and M. Feldman, “Quantum detection at millimeter wavelengths,” *Rev. Mod. Phys.* 57, 1055, 1985.
- [19] M. Birkinshaw “The Sunyaev-Zel’Dovich Effect,” *Physics Reports*, Vol. 310, Issues 2–3, pp 97-195, 1999.
- [20] Lionel Loukitch “Modélisation et analyse mathématique d’un système à non-linéarités distribuées : les réseaux hétérogènes de jonctions Josephson,” Thèse de doctorat en Mathématiques appliquées INSA de Rouen, 2006.
- [21] K. K. Likharev, “Dynamics of Josephson Junctions and Circuits,” Gordon and Breach, London, 1986.
- [22] A. Barone and G. Paterno, “Physics and Applications of the Josephson Effect,” Wiley, New York, 1982.
- [23] Jhy-Jiun Chang “Fiske steps in Josephson junctions,” *Phys. Rev. B* 28, 1276, 1983.
- [24] V. P. Kosheletset *al.*, “Superconducting integrated terahertz spectrometers,” *IEEE IEEE Trans. THz Sci. Techn.*, vol. 4, no. 5, pp. 687–694, July 2015.
- [25] P. Carelli *et al.*, “An absolute magnetometer based on dc Superconducting QUantum Interference Devices,” *Euro. phys. Lett.* 39 569, 1997.
- [26] J. Oppenlaender *et al.*, “Superconducting quantum interference filters operated in commercial miniature cryocoolers,” *IEEE Trans. on Applied Superconductivity* 15(2):936 – 939, July 2005.
- [27] L. Sargsyan *et al.*, “Star Formation Rates from [CII] 158 um and Mid Infrared Emission Lines for Starbursts and AGN,” *The Astrophysical Journal*, 790:15 (12pp), 2014 July 20.

- [28] N. Balakrishnan et al., “Rotational Quenching of HD in Collisions with H₂: Resolving Discrepancies for Low-lying Rotational Transitions,” *The Astrophysical Journal*, 866:95 (7pp), October 2018.
- [29] E. M. Gershenzon et al., “Millimeter and submillimeter range mixer based on electronic heating of superconducting films in the resistive state,” *Superconductivity*, vol. 3, pp. 1592-1597, 1990.
- [30] E. M. Gershenzon et al., “Electromagnetic radiation mixer based on electron heating in resistive state of superconductive Nb and YBaCuO films,” *IEEE Trans. Magn.* 27 1317–20, 1991.
- [31] D. Prober, “Superconducting terahertz mixer using a transition-edge microbolometer,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 2119-2121, 1993.
- [32] B. S. Karasik, E. V. Pechen and S. I. Krasnosvobodtsev “Diffusion cooling mechanism in a hot electron NbN microbolometer,” *Appl. Phys. Lett.* 68 2285, 1996.
- [33] R. S. Nebosis, A. D. Semenov, Y. P. Gousev and K. F. Renk “Rigorous analysis of a superconducting hot electron bolometer mixer : theory and comparison with experiment,” *Proc. of the 7th Int. Symp. On Space Terahertz Technology*, pp 601–13, 1996.
- [34] D. W Floet et al., “Hots pot mixing: A framework for heterodyne mixing in superconducting hot-electron bolometers”, *Appl. Phys. Lett.* 74, 433 (1999).
- [35] H. Merkel et al., “A hot spot mixer model for superconducting phononcooled HEB far above the quasiparticle bandgap”, *Proc. of the 10th Int. Symp. On Space Terahertz Technology* pp 592–606, 1999.
- [36] P. Khosropanah et al., “A distributed device model for phonon-cooled HEB mixers predicting IV characteristics, gain, noise and IF bandwidth,” *Proc. of the 11th Int. Symp. On Space Terahertz Technology*, 2000.
- [37] A. Skalare et al., “Large bandwidth and low noise in a diffusion cooled hot electron bolometer mixer,” *Appl. Phys. Lett.* 68 1558, 1996.
- [38] H. Ekstro et al., “Gain and noise bandwidth of NbN hot-electron bolometric mixers,” *Appl. Phys. Lett.* 70, 3296 (1997).
- [39] S. Krause et al., “Noise and IF gain bandwidth of a balanced waveguide NbN/GaN hot electron bolometer mixer operating at 1.3 THz” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 8, issue 3, pp. 365-371, 2018.
- [40] D. Cunnane et al., “Optimization of Parameters of MgB₂ Hot Electron Bolometers”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, issue 4, 2017.
- [41] Novoselov and S Cherednichenko, “Low noise terahertz MgB₂ hot-electron bolometer mixers with an 11 GHz bandwidth,” *Appl. Phys. Lett.* 110, 032601 (2017).
- [42] B. S. Karasik et al., “Low noise in a diffusion-cooled hot electron mixer at 2.5 THz,” *Appl. Phys. Lett.* 71 1567 (1997).
- [43] S. Cherednichenko et al., “Hot-electron bolometer terahertz mixers for the Herschel Space Observatory,” *Rev.of Scientific Inst.*, vol.79, no.034501, 2008.
- [44] K. M. Zhou et al., “A 1.4 THz quasioptical NbN superconducting HEB mixer developed for the DATE5 telescope,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 25 1–5, 2014.
- [45] G. Gay “Mélangeurs à bolomètres à électrons chauds sur membranes fonctionnant au-delà du THz pour l’instrument post-Herschel,” thèse de l’Université de Pierre et Marie Curie, Novembre 2013.
- [46] P. Pütz et al., “NbTiN hot electron bolometer waveguide mixers on membranes at THz frequencies,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 636–639, Jun. 2011.
- [47] D. Büchel et al. “4.7-THz Superconducting Hot Electron Bolometer Waveguide Mixer”, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 5, 207-214, 2015.
- [48] L. Jiang et al., “Development of 1.5 THz waveguide NbTiN superconducting hot electron bolometer mixers,” *Supercond. Sci. Technol.* 23 (045025), 2010.
- [49] D. Meledin et al., “A 1.3 THz balanced waveguide HEB mixer for APEX telescope,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 57, no. 1, pp. 89–98, Jan. 2009.
- [50] A. K. Kerr, “Suggestions for revised definitions of noise quantities, including quantum effects,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, no. 3, pp. 325–329, Mar. 1999.
- [51] A. Maestrini et al., “Design and characterization of a room temperature all-solid-state electronic source tunable from 2.48 to 2.75 THz,” *IEEE Trans. THz Sci. Tech.*, vol. 2, no. 2, pp. 177–185, Mar. 2012.
- [51] P. K. Day et al., “A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays,” *Nature* 425(6960), 817–821 (2003).

- [52] S. Doyle, “Lumped Element Kinetic Inductance Detectors,” PhD dissertation, Cardiff University (2008).
- [53] S. Ariyoshi et al., “Terahertz imaging with a direct detector based on superconducting tunnel junctions,” *Appl. Phys. Lett.* 88, 203503 (2006).
- [54] K. D. Irwin and G. C. Hilton “Transition-Edge Sensors,” *Cryogenic Particle Enss (Ed.) Topics Appl. Phys.* 99, 63-149 (2005).
- [55] A. Monfardini et al., “NIKA : A millimeter-wave kinetic inductance camera,” *A&A.* 521, A29 (2010).
- [56] R. Adam et al., “The NIKA2 large-field-of-view millimetre continuum camera for the 30 m IRAM telescope,” *Astronomy & Astrophysics* 609, A115 (2018).
- [57] J. A. Schlaerth et al., “The Status of Music : A Multicolor Sub/millimeter MKID Instrument,” *J. Low Temp. Phys.* 167, 347-353 (2012).
- [58] Endo et al., “Design of an Integrated Filterbank for DESHIMA : On-Chip Submillimeter Imaging Spectrograph Based on Superconducting Resonators,” *J Low Temp Phys* 167 :341–346 (2012).
- [59] M. P. Lesser, “CCD thinning, coating, and mounting research for astronomy,” *Proc. CCD’s in Astronomy*, vol. 8, pp. 63–75, 1989.
- [60] B. A. Mazin et al., “ARCONS : A 2024-pixel optical through near-IR cryogenic imaging spectrophotometer,” *Astronomical Soc. Pacific* 125, 1348-1361 (2013).
- [61] S. R. Meeker et al., “DARKNESS : A Microwave Kinetic Inductance Detector Integral Field Spectrograph for High-Contrast Astronomy,” *Astronomical Soc. Pacific.* 130, 065001 (2018).
- [62] A. Walker et al., “MEC: the MKID exoplanet camera for high contrast astronomy at Subaru,” *Proceedings Volume 10702, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII; 107020V* (2018).
- [63] B. Mazin et al., “KRAKENS: a superconducting MKID integral field spectrograph concept for the Keck I telescope,” in *Proceedings Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII, Vol. 10702, 107020H* (2018).
- [64] S. Beldi “Développement de détecteurs MKIDs (Microwave Kinetic Inductance Detectors) fonctionnant dans l’infrarouge proche et le visible pour l’astronomie,” thèse de l’Observatoire de Paris, Université PSL, 2019.
- [65] V. Belokurov et al., “A Faint New Milky Way Satellite in Bootes,” *ApJ.* 647, L111-L114 (2006).
- [66] T. M. Brown et al., “The Quenching of the Ultra-faint Dwarf Galaxies in the Reionization Era,” *ApJ.* 796, 91, 13 pp (2014).
- [67] E. N. Kirby et al., “Multi-element Abundance Measurements from Medium-resolution Spectra. IV. Alpha Element Distributions in Milky Way Satellite Galaxies,” *ApJ.* 727, 79, 25 pp (2011).
- [68] B.P. Abbott et al. “GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral,” *Phys. Rev. Lett.* 119, 161101 (2017).
- [69] I. Arcavi et al., “Optical emission from a kilonova following a gravitational-wave-detected neutron-star merger,” *Nature.* 551, 64-66 (2017).
- [70] E. Pian et al., “Spectroscopic identification of r-process nucleosynthesis in a double neutron star merger,” *Nature.* 551, 67-70 (2017).
- [71] A. Mejia-Narvaez et al., “Galaxy properties from J-PAS narrow-band photometry,” *MNRAS.* 471, 4722-4746 (2017).
- [72] J. Zmuidzinas, “Superconducting Microresonators: Physics and Applications,” *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* 3 : 169–214. 2012.
- [73] O. Noroozian et al., “Two level system noise reduction for microwave kinetic inductance detectors,” *AIP Conf. Proc.* 1185, 148–151 (2009).
- [74] J. M. Martinis et al., “Decoherence in Josephson qubits from dielectric loss,” *Phys. Rev. Lett.* 95(21), 210503 (2005).
- [75] J. Gao et al., “Experimental evidence for a surface distribution of two-level systems in superconducting lithographed microwave resonators,” *Appl. Phys. Lett.* 92(15), 152505 (2008).
- [76] W. A. Phillips, “Tunneling states in amorphous solids,” *J. of Low Temp. Phys.* 7(3-4), 351-360 (1972).
- [77] S. J. Weber, K. W. Murch, D. H. Slichter, R. Vijay, and I. Siddiqi, “Single crystal silicon capacitors with low microwave loss in the single photon regime,” *Appl. Phys. Lett.* 98 (17), 172510 (2011).

- [78] H. Paik and K. D. Osborn, “Reducing quantum-regime dielectric loss of silicon nitride for superconducting quantum circuits,” *Appl. Phys. Lett.* 96 (7), 072505 (2010).
- [79] K. Cicak, D. Li, J. A. Strong, M. S. Allman, F. Altomare, A. J. Sirois, J. D. Whittaker, J. D. Teufel, and R. W. Simmonds, “Low-loss superconducting resonant circuits using vacuum-gap-based microwave components,” *Appl. Phys. Lett.* 96(9), 093502 (2010).
- [80] N. Zobrist et al., “Wide-band parametric amplifier readout and resolution of optical microwave kinetic inductance detectors,” *Appl. Phys. Lett.* 115, 042601 (2019).
- [81] S. Rowe et al., “A passive terahertz video camera based on lumped element kinetic inductance detectors,” *Review of Scientific Instruments*, 87 (3):033105. (2016)
- [82] C. Yang et al., “Lumped element kinetic inductance detectors based on two-gap MgB₂ thin films,” *Applied Physics Letters*, 112(2), 2018.
- [83] A. Chakrabarty et al., “Operation of YBCO kinetic-inductance bolometers for outer solar system missions,” *Applied Physics Letters*, 114, 2019.
- [84] B. Mazin, “Superconducting Materials for Microwave Kinetic Inductance Detectors,” arXiv:2004.14576v1, 29 Apr 2020.
- [85] S. Ariyoshi et al., “NbN-Based Microwave Kinetic Inductance Detector with a Rewound Spiral Resonator for Broadband Terahertz Detection,” *Applied Physics Express* 6, 064103 (2013).
- [86] H. G. LeDuc et al., “Titanium nitride lms for ultrasensitive microresonator detectors,” *Appl. Phys. Lett.* 97, 102509 (2010).
- [87] P. Szypryt et al., “Large-format platinum silicide microwave kinetic inductance detectors for optical to near-IR astronomy,” *Opt. Express* 25(21), 25894–25909 (2017).
- [88] P. Szypryt et al., “High quality factor platinum silicide microwave kinetic inductance detectors,” *Appl. Phys. Lett.* 109 (15), 151102 (2016).
- [89] N. Zobrist et al., “Design and performance of hafnium optical and near-IR kinetic inductance detectors” *Appl. Phys. Lett.* 115, 213503 (2019).
- [90] G. Coiffard et al., “Characterization of sputtered hafnium thin films for high quality factor microwave kinetic inductance detectors”, *Superconductor Science and Technology*, April 2020.
- [91] M. R. Vissers et al., “Proximity-coupled Ti/TiN multilayers for use in kinetic inductance detectors,” *Appl. Phys. Lett.* 102, 232603 (2013).
- [92] G. Coiffard et al., “Parallel plate microwave kinetic inductance detectors,” *Low Temp. Detectors (LTD) workshop, Japan*, July (2017).
- [93] G. coiffard et al., “Uniform Non-stoichiometric Titanium Nitride Thin Films for Improved Kinetic Inductance Detector Arrays,” *J. Of Low Temp. Physics*, Vol. 184, pp. 654–660 (2016).
- [94] M. Calvo et al., “The NIKA2 Instrument, A Dual-Band Kilopixel KID Array for Millimetric Astronomy,” *J. of Low Temp. Physics*, Vol. 184, pp. 816–823 (2016).
- [95] J. Gao et al., “A semiempirical model for two-level system noise in superconducting microresonators,” *Appl. Phys. Lett.* 92, 212504, (2008).
- [96] M Vonschickfus et S Hunklinger, “Saturation of the dielectric absorption of vitreous silica at low temperatures,” *Phys. Rev. Lett.* 64 (1), 144-146, (1977).
- [97] C. Battersby “The Origins Space Telescope,” *Nature Astronomy*, Vol. 2, pp. 596–599 (2018).
- [98] N.S. Kardashev et al., “Review of scientific topics for Millimetron space observatory,” *Physics-Uspekhi*, Vol. 57, No. 12, 2015.
- [99] C. E. Groppi and J. H. Kawamura, “Coherent Detector Arrays for Terahertz Astrophysics Applications,” *IEEE Trans. On Terahertz Science and Technology*, Vol. 1, Issue 1, pp. 85-96, 2011.
- [100] B. D. Jasckson et al., “Low-Noise 0.8–0.96- and 0.96–1.12-THz Superconductor–Insulator–Superconductor Mixers for the Herschel Space Observatory,” *IEEE Trans. On Microwave Theory and Technbiques*, Vol. 54, No. 2, 2006.
- [101] Z. Wang et al., “NbN/AlN/NbN tunnel junctions with high current density up to 54 kA/cm²,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 1, pp. 114–116, 1997.
- [102] A. Karpov et al., “Low Noise 1 THz–1.4 THz Mixers Using Nb/Al-AlN/NbTiN SIS Junctions,” *IEEE Trans. On Appl. Superconductivity* 17 (2), 343-346, 2007.
- [103] D. Liu et al., “Shot Noise in NbN/AlN/NbN Superconducting Tunneling Junctions,” *IEEE Trans. On ON Applied Superconductivity*, Vol. 27, No. 4, June 2017.
- [104] I. Mehdi et al., “Far-Infrared Heterodyne Array Receivers,” white paper, 2019.

- [105] J. Faist et al., “Quantum Cascade Laser,” *Science*, Vol. 264, Issue 5158, pp. 553-55622, Apr. 1994.
- [106] Y. Gan et al., “81 supra-THz beams generated by a Fourier grating and a quantum cascade laser,” *Optics Express* 27 (23), 34192-34203, 2019.
- [107] F. Defrance et al., “Structured surface reflector design for oblique incidence beam splitter at 610 GHz,” *Optics Express*, Vol. 24, Issue 18, pp. 20335-20345 (2016).
- [108] H. le Sueur et al., “Microscopic charged fluctuators as a limit to the coherence of disordered superconductor devices,” arXiv:1810.12801v1.

Annexe

I. Principales publications, conférences, brevets et revue grand public

• Revues internationales avec comité de lecture

[R1] **F. Boussaha**, S. Beldi, A. Monfardini, M. Calvo, C. Chaumont, F. Levy-Bertrand, T. Vacelet, A. Traini, J. Firminy, M. Piat, F. Reix, “Development of TiN Vacuum-Gap Capacitor Lumped-Element Kinetic Inductance Detectors”, *J Low Temp Phys* 199, 994–1003 (2020).

[R2] Jie Hu, M. Salatino, C. Chaumont, **F. Boussaha**, Christophe Goupil, M. Piat, “Proximity-Coupled Al/Au Bilayer Kinetic Inductance Detectors”, *J Low Temp Phys* 199, 355–361 (2020).

[R3] S. Beldi, **F. Boussaha**, J. Hu, A. Monfardini, A. Traini, F. Levy-Bertrand, C. Chaumont, M. Gonzales, J. Firminy, F. Reix, M. Rosticher, Michael, S. Mignot, M. Piat, P. Bonifacio, “High Q-factor near infrared and visible Al₂O₃-based parallel-plate capacitor kinetic inductance detectors”, *Optics Express*, Vol. 27, No. 9, 13319, Apr. 2019.

[R4] J. D. Garrett, B. K. Tan, **F. Boussaha**, Christine Chaumont, and Ghassan Yassin Simulating the Behavior of a 230 GHz SIS Mixer Using Multi-Tone Spectral Domain Analysis”, *IEEE Trans. Terahertz Science and Technique*, Oct. 2019.

[R5] S. Beldi, **F. Boussaha**, J. Hu, A. Monfardini, A. Traini, F. Levy-Bertrand, C. Chaumont, M. Gonzales, J. Firminy, F. Reix, M. Rosticher, Michael, S. Mignot, M. Piat, P. Bonifacio, “High Q-factor near infrared and visible Al₂O₃-based parallel-plate capacitor kinetic inductance detectors”, *Optics Express*, Vol. 27, No. 9, 13319, Apr. 2019.

[R6] S. Beldi, **F. Boussaha**, C. Chaumont, S. Mignot, F. Reix, A. Tartari, T. Vacelet, A. Traini, M. Piat, P. Bonifacio “Design of Near Infrared and Visible Kinetic Inductance Detectors Using MIM Capacitors”, *J Low Temp Phys* 193, 184–188 (2018).

[R7] P. Baudoz, R. Galicher, Q. Cao, K. Wang, L. Xing, **F. Boussaha**, J. Firminy, M. Bonafous, “Laboratory demonstration of a broadband six-level phase mask coronagraph”, *Optics Express*, Vol. 26, No. 8, 10007, 16 Apr. 2018.

[R8] A. Traini, A. Tartari, G. Bordier, **F. Boussaha**, C. Chaumont, S. Beldi, F. Reix, M. Piat, “Dual-Color Antenna-Coupled LEKID for Next-Generation Multi-chroic CMB Focal Planes”, *J Low Temp Phys* 193, 170–175 (2018).

[R9] **F. Boussaha**, C. Chaumont, A. Féret, J-G. Caputo and T. Vacelet “Optimized Non-Uniform Nb SIS parallel Josephson junction array oscillators”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 26, Issue 3, 2016.

[R10] **F. Boussaha**, J. Kawamura, J. Stern, C. Jung-Kubiak, “2.7 THz Balanced Waveguide HEB Mixer,” *IEEE Trans. Terahertz Science and Technique*, Vol. 4, No. 5, pp 545-551, Sept. 2014.

[R11] A. Sidibe, F. Gadot, B. Belier, G. Bordier, D. Cammilleri, A. Ghribi, A. Tartari, M. Piat, J. Martino, F. Pajot, **F. Boussaha**, “Conception of a 90-GHz metamaterial-based coupler for astrophysical applications,” *Appl. Physics A*, 117(2), p. 523, 2014.

[R12] **F. Boussaha**, J. Kawamura, J. Stern, A. Skalare, and V. White, “A low-noise 2.7 THz waveguide based superconducting mixer,” *IEEE Trans. Terahertz Science and Technique*, Vol. 2, No. 3, PP 284-289, May 2012.

[R13] M. Salez and **F. Boussaha**, "Fluxon modes and phase-locking at 600 GHz in superconducting tunnel junction non-uniform arrays ", *J. Appl. Phys.* 107 (013908), January 2010.

[R14] **F. Boussaha**, M. Salez, A. Féret, B. Lecomte, C. Chaumont, M. Chaubet, F. Dauplay, Y. Delorme, JM. Krieg, "Harmonic and Subharmonic Submm-Wave emitted by Parallel Josephson Junction Arrays", *J. Appl. Phys.*, Vol. 105 (073902), April 2009.

[R15] G. Beaudin, **F. Boussaha**, F. Dauplay, Y. Delorme, A. Feret, Y. Jin, C. Jung, J.M. Krieg, R. Lefèvre, A. Maestrini, W. Miao, J.V. Siles, J. Treuttel and H. Wang, “Development of mixers and local oscillators for THz heterodyne instruments at Observatoire de Paris – LERMA,” European Astronomical Society Publications Series - EDP Sciences Journals -, vol. 37, pp. 73-82, 2009.

[R16] M. Salez, **F. Boussaha**, L. Loukitch, J-G. Caputo, "Interference filter properties of non-uniform Josephson junction arrays", J. Appl. Phys., Vol. 102 (083904), October 2007.

• **Communications internationales avec actes**

[C1] **F. Boussaha**, S. Beldi, A. Monfardin, Jie Hu, Martino Calvo, Christine Chaumont, Florence Levy-Bertrand, Thibaut Vacelet, Alessandro Traini, Josiane Firminy, Michel Piat, Florent Reix, “Development of TiN Vacuum Gap Capacitor Lumped Element Kinetic Inductance Detectors” 18th workshop on Low temperature Detectors, Milano Italy 2019. (Oral)

[C2] J. Hu, Maria Salatino, A. Traini, C. Chaumont, **F. Boussaha**, C. Goupil, Michel Piat, “High quality Proximity-Coupled Al/Au bilayer Kinetic Inductance Detectors” 18th workshop on Low temperature Detectors, Milano Italy 2019. (Oral)

[C3] F. Gadot, B. Belier, M. Piat and **F. Boussaha**, “Engineering of metamaterials based cut-band to bandpass filters”, 12th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena – Metamaterials 2018 Espoo, Finlande, Aug. 27th – Sept. 1st, 2018.

[C4] J. Garrett, J. Leech, **F. Boussaha**, C. Chaumont, B. Ellison, G. Yassin, “A 1x4 focal plane array using 230 GHz SIS mixers” 2018 29th IEEE International Symposium on Space Terahertz Technology, ISSTT 2018, 240-244, 2018. (Oral)

[C5] F. Patru, P. Baudoz, R. Galicher, **F. Boussaha**, J. Firminy, Q. Cao, K. Wang, L. Xing, M. Bonafous, A. Potier, “In-lab testing of six-level phase mask coronagraphs onto the high-contrast imaging THD2 bench”, In Proceedings SPIE Adaptive Optics Systems VI, Sept. 2018.

[C6] J. Garrett, **F. Boussaha**, B-K. Tan, C. Chaumont and G. Yassin, “A 230 GHz Finline SIS Receiver with Wide IF Bandwidth,” 27th International symposium on space Terahertz Technology, Nanjing, China, April, 2016. (Oral)

[C7] J. Kawamura, Kloosterman, R. Lin, J. Siles, **F. Boussaha**, B. Bumble, and I. Mehdi, “.9 THz 4-Pixel Heterodyne Array Receiver” 27th International symposium on space Terahertz Technology, Nanjing, China, April, 2016. (Oral)

[C8] C. Chaumont, **F. Boussaha**, R. Lefèvre, G. Gay, T. Vacelet, F. Reix, “Fabrication of NbN-based Hot Electron Bolometer Mixers by Standard UV Lithography,” 27th International symposium on space Terahertz Technology, Nanning, China, 2016. (Poster)

[C9] J. Garrett, B-K. Tan, **F. Boussaha**, C. Chaumont and Ghassan Yassin, “A 220 GHz Finline Mixer with Ultra-Wide Instantaneous Bandwidth,” 26th International symposium on space Terahertz Technology, Cambridge, MA, 2015. (Oral)

[C10] Kloosterman, J. Kawamura, R. Lin, **F. Boussaha**, J. Siles, B. Bumble, and I. Mehdi, “4x1-Pixel Heterodyne Array Development at 1.9 THz,” 26th International Symposium on Space Terahertz Technology, Cambridge, MA, 16-18 march, 2015. (Oral)

[C11] **F. Boussaha**, A. Feret, C. Chaumont, L. Loukitch, T. Vacelet, "Tunable THz source using superconducting tunnel junctions," SPIE Optics and Photonics, San Diego-USA, Vol. 8846, 2013. (Oral)

[C12] **F. Boussaha**, Jonathan Kawamura, Jeffery Stern, C. Jung, Anders Skalare, and Victor White, “Terahertz-frequency Waveguide HEB Mixers for Spectral Line Astronomy”, Proc. SPIE Conf. on Telescopes and Astronomical Instrumentation, Amsterdam-Netherlands, 2012. (Oral)

[C13] **F. Boussaha**, J. Kawamura, J. Stern, A. Skalare, V. White, and C. Jung, “Waveguide Balanced HEB Mixer Development,” 23rd Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Tokyo, Japan, 2012. (Poster)

[C14] **F. Boussaha**, J. Kawamura, J. Stern, A. Skalare, and V. White, “Scalable Terahertz Frequency Mixers” Proc. 22th Int. Symp. Space Terahertz Technology, Tucson-USA, 2011. (Oral)

[C15] **F. Boussaha**, J. Kawamura, J. Stern, A. Skalare, V. White, C. Jung, I. Mehdi, “Development of Waveguide Balanced HEB Receivers beyond 2 THz,” Proceedings of the International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Houston-USA, 2011. (Oral)

[C16] **F. Boussaha**, A. Feret, C. Chaumont, L. Pelay, M. Batrung, B. Lecomte, M. Salez, D. Bouville, F. Dauplay, J-M. Krieg, G. Beaudin, L. Lapiere, “390–480 GHz photon-assisted tunneling steps generated by parallel Josephson tunnel junction arrays”, Proc. International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Rome, Italy, 2010. (Poster)

[C17] A. Ghribi, B. Belier, **F. Boussaha**, E. Bréelle, M. Piat, S. Spinelli, A. Tartari, M. Zannoni, “Superconducting planar devices for cosmology instruments” 13th Low temperature Detector Workshop Stanford, USA, July 2009. (Oral)

[C18] A. Ghribi, B. Belier, **F. Boussaha**, F. Dauplay, M. Piat, "Millimeter Wave Planar Orthomode Transducer for Cosmology", 5th ESA Workshop on Millimeter Wave Technology and Applications & 31st ESA Antenna Workshop, ESTEC Noordwijk - Netherlands, May 2009. (Oral)

[C19] **F. Boussaha**, A. Féret, B. Lecomte, M. Salez, L. Loukitch, C. Chaumont, J-M. Krieg, M. Chaubet "Development of superconductive parallel junction arrays for Submm-wave local oscillator applications" 19th International Symposium on Space Terahertz Technology, Groningen, 28-30 April 2008. (Poster)

[C20] **F. Boussaha**, M. Salez, J-G. Caputo, L. Loukitch, “Study of Josephson electrostatics in parallel arrays of superconductive junctions for Submm-wave local oscillator”, 17th Int. Symp. on Space THz Technology; Paris; 20-22 juin 2006. (Poster)

[C21] **F. Boussaha**, M. Salez et al.,. *Broadband fix-tuned receivers using same block*”, 16th Int. Symp. on Space THz Technology; Göteborg; Sweden; May 2-4 2005. (Poster)

[C22] **F. Boussaha**, M. Salez, Y. Delorme and Michel. Chaubet, “Submillimeter-wave quasiparticle mixer and Josephson electrostatics in non-uniform parallel junction arrays”, IEEE Mediterranean Microwave Symposium – MMS’2004 – June 1-3, Marseille, France. (Oral)

[C23] **F. Boussaha**, M. Salez, Y. Delorme, A. Féret, B. Lecomte, K. Westerberg, M. Chaubet, "Submillimeter mixers based on superconductive parallel junction arrays" SPIE; 1st Int.Symp; "Microtechnologies for the New Millennium 2003 "; Maspalomas; Canary Islands; Spain; 19-20 mai 2003. (Oral)

[C24] M. Salez, Y. Delorme, I. Péron, B. Lecomte, F. Dauplay, **F. Boussaha**, J. Spatazza, A. Féret, J.-M. Krieg, and K. Schuster, "A 30% bandwidth tunerless SIS mixer of quantum-limited sensitivity for Herschel/HIFI band 1", in Proceedings of SPIE Conference on Telescopes and Astronomical Instrumentation, Hawaii, 2002, vol. 4855, p. 402. (Oral)

[C25] M. Bonafous, P. Baudoz, R.Galicher, **F. Boussaha**, M. J. Firminy, "Development and characterization of Four-Quadrant Phase Masks coronagraph (FQPM) ", in Proc. of SPIE Space Telescopes and Instrumentation, Scotland, United Kingdom, 26 June -1 July, 2016.

[C26] R. Galicher, P. Baudoz, J-R. Delorme, J. Mazoyer, G. Rousset, J. Firminy, **F. Boussaha**, M. N'Diaye, K. Dohlen, A. Caillat, "High contrast imaging on the THD bench: progress and upgrades", in Proc. of SPIE Space Telescopes and Instrumentation. Vol. 9143, 2014.

• Communications internationales sans actes

[CS1] **F. Boussaha**, C. Chaumont, A. Féret, J-G. Caputo and T. Vacelet, “Josephson effects in Non-uniform Nb-based SIS Parallel Junction Arrays for oscillator applications,” European Conference on applied Superconductivity, Lyon, September 2015.

- [CS2] **F. Boussaha**, M. Salez, B. Lecomte, F. Dauplay, A. Feret, J-M. Krieg, L. Loukitch, J-G. Caputo, C. Chaumont, M. Chaubet "Superconductive parallel junction arrays for submm-wave astronomy applications", 2008 Applied Superconductivity Conference, Chigago 17-22 aout 2008. (**Oral**)
- [CS3] B. Guillet, J. Baubert, **F. Boussaha**, F. Dauplay, Y. Delorme, V. Drakinskiy, S. Cherednichenko, G. Goltsman, B. Voronov "Influence of the buffer layers on the performances of membrane-type NbN THz HEB" ASC 2006 Applied Superconductivity Conference, 2006. (Poster)

• Brevets

[B1] **F. Boussaha**, S. Beldi, C. Chaumont, T. Vacelet "Capacités supraconductrices à vide pour détecteurs MKIDs à très faible bruit", 2020.

[B2] B. Marcilhac, J. Briatico and, M. Salez, **F. Boussaha** "Oscillator comprising Josephson junctions having high-temperature superconducting electrodes, heterodyne detector including such an oscillator and method for manufacturing such an oscillator", N°: WO/2014/01298, Februry 2014.

• Revue grand public

[GP1] Les travaux sur les mélangeurs de fréquences THz à base de HEB en technologie guide d'ondes ont fait l'objet d'un article dans une revue spécialisée américaine : « Waveguide-Based Mixer excels in Terahertz range ». P34, Microwaves&RF, July 2012.

II. Encadrements

1. Thèses

[Th1] GEPI, Observatoire de Paris,
Thèse : Paul Nicaise. En codirection avec Piercarlo Bonifacio.
« *Détecteurs à inductance cinétique (MKIDs) infrarouge proche et le visible pour l'astronomie* », 2019 – 2022. Cofinancement CNES/European Research Concl. Ecole doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France (ED 127).

[Th2] GEPI, Observatoire de Paris,
Thèse : Samir Beldi. En codirection avec Piercarlo Bonifacio.
« *Détecteurs à inductance cinétique (MKIDs) infrarouge proche et le visible pour l'astronomie* », 2016 – 2019. Bourse de l'école doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France (ED 127).

2. Participation aux travaux de thèses et postdocs

[ThP1] Thèse : John Garrett. Directeur de Thèse : Yassin Ghassan.
Institut d'astrophysique, Université d'Oxford (UK)
« *Récepteurs hétérodynes SIS à 220 GHz pour la cosmologie* », 2015-2018.

[ThP2] Thèse Alessandro Traini. Directeur de thèse : Michel Piat.
Laboratoire d'AstroParticule et Cosmologie APC, Université de Paris 7
« *Antenna-Coupled LEKIDs for Multi-Band CMB Polarization Sensitive Pixel* », 2016-2018.

[ThP3] Thèse : Adnan Ghribi. Directeur de thèse : Michel Piat
Laboratoire d'AstroParticule et Cosmologie APC, Université de Paris 7
« *Composants millimétriques supraconducteurs pour la mesure de la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique et application à l'interférométrie bolométrique* », 2006-2009

[ThP4] Thèse : Lionel Loukitch. Directeur de thèse : Jean-Guy Caputo
« *Modélisation et analyse mathématique d'un système à non-linéarités distribuées : les réseaux hétérogènes de jonctions Josephson* », 2004-2006.

[Pd1] Postdoc : Jenna Kloostermann
Jet Propulsion Laboratory JPL NASA (USA)

« *Hot Electron Bolometer-based THz Heterodyne Receiver Array* », 2014-2016.

[Pd2] Postdoc : Lionel Loukitch

« *Modélisation électrodynamique des jonctions SIS non uniformément distribuées dans une ligne de transmission supraconductrice* » [R8][C11]

Institut National des Sciences Appliquées INSA de Rouen, 3 mois 2007.

3. Stages

[S1] Master II / 5^{ème} année école d'ingénieur, Paul Nicaise

« *Développement des détecteurs à inductance cinétique (MKIDs) pour l'astronomie* »

Universitaire de Paris Diderot (5 mois) 2019. Ce stage a débouché sur une thèse qui démarrera en décembre 2019. Cofinancement CNES/ERC.

[S2] Master II Professionnel, Samir Beldi

« *Développement des détecteurs à inductance cinétique (MKIDs) pour l'astronomie* »

Institut Universitaire de Technologie Ville-d'Avray, Université de Saint-Quentin en Yvelines (5 mois) 2016. Ce stage a débouché sur une thèse (2016-2019). Financement de l'école doctorale Astronomie et Astrophysique de l'Observatoire de Paris (ED 127).

[S3] Master II recherche, Jakob Wenninger

« *Fabrication of SIS Josephson Junctions* »

Manchester University, dans le cadre du programme européen Erasmus, (4 mois) 2019.

[S4] Master II Recherche, Zeng Quanxiong

« *Conception et modélisation des mélangeurs hétérodynes simples et équilibrés THz en technologie guide d'ondes à 810 GHz* »

Université de Pierre et Marie Curie - Paris 6, (6 mois) 2014.

[S5] Master I, Corentin Timal

« *Détecteur supraconducteur à inductance cinétique à base de condensateur plan sans diélectrique* »

Université de Paris Sud (1 mois) 2018.

[S6] Master I, Mamadou N'Diaye

« *Simulation de récepteurs intégrés à base de SIS dans la bande de fréquence 400-600 GHz* »

Institut Universitaire de Technologie Ville-d'Avray, Université de Saint-Quentin en Yvelines (6 mois) 2006.

[S7] 4^{ème} année cycle ingénieur, Boris Terzic

« *Caractérisation de couches minces supraconductrices de nitrure de titane pour des détecteurs MKIDs* »

Université de Paris Diderot (3 mois) 2018.

[S8] Licence professionnelle, Henrique Domingues Soares

« *Développement sous LabView d'interfaces pour la caractérisation des récepteurs intégrés à base de jonctions Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur (SIS) pour la radioastronomie* »

Institut Universitaire de Technologie de Vélizy (4 mois) 2006.

[S9] Licence de Physique, Xavier Vergeron

« *Etude de la bande FI des mélangeurs à bolomètres à électrons chauds (HEB) pour les applications radioastronomiques* »

Institut de Physique, Université de Paris 7 (1 mois) 2016.

[S10] Ecole d'ingénieur, Gian Luca Dolso

« *Etude des systèmes de lectures des détecteurs à inductance cinétique MKIDs* »

Polytechnique de Milan, Italie (1 mois) 2016.

4. Membre de jurys de thèse

- Membre de jury de la thèse de Saphia Ouanani, « **Étude de réseaux de jonctions Josephson à haute température critique** », ESPCI, Directeur de thèse : Jérôme Lesueur, soutenue le 18 Décembre 2015.
- Membre de jury de la thèse de Furat Abayaje, « **Wireless baseband transmission for short distance digital communication with circuits placed at cryogenic temperature** », Université de Chambéry, Directeur de thèse : Pascal Febvre, soutenue le 13 Mars 2017.

III. Enseignements

- Octobre 2019 : Cours-conférence à l'école de Telecom Sud Paris.
- 2012 à ce jour (120H/an. TP), Institut Universitaire de Technologie de Vélizy, Université de Saint-Quentin en Yvelines.
J'encadre les travaux pratiques (TP) d'électronique analogique et numérique de 1^{re} année électronique à l'Institut Universitaire de Technologie (IUT) de Vélizy, Université de Versailles Saint-Quentin. Les travaux pratiques concernent la simulation, la réalisation et l'étude de montages à base de diodes, de transistors et d'amplificateurs opérationnels.
- 2006 - 2007 et 2007 - 2008 (32H. Cours, 9H. TD), Ecole Centrale d'Electronique de Paris
Cours magistraux (CM) d'électronique et microondes, travaux dirigés (TD) ainsi que travaux pratiques d'électronique à l'Ecole Centrale d'Electronique ECE de Paris aux étudiants de 4^{ème} et 5^{ème} année. Les cours abordaient la théorie des lignes de transmission, les éléments actifs (diodes et amplificateurs) et passifs (coupleurs, filtres, résonateurs) microondes.
- 2006 – 2007 (42H. TP), Master II, Observatoire de Paris
Travaux pratiques (TP) pour Master II intitulé : Outils et Systèmes de l'Astronomie & de l'Espace à l'Observatoire de Paris. L'objet du TP était la mesure des performances en bruit dans le domaine des hyperfréquences. Il consistait à :
 - déterminer le bruit d'une chaîne d'amplification avec une source de bruit étalonnée par la méthode du facteur Y et par la méthode dite "à 3 dB",
 - mesurer avec un analyseur de bruit (Hewlett – Packard) : visualisation de courbes de bruit et de gain d'une chaîne entre 4 et 8 GHz. Mesure d'atténuation de valeurs faibles par des méthodes directes et indirectes,
 - mesurer par la méthode dite "Charge chaude/Charge froide" d'un récepteur hétérodyne à 110 GHz.
- 2000 - 2001 - 2002 (120H./an TP pendant 3 ans) (252H. TP), Institut Universitaire de Technologie de Vélizy, Université de Saint-Quentin en Yvelines
Travaux pratiques d'électronique analogique et numérique pour 1^{ère} année électronique à l'Institut Universitaire de Technologie (IUT) de Vélizy, Université de Versailles Saint-Quentin. Les travaux pratiques concernaient la réalisation et l'étude de montages à base de diodes, de transistors et d'amplificateurs opérationnels.