HAL
open science

Détecteurs de rayonnement (IR->THz) innovants à base d'oxydes fonctionnels

Vanuza Marques Do Nascimento

To cite this version:

Vanuza Marques Do Nascimento. Détecteurs de rayonnement (IR->THz) innovants à base d'oxydes fonctionnels. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Caen Normandie, 2019. Français. NNT : . tel-02530444

HAL Id: tel-02530444

https://theses.hal.science/tel-02530444

Submitted on 2 Apr 2020

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.

Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité ELECTRONIQUE, MICROELECTRONIQUE, OPTIQUE ET LASERS, OPTOELECTRONIQUE MICROONDES

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Détecteurs de rayonnement (IR->THz) innovants à base d'oxydes fonctionnels

Présentée et soutenue par
Vanuza MARQUES DO NASCIMENTO

Thèse soutenue publiquement le 12/12/2019
devant le jury composé de

M. OLIVIER GRAVRAND	Directeur de recherche au CEA, CEA-LETI-MINATEC Grenoble	Rapporteur du jury
M. DANIELE MARRÉ	Professeur des universités, Université de Genova - Italie	Rapporteur du jury
Mme LAURENCE MECHIN	Directrice de recherche au CNRS, ENSICAEN	Membre du jury
Mme PASCALE ROY	Directrice de recherche, Synchrotron SOLEIL	Membre du jury
M. RAIMUNDO CARLOS SILVÉRIO FREIRE	Professeur des universités, Université Fédérale de Campina Grande	Membre du jury
M. BRUNO GUILLET	Maître de conférences HDR, Université de Caen Normandie	Directeur de thèse

Thèse dirigée par BRUNO GUILLET, Groupe de recherche en informatique, image, automatique et instrumentation

UNIVERSITÉ CAEN NORMANDIE

MIIΣ

GREYC

Remerciements

« Le bonheur d'une personne dépend de la profondeur de sa gratitude ». Ma gratitude va en premier lieu aux membres du jury de cette thèse : Olivier Gravant, Daniele Marré, Pascale Roy, et Raimundo Freire qui ont accepté d'évaluer ce travail malgré des délais plutôt brefs.

À Bruno Guillet, mon directeur de thèse toujours soucieux de ma formation, pour son aide notamment lors des campagnes de mesures, ses conseils pertinents, non seulement professionnels mais aussi personnels, pour sa confiance et ses encouragements. Également à Laurence Méchin, qui m'a accueilli il y a déjà quelques années pour un stage au GREYC. Je la remercie pour sa patience, ses conseils, son dévouement ainsi que le partage de son expérience avec beaucoup d'enthousiasme.

À Chantal Gunther pour les bons moments partagés au bureau, les discussions, son soutien pendant les moments difficiles, ses conseils jour après jour pendant ces trois années de thèse et pour avoir fait de moi la doctorante la plus gâtée de l'équipe.

À Florent Starecki, qui m'a prêté le laser et qui m'a prodigué des conseils avisés lors de nos discussions dans les couloirs, toujours très disponible et attentionné. Gurvan Brasse avec qui j'ai passé les meilleurs matins de ma première année en faisant des mesures au microscope confocal. Toujours attentif, très bonnes discutions, sur tous les sujets, une personne motivante. Jean-Marc Routoure qui m'a fait découvrir l'expérience de la classe inversée, toujours motivant.

Les membres de l'équipe AILES (du synchrotron SOLEIL) avec qui j'ai passé de très bons moments, même s'ils étaient courts, pour moi ce fut suffisant pour me sentir à l'aise et très bien accueillie, en particulier Jean Blaise Brubach et Pascale Roy.

Mes remerciements vont également aux doctorants et post docs du laboratoire (je ne veux pas des noms car j'en suis sûre d'en oublier quelques-uns) pour les soirées, les pauses café, les sorties en vélo, les verres en ville, les matchs en été. Une attention toute particulière à Sandeep Kumar pour son amitié ses conseils et les échanges. Thomas Dietch et Victor Pierron pour le support en salle blanche. Olivier Marechal qui m'a donné son aide avec le logiciel de simulations.

À toute l'équipe électronique, qui a toujours fourni de bonnes discussions lors des pauses café quotidiennes, même si je n'ai pas toujours été très participative ça ne veut pas dire que je n'ai pas apprécié.

Aux filles de l'équipe de futsal de l'Unicaen pour les bons moments partagés tous les mardis soir.

À Adrien Castel pour son soutien pendant une belle partie de cette thèse, notamment pour tous ces mois de patience lorsque je rédigeais. Également sa famille que nous a réconforté avec de bons repas.

À ma famille et mes amis qui m'ont toujours soutenu, en particulier ceux qui m'accompagnaient en France, partageaient chaque instant avec moi.

Table des matières

Introduction générale **5**

I : Bolométrie infrarouge non refroidie **7**

I.1 Le domaine infrarouge **9**

I.1.a Rayonnement du corps noir 10

I.1.b Applications infrarouge 12

I.1.c Absorption de l'atmosphère 12

I.2 Détecteurs de rayonnement **13**

I.2.a Détecteurs photoniques 13

I.2.a.1 Détecteurs photovoltaïques 14

I.2.a.2 Photoconducteurs 15

I.2.b Détecteurs thermiques 15

I.2.b.1 Détecteurs pneumatiques 15

I.2.b.2 Thermopiles 16

I.2.b.3 Détecteurs pyroélectriques 16

I.2.b.4 Détecteurs bolométriques 16

I.2.b.5 Cantilever 17

I.2.c Comparaison 18

I.2.d Modèle du bolomètre 19

I.3 Figures de mérite des bolomètres **22**

I.3.a Sensibilité 22

I.3.b TCR 22

I.3.c Constante de temps thermique et fréquence de coupure 22

I.3.d Conductance thermique 23

I.3.e Puissances équivalentes de bruit (NEP) associées aux sources de bruit 23

I.3.e.1 Bruit de photons 24

I.3.e.2 Bruit de phonons 24

I.3.e.3 Bruit de Johnson 24

I.3.e.4 Bruit 1/f 25

I.3.e.5 Bruit de la chaîne de mesures 25

I.3.e.6 NEP total 26

I.3.e.7 Détectivité spécifique 26

I.3.e.8 Détectivité percussionnelle Δ 26

I.3.f Limite fondamentale des performances d'un bolomètre non-refroidi 26

I.4 Matériaux des détecteurs thermiques non refroidis **27**

I.4.a Métaux 27

I.4.b Semi-conducteurs 28

I.4.c Diode schottky 28

I.4.d Oxydes de vanadium 28

I.4.e Oxydes de manganèse $Ln_{1-x}M_xMnO_3$ 29

I.4.f Autres oxydes 29

I.5 Couplage des bolomètres non refroidis 30
I.5.a Couplage direct 30
I.5.b Couplage par couche absorbante 30
I.5.c Couplage par antenne 30
I.5.d Couplage par cavité quart d'onde 31
I.5.e Spider web 32

I.6 Conclusion et résumé 32

II : Fabrication et caractérisation électrothermique des structures suspendues 35

II.1 Propriétés thermiques et optiques des matériaux 37
II.1.a $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ (LSMO) 37
II.1.b $SrTiO_3$ (STO) 40
II.1.c $CaTiO_3$ (CTO) 43

II.2 Fabrication de structures suspendues 43
II.2.a Procédé de fabrication 44
II.2.b Géométrie des bolomètres suspendus 48

II.3 Caractérisation électrique 53
II.3.a Techniques de polarisation de bolomètre 53
II.3.b Configuration des mesures V(I) 55
II.3.c Caractérisation électrique des échantillons 55
II.3.d Mesure de la résistivité électrique des échantillons 57
II.3.e Simulations électrothermiques par éléments finis 58
II.3.f Extraction du dR/dT des bolomètres suspendus 64
II.3.g Extraction de la sensibilité électrique des bolomètres suspendus 67

II.4 Caractérisation thermique 69
II.4.a Expression analytique de la conductance thermique d'un pont suspendu 69
II.4.b Mesure de la conductance thermique des ponts suspendus 71
II.4.c Comparaison de la mesure et calculs de la conductance thermique 73
II.4.d Conductance thermique en fonction de la pression 78

II.5 Conclusion 79

III : Caractérisation optique des bolomètres 81

III.1 Chaine de mesures 83
III.1.a Source de courant 84
III.1.b Amplification faible bruit 84
III.1.c Bruit de la chaine de mesures 85

III.2 Spécifications optiques du cryostat 87

III.3 Performances optiques à 630 nm 89
III.3.a Description du banc optique laser 630 nm 89
III.3.b Caractérisation à 630 nm 93

III.4 Banc optique du corps noir 96
III.4.a Calcul de la puissance émise par le corps noir 98
III.4.b Mesure de la puissance reçue par le corps noir 101
III.5 Performances optiques à 3,39 µm (He-Ne) 107
III.5.a Description du banc laser 3,39 µm 108
III.5.b Caractéristiques à 3,39 µm 110
III.6 Performances dans le MIR et FIR 113
III.6.a Description synchrotron Soleil 113
III.6.b Caractéristiques du faisceau Soleil 114
III.6.c Caractérisation optique et électrique dans l'infrarouge moyen et lointain 117
III.6.c.1 Caractérisation d'un pont non suspendu 117
III.6.c.2 Caractérisation d'un pont suspendu 118
III.7 Conclusion 122
IV : Performances bolométriques 123
IV.1 Estimation de la constante de temps thermique 125
IV.1.a Techniques de mesure de la constante de temps thermique 126
IV.1.a.1 Réponse à un échelon de température 126
IV.1.a.2 b Réponse à une excitation modulée de température 126
IV.1.b Mesure de la constante de temps thermique des ponts suspendus 127
IV.1.b.1 Constantes de temps thermique intrinsèque et effective à 300 K 127
IV.1.b.2 Constantes de temps de réponse thermique effective des ponts parallèles 130
IV.1.b.3 Évolution de la constante de temps thermique effective en fonction de la température 130
IV.2 Mesures des paramètres de bruit blanc et de bruit 1/f 131
IV.2.a Mesures de bruit blanc des structures suspendues 132
IV.2.b Mesures de bruit en 1/f des structures suspendues 133
IV.3 Puissance équivalente de bruit (NEP) 135
IV.3.a NEP de ponts simples 136
IV.3.a.1 NEP en fonction de la température 136
IV.3.a.2 NEP en fonction du courant de polarisation à 300 K 138
IV.3.b Mesures de bruit des ponts parallèles 145
IV.3.b.1 NEP minimum en fonction de la température 145
IV.3.b.2 Évolution du NEP en fonction du courant à 300 K 146
IV.3.c Conclusion des mesures de NEP 148
IV.4 Détectivité spécifique D* 149
IV.5 Conclusion 153
Conclusion générale 155
Bibliographie 157
Liste des symboles 169

Annexes 171

I. Circuit de polarisation de la diode laser ADL-63058TL : 171

II. Ablation laser pulsée (PLD) 172

III. Dépôt par canon à ions GATAN 172

IV. Photolithographie UV 173

V. Dépôt de la résine à l'aide de la tournette : 174

VI. L'insolation et la révélation de la résine : 175

VII. Equipements de gravure 176

VIII. Circuit d'alimentation de la photodiode 178

IX. Mesure de résistivité électrique en 4 points des couches gravées 178

Introduction générale

Mes travaux de thèse ont été effectués dans l'équipe électronique du Laboratoire GREYC (Groupe de recherche en informatique, image, automatique et instrumentation de Caen) sous la direction de Bruno Guillet. Parmi les travaux de recherches de l'équipe Electronique, les détecteurs de rayonnement pour l'infrarouge et le THz sont le sujet auquel cette thèse se rattache.

Les détecteurs infrarouges (IR) sont généralement classés en deux sous famille détecteurs photoniques et détecteurs thermiques. Les détecteurs thermiques absorbent l'énergie du rayonnement incident ce qui augmente leur température. Ils sont donc indépendants de la longueur d'onde. Les détecteurs photoniques quant à eux absorbent l'énergie à une longueur d'onde bien précise dépendante du band gap du matériau les constituant. Les photons absorbés produisent alors un courant électrique mesurable. Bien qu'ils soient plus rapides et plus sensibles, le faible nombre de matériau ayant un band gap compatible avec les longueurs d'onde IR et l'obligation de les refroidir rendent les détecteurs photoniques chers et difficiles à mettre en œuvre.

Parmi tous les représentants des détecteurs thermiques, le bolomètre, sujet de cette thèse, convertit le rayonnement incident en augmentation de température qui à son tour provoque la modification de certains paramètres physiques, par exemple la résistivité électrique. Il existe des bolomètres fonctionnant à température ambiante, ce qui présente un atout considérable en termes de mis en œuvre et de coût.

Pour développer un bolomètre IR performant, il est essentiel d'utiliser un matériau thermomètre compatible avec la technologie du silicium, d'obtenir une isolation thermique élevée et d'avoir un faible bruit à température ambiante. De nombreux matériaux ont déjà été utilisés comme couche active IR pour des bolomètres. Certains connaissent déjà des applications commerciales (VO_x, silicium amorphe, etc.) et d'autres sont encore au stade expérimental (a-YBCO, VWO_x, LSMO, a-SiGe). Parmi eux, l'oxyde de manganèse $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ (LSMO) est un bon candidat car il présente une faible résistivité électrique, et un faible niveau de bruit basse fréquence. Le dépôt du LSMO en couches minces sur des substrats de silicium est maîtrisé au sein du GREYC, ce qui permet une autonomie sur la fabrication jusqu'à la caractérisation des bolomètres.

L'objectif de cette thèse est donc d'étudier les performances de ces détecteurs à base de couches minces de LSMO à différentes longueurs d'onde du visible à l'IR. Pour cela, j'ai étudié et caractérisé le comportement électrothermique de ces structures afin de déterminer les meilleurs points de fonctionnement.

Le mémoire s'articule en 4 chapitres. Le premier chapitre sera consacré à l'état de l'art dans le domaine de la détection infrarouge non refroidis. Après une présentation des différentes technologies des détecteurs thermiques et photoniques, je présenterai le modèle du bolomètre et les différentes figures de mérites qui seront étudiées dans la suite de ce mémoire. Une analyse des différents paramètres critiques des bolomètres sera

ensuite donnée. Une présentation des divers matériaux thermométriques utilisables à 300 K et des méthodes de couplage de rayonnement sera faite. Une conclusion partielle sur l'intérêt de l'utilisation du LSMO pour réaliser des bolomètres non refroidis performants terminera cette partie.

Le second chapitre s'attardera dans un premier temps sur la conception et le procédé de fabrication des bolomètres à base de couches minces de LSMO. J'y aborderai les propriétés physiques des différents matériaux utilisés ainsi que les géométries retenues pour les bolomètres (ponts suspendus) tout en discutant de leurs pertinences dans le cadre des objectifs fixés pour cette thèse. Dans un second temps, je présenterai les moyens de mesures mis en place pour caractériser électriquement les bolomètres fabriqués. Je terminerai le chapitre par l'analyse des mesures électrothermiques afin de déterminer les meilleurs points de fonctionnement des bolomètres suspendus à base de LSMO.

Dans le troisième chapitre, j'aborderai les caractérisations optiques des bolomètres, ce qui constituera une partie importante de cette thèse. Les bolomètres seront caractérisés à différentes gammes de longueurs d'onde avec diverses sources de rayonnement tel que des lasers (visible et IR), un corps noir et un faisceau synchrotron. Pour chacune de ces sources, je décrirai les bancs de mesures et j'analyserai les mesures optiques sur des bolomètres, de diverses géométries, soumis à diverses températures et longueurs d'ondes. Enfin, une conclusion partielle discutera des propriétés d'absorption de ces bolomètres dans le visible et l'IR.

Le quatrième et dernier chapitre traite des performances bolométriques des structures suspendues. Après une présentation des méthodes permettant de déterminer la fréquence de coupure de bolomètre, je présenterai et j'analyserai des mesures réalisées par modulation de la source de rayonnement. Ensuite, j'effectuerai une analyse des différentes sources de bruit. Grâce aux mesures de sensibilité optique du troisième chapitre, les valeurs de puissance équivalente de bruit (NEP) et de détectivité spécifique (D*) à différentes longueurs d'onde sont évaluées. Enfin, je comparerai les performances de mes bolomètres avec l'état de l'art et je présenterai les perspectives.

I : Bolométrie infrarouge non refroidie

Table des matières

I : Bolométrie infrarouge non refroidi 7

I.1 Le domaine infrarouge 9

I.1.a Rayonnement du corps noir 10

I.1.b Applications infrarouge 12

I.1.c Absorption de l'atmosphère 12

I.2 Détecteurs de rayonnement 13

I.2.a Détecteurs photoniques 13

I.2.b Détecteurs thermiques 15

I.2.c Comparaison 18

I.2.d Modèle du bolomètre 19

I.3 Figures de mérite des bolomètres 22

I.3.a Sensibilité 22

I.3.b TCR 22

I.3.c Constante de temps thermique et fréquence de coupure 22

I.3.d Conductance thermique 23

I.3.e Puissances équivalentes de bruit (NEP) associées aux sources de bruit 23

I.3.f Limite fondamentale des performances d'un bolomètre non-refroidi 26

I.4 Matériaux des détecteurs thermiques non refroidis 27

I.4.a Métaux 27

I.4.b Semi-conducteurs 28

I.4.c Diode schottky 28

I.4.d Oxydes de vanadium 28

I.4.e Oxydes de manganèse $Ln_{1-x}M_xMnO_3$ 29

I.4.f Autres oxydes 29

I.5 Couplage des bolomètres non refroidis 30

I.5.a Couplage direct 30

I.5.b Couplage par couche absorbante 30

I.5.c Couplage par antenne 30

I.5.d Couplage par cavité quart d'onde 31

I.5.e Spider web 32

I.6 Conclusion et résumé 32

I.1 Le domaine infrarouge

L'expérience de William Herschel en 1800 a mis en évidence l'existence du rayonnement infrarouge. Son expérience a consisté à disperser la lumière blanche du soleil à l'aide d'un prisme et mesurer la température pour chaque couleur. Il a remarqué que maximum de température se situait au-delà de la longueur d'onde rouge. Il remarque donc, l'existence d'un rayonnement invisible par l'œil humain qu'il nomme d'abord « chaleur radiante » [Herschel 1800b].

L'infrarouge (IR) est un domaine du rayonnement électromagnétique de longueur d'onde supérieure à celle du spectre visible mais plus courte que celle des micro-ondes ou du domaine térahertz (Figure I-1). Cette gamme de longueurs d'onde s'étend typiquement de 0,76 µm à 1000 µm. Elle se décompose en trois sous domaines : l'infrarouge proche (de 0,76 à 2 µm, NIR – Near IR), l'infrarouge moyen (de 2 à 4 µm, MIR – Medium IR) et l'infrarouge lointain (de 4 à 1000 µm, FIR – Far IR) (Figure I-1).

Région (Abbreviation)	**Longueur d'onde λ(µm)**
Infrarouge proche (NIR)	0,76 - 2
Infrarouge moyen (MIR)	2 - 4
Infrarouge lointain (LIR)	4 - 1000

Tableau I-1Division du domaine infrarouge.

Le NIR est la partie du spectre qui vient juste après le visible. Ce domaine du spectre électromagnétique est très utilisé dans les domaines de la chimie (polymères, pétrochimie, industrie pharmaceutique), de l'alimentation et de l'agriculture. Une application très importante du MIR est d'étudier les teneurs en eau des surfaces, très souvent utilisé dans l'agriculture. L'atmosphère est en grande partie opaque aux rayonnements du moyen infrarouge qui sont absorbés par la vapeur d'eau. Les applications du LIR vont de la mesure de la température apparente des objets jusqu'à l'intensité du rayonnement infrarouge émis par les corps célestes[1].

[1] https://www.reseau-canope.fr/docsciences/Le-spectre-des-ondes.html

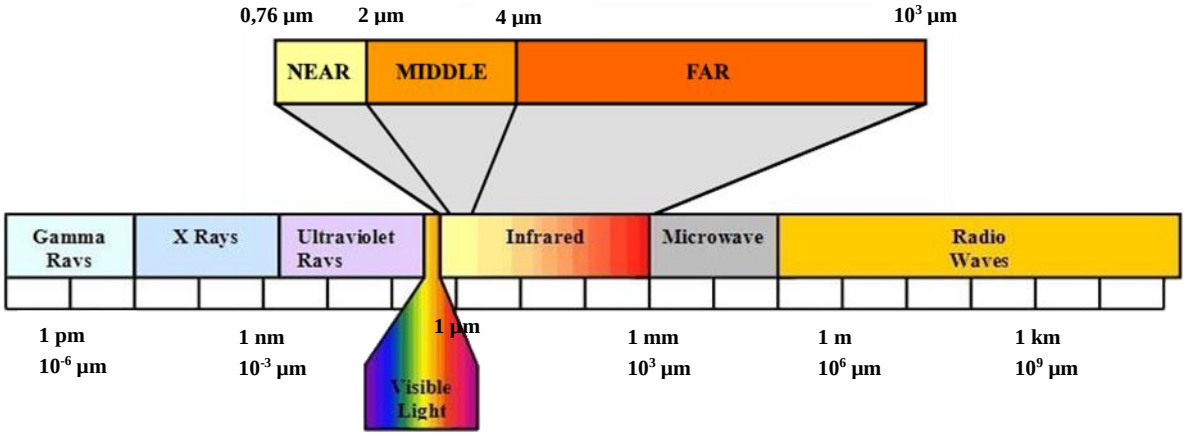


Figure I-1 Spectre électromagnétique[2]

Depuis la découverte de la région IR du spectre électromagnétique [Herschel 1800a], des progrès immenses ont été accomplis dans ce domaine de l'ingénierie, notamment en ce qui concerne le développement de capteurs infrarouges.

Une théorie expliquant les phénomènes liés à ce type de rayonnement électromagnétique a été développée des années après la découverte de la région IR du spectre.

La matière émet et absorbe en permanence du rayonnement électromagnétique. Le processus d'émission est lié à l'agitation moléculaire interne de la matière, agitation des molécules qui dépend du matériau mais surtout de la température. Pour décrire la distribution de l'énergie de tout émetteur de rayonnement thermique, le terme « corps noir » a été introduit par Kirchhoff [Dennis 1986].

I.1.a Rayonnement du corps noir

Un corps noir est un objet qui absorbe toute l'énergie incidente, quelle que soit sa longueur d'onde, il est aussi un émetteur rayonnant parfait. Stefan (1879) et Boltzmann (1874) ont déterminé que la quantité totale d'énergie émise par un corps noir est proportionnelle à sa température absolue à la puissance quatre. Cependant, l'expression de la distribution spectrale d'un rayonnement de corps noir n'a été développée qu'en 1900, lorsque l'équation de Planck correspondit parfaitement aux données expérimentales obtenues grâce à la théorie de la quantification d'énergie :

$$L_\lambda\,(\lambda, T) = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5}\frac{1}{\left[e^{10^6 c_0 h / \lambda k_B T} - 1\right]}\ (\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}}) \qquad \text{(I-1)}$$

[2] https://thermalimagingcamerareviews.com/glossary/

où L_λ est la radiance spectrale d'un corps noir à la longueur d'onde λ (Figure I-2) qui correspond à la puissance émise par unité de surface, d'angle solide et de fréquence pour une température T, c_0 est la vitesse de la lumière 299 792 458 m·s^{-1}, h la constante de Planck 6,62606876×10^{-34} J·s, et k_B la constante de Boltzmann 1,380 649×10^{-23} J·K^{-1}.

En intégrant la Loi de Planck sur les longueurs d'onde et sur tout le demi-espace au-dessus d'une surface, nous obtenons l'émittance spectrale du corps noir M_λ :

$$M_\lambda\,(\lambda,T) = \int L_\lambda\,(\lambda,T)\cos\theta d\Omega = \pi L_\lambda^0(\lambda,T)\ (\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}\cdot\mu\mathrm{m}^{-1}) \qquad \text{(I-2)}$$

En intégrant la loi de Planck sur tout le domaine spectral, de zéro à l'infini, l'émittance totale du corps noir M total est obtenu de telle sorte que :

$$M\,(T) = \int_0^\infty \pi L_\lambda(\lambda,T)\,d\lambda = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15{c_0}^2h^3}T^4\ (W\cdot m^{-2}) \qquad \text{(I-3)}$$

$$M = \sigma_{SB}T^4 \qquad \text{(I-4)}$$

où M est l'émittance totale, σ_{SB} est la constante de Stefan-Boltzmann de valeur 5,67034419×10^{-8} W·m^{-2}·K^{-4}.

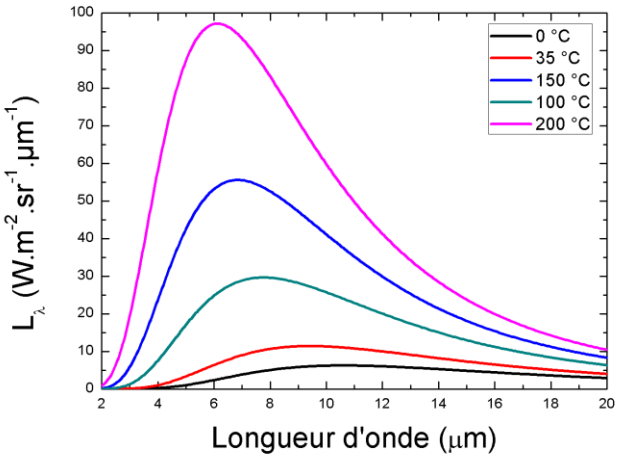


Figure I-2 Radiance spectrale du corps noir en fonction de la longueur d'onde.

La longueur d'onde d'émission maximale λ_{max} des courbes est obtenue par la loi de déplacement de Wien et est donnée par $\lambda_{max}\,T = 2898$ µm·K, ce qui peut être dérivé de l'équation de Planck. Dans le domaine des grandes longueurs d'onde, où $\lambda \gg c_0h/(k_BT)$, le rayonnement du corps noir peut être approché par la Loi de Rayleigh-Jeans :

$$M_\lambda\,(\lambda,T) = \frac{2k_B{c_0}^2T}{\lambda^4}\ (\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-3}) \qquad \text{(I-5)}$$

Le corps humain est à une température d'environ 35 ºC ou de 308 K, nous avons donc un pic d'émission de 9,4 µm, c'est-à-dire dans la région de l'infrarouge lointain. Un corps chauffé à 400 ºC ou 673,15 K (une résistance chauffée, par exemple) aura un pic d'émission à 4,3 µm et émettra également une lumière visible dans la bande rouge.

I.1.b Applications infrarouge

Les applications de l'infrarouge peuvent être classées en deux principales catégories : l'imagerie et la radiométrie. La radiométrie est basée sur la mesure quantitative et qualitative du rayonnement dans une bande spectrale donnée. Dans les cas où la distribution spectrale est étudiée, on parle de spectroscopie, quand le rayonnement est converti en température on parle de pyrométrie. Différemment de la radiométrie, l'imagerie n'est basée que sur la mesure qualitative du rayonnement. Les valeurs relatives de température ou rayonnement sont mesurés. Les images sont faites à partir d'une matrice de pixel dont la distribution du contraste thermique dans une surface est observée en fonction du temps [Caniou 1999].

Plusieurs applications utilisent la détection de rayonnement dans l'infrarouge, parmi lesquelles, les applications se suffisant de la seule émission propre des objets. On peut citer la recherche médicale pour l'analyser le flux sanguin, observer les fonctions musculaires pour la thérapie physique, diagnostiquer les blessures ou les brûlures, déterminer la température corporelle ou localiser des tumeurs. Ils sont aussi très utilisés aussi dans des applications en recherche scientifique, militaire, sécurité civile, systèmes de vision nocturne, détection d'incendie, détection de gaz, astronomie, spectrométrie infrarouge, enquête sur le rayonnement solaire, etc. [Caniou 1999].

I.1.c Absorption de l'atmosphère

Le rayonnement infrarouge émis par des objets distants doit généralement traverser une certaine distance dans l'air avant d'être détecté par des détecteurs infrarouges. L'atmosphère terrestre n'est pas transparente pour toutes les longueurs d'onde. La transmission du rayonnement à travers l'atmosphère dépend de l'absorption des constituants gazeux qui la compose, en particulier de l'eau et du dioxyde de carbone et de l'absorption par diffusion due à la présence de particules, molécules ou aérosols.

Dans la Figure I-3 on observe les intervalles transparents dans l'infrarouge proche, moyen et lointain. L'intervalle dans l'infrarouge lointain 8 – 14 µm est souvent utilisé pour la détection des objets autour de la température ambiante ou pour mesurer les propriétés thermiques.

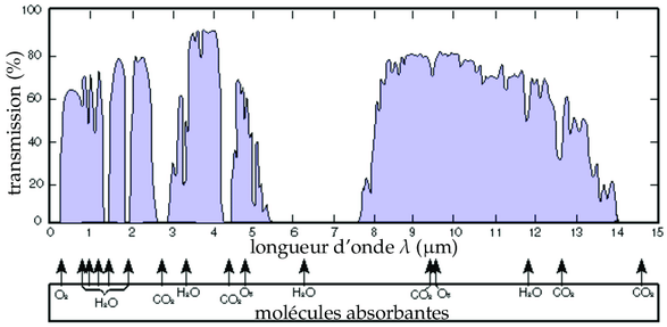


Figure I-3 Spectre de transmission de l'atmosphère et molécules mises en jeux dans les fenêtres d'absorption [Rogalski 2011].

I.2 Détecteurs de rayonnement

Les détecteurs de rayonnement sont destinés à détecter le rayonnement à une longueur d'onde spécifique ou sur une large gamme de longueurs d'onde et produire un signal de sortie proportionnel à la quantité d'énergie absorbée. Ils peuvent être classés en deux groupes, les détecteurs thermiques et photoniques. Une description succincte de ces différents détecteurs est présentée dans cette partie. De plus amples détails sont disponibles dans les livres [Budzier 2011] et [Rogalski 2011].

I.2.a Détecteurs photoniques

Le principe des détecteurs photoniques est basé sur la formation de porteurs de charge. Ceux-ci sont engendrés par la création de paires électron-trou, due à l'absorption du rayonnement dans un matériau semiconducteur adapté à la longueur d'onde à détecter. Les types les plus courants sont les photoconducteurs et les photovoltaïques (dispositifs à jonction). Fréquemment, ces dispositifs sont formés par la combinaison d'éléments des colonnes III et V du tableau périodique, de fait le résultat de cette combinaison est une bande interdite adaptée à la détection du rayonnement infrarouge.

Ce qui rend difficile la détection de l'infrarouge est la très faible énergie du photon devant être absorbé. L'énergie d'un photon E_{ph} associé à une radiation de longueur d'onde λ est donnée par :

$$E_{ph} = \frac{hc_0}{\lambda} \tag{I-6}$$

Le photon est détecté uniquement si $E_{ph} \geq E_g$ où E_g désigne le gap du semi-conducteur. Ainsi, la fréquence de coupure des détecteurs photoniques est donnée par la relation de Planck :

$$\lambda_C \leq \frac{hc_0}{E_G} \tag{I-7}$$

où λ_C est la longueur d'onde de coupure. L'énergie d'un photon est inversement proportionnelle à la longueur d'onde, plus les longueurs d'onde sont grandes, moins le

rayonnement sera énergétique. Le silicium à 300 K, par exemple, a une énergie de bande interdite, E_G = 1,12 eV, il est donc transparent à partir de λ_C = 1,1 µm. Trouver des combinaisons de matériaux adaptés à l'absorption de faible énergie s'avère cher et difficile, une formation cristalline excellente et un dégrée de pureté très élevée des matériaux est nécessaire.

Les détecteurs photoniques utilisés pour la détection de l'infrarouge ont une faible largeur de bande interdite, adapté à la longueur d'onde à détecter, ce qui engendre un fort courant d'obscurité à température ambiante. Ce courant d'obscurité peut masquer le signal utile délivré. Le refroidissement de ces détecteurs est nécessaire étant donné que le courant d'obscurité croît exponentiellement avec la température absolue. Ce qui augmente le coût d'acquisition et maintenance de ces détecteurs [Hassis 2014]. Les principaux sont décrits ci-dessous.

I.2.a.1 Détecteurs photovoltaïques

Les détecteurs photovoltaïques sont constitués d'un semiconducteur dopé P d'un côté et N de l'autre, c'est-à-dire d'une jonction P-N. La jonction P-N a une zone dépourvue de porteurs libres (zone de déplétion) dans laquelle règne fort champ électrique. Les paires électrons-trous sont générés dans la zone de déplétion et sont séparés par le champ électrique. Cette séparation provoque des variations de la courbe I-V de la jonction. Les photons incidents d'énergie supérieure à l'énergie de gap sont absorbés et induisent le passage d'un électron de la bande valence vers la bande de conduction, laissant un trou dans la bande de valence. Ce phénomène permet alors la détection du rayonnement.

Une autre variante de ce type de détecteur sont les diodes PIN qui sont plus performantes car elles comportent une zone isolante entre les zones N et P permettant ainsi d'augmenter la taille de la zone d'absorption (zone de charge d'espace). Cette augmentation de la zone de charge d'espace permet d'augmenter le nombre de photons absorbées et donc la sensibilité.

Enfin il est également possible d'utiliser des diodes Schottky pour faire de la détection de lumière. Une diode Schottky est une diode qui a un seuil de tension directe très bas et un temps de commutation très court. Ceci permet la détection de faibles signaux HF et hyperfréquences. L'absence de capacité de diffusion dans la diode Schottky contrairement à une diode PN et le déplacement des porteurs majoritaires la rend également performante pour des applications fonctionnant à ces fréquences. Elle peut être utilisée pour réaliser de la détection directe ou de la détection hétérodyne[3].

[3] La détection hétérodyne consiste à transposer l'énergie d'une partie du à plus basse fréquence (dite « intermédiaire ») avant de la détecter. Ce signal est mélangé sur un élément non-linéaire rapide (par exemple une photodiode) avec le rayonnement monochromatique d'un local dont la fréquence est proche de celle du signal.

Parmi les travaux récents sur les détecteurs photovoltaïques, on peut citer par exemples les diodes Schottky à base de GaAs et de graphène ($1{,}83\times10^{11}$ cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1} à 850 nm [Luo 2014]), les diodes Schottky non polarisées (*Zero Bias Schottky Barrier Diode* – SBD) de Virginia diodes (NEP de l'ordre de quelques pW Hz$^{-1/2}$ à 600 GHz). De plus amples détails sont disponibles dans les livres [Budzier 2011] et [Rogalski 2011].

I.2.a.2 Photoconducteurs

Les photoconducteurs sont des composants semi-conducteurs dans lesquels le changement de conductivité électrique est mesuré sous l'influence d'un flux lumineux incident. Une lumière avec une énergie suffisante va restituer suffisamment d'énergie aux électrons de la bande de valence pour atteindre la bande de conduction. La création d'une paire électron trou va permettre la conductivité électrique, donc la diminution de la résistance électrique.

A titre d'exemples des couches de InSb sur substrat de saphir couplé à des antennes spirales présentent à température ambiante pour une polarisation à 25 mA : une sensibilité de 25 V·W^{-1}, une détectivité d'environ 1×10^{8} cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1} et un NEP de 1×10^{-10} W·Hz^{-1} à 1795 µm [Tong 2019]. Une constante de temps de 4,7 µs a été relevée pour ce détecteur. Il a également été rapporté des couches photoconductrices à base de GaAs sur des substrats de silicium couplées à des antennes type "nœud papillon" pour la détection THz [Afalla 2019].

I.2.b Détecteurs thermiques

Le principe des détecteurs thermiques est la conversion de l'énergie des photons en chaleur. L'élévation de température d'un matériau absorbant le rayonnement est indirectement mesuré à travers la variation d'une de ses propriétés physiques. La réponse de ces détecteurs est donc indépendante de la longueur d'onde, c'est le flux énergétique créé par les photons qui est détecté [Rieke 2003]. Les principaux sont décrits ci-dessous.

I.2.b.1 Détecteurs pneumatiques

Un détecteur pneumatique est constitué d'une cellule à volume constant contenant un gaz (généralement du Xénon), avec une fenêtre d'un côté qui permet l'entrée du rayonnement. Ce rayonnement chauffe le gaz à l'intérieur de la cellule, provoquant une expansion du gaz et une déflexion d'une membrane flexible. Cette déflexion peut être mesurée de manière capacitive (Détecteur de Luft), soit de manière optique (cellule de Golay). Le grand avantage de ce type de détecteur est leur grande sensibilité à température ambiante, autour de 11 fF/µW [Schossig 2011], ainsi qu'une réponse optique plate sur une large gamme de longueurs d'onde. Cependant, ils sont par construction extrêmement

fragile et très sensible aux vibrations. Leur constante de temps est très élevée, de l'ordre de 20-30 ms et la bande passante réduite (jusqu'à une dizaine de Hz) [Sizov 2018].

I.2.b.2 Thermopiles

Les thermopiles sont basées sur la génération d'une tension électrique en fonction de la température à la jonction de deux matériaux conducteurs différents : une température fixe tandis que l'autre, placée contre l'absorbant s'échauffe. Les constantes de temps sont de l'ordre des 10 à 100 ms et la sensibilité est assez faible (de quelques $V \cdot W^{-1}$ à quelques dizaines de $V \cdot W^{-1}$) [Dennis 1986].

Dans l'article de [K Wang 2010] une membrane de SiNx a présenté une sensibilité de 31,65 V/W et une détectivité de $1{,}16 \times 10^{8}$ $cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$, ainsi qu'une constante de temps de 126 ms pour des mesures avec un corps noir à 823 K.

I.2.b.3 Détecteurs pyroélectriques

Le détecteur pyroélectrique est constitué de lames cristallines qui convertissent l'énergie thermique en charges électriques de surface. Le changement de température entraine une variation de polarisation électrique. Cette variation de polarisation crée une différence de potentiel temporaire, celle-ci disparaissant après le temps de relaxation diélectrique. C'est à partir du taux de variation de la polarisation en fonction de la température que l'on désigne le coefficient pyroélectrique. La différence de ce type de détecteur avec les autres détecteurs thermiques repose sur le fait que la réponse est proportionnelle un taux de variation de température, tandis que les autres détecteurs utilisent la variation de température [Gaussorgues 1989].

Certains matériaux pyroélectriques comme le TGS, $LiTaO_3$, $LiNbO_3$, $Li_2SO_4xH_2O$, $BaTiO_3$, $NaNO_2$, PVF_2, SBN et SbSi ont été qualifiés par [Hyseni 2010]. La valeur maximale de D* dans le MIR à température ambiante de 300 K est de $2{,}12 \times 10^{8}$ $cm \cdot Hz^{1/2} W^{-1}$ pour le $NaNO_2$ et la constante de temps la plus faible a été atteinte pour le matériau $Li_2SO_4xH_2O$ avec une valeur de 670 ms [Hyseni 2010].

Des matériaux comme le a-YBCO couplé à des antennes ont été utilisés pour la détection dans le proche infrarouge, des valeurs de puissance équivalente au bruit de 2,6 $pW \cdot Hz^{-1/2}$ ont été mesurées, ainsi que des valeurs de détectivité supérieures à 5,7 $10^{9} \times cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$, à température ambiante [Dégardin 2019].

I.2.b.4 Détecteurs bolométriques

Un bolomètre est un détecteur constitué d'un matériau qui change sa conductivité électrique en fonction de la température. La détection est faite par l'absorption du rayonnement incident par le matériau. Une polarisation en courant ou tension rend

possible la détermination de la quantité de rayonnement incident sur le détecteur. (Voir détails dans la section I.2.d).

I.2.b.5 Cantilever

Les cantilevers sont des poutres suspendues accrochées que d'un côté, composés de deux matériaux différents. La différence de coefficients de dilatation thermique de ce bilame provoque un déplacement du cantilever quand sa température change. En combinaison avec une plaque de référence, ce cantilever forme une capacité. Lorsque la lumière infrarouge est absorbée par le cantilever, celui-ci se déplace et modifie ainsi la valeur de la capacité qu'il forme avec la plaque de référence. Ce changement de capacité est proportionnel au rayonnement infrarouge incident et permet donc une mesure [Sharma 2004].

Une méthode différente pour réaliser la mesure du déplacement du cantilever est possible [Kwon 2013]. Cette méthode optique utilise un laser pour mesurer le déplacement du cantilever lorsque ce dernier est soumis à un rayonnement infrarouge. Sur la Figure I-4 il est possible de voir en (b) le schéma de principe et en (a) une photographie du cantilever. Une détectivité de $2{,}6\times10^{7}$ cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1} a été rapportée.

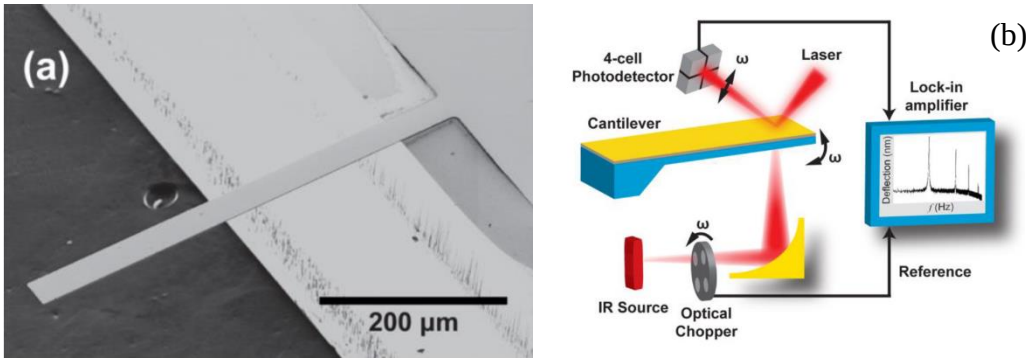


Figure I-4 Photo SEM d'un cantilever (a) et schéma du principe de mesure du déplacement du cantilever (b). [Kwon 2013]

Une autre façon de faire la mesure du rayonnement qui utilise également un déplacement mécanique est présentée dans la Figure I-5. Le système de mesure est constitué d'un nano résonateur maintenu dans un état d'oscillation constant. Le changement d'un paramètre physique externe (température, pression, force, accélération, rayonnement, gáz, etc…) sur la surface du matériel modifie sa raideur ou sa masse, et change donc la fréquence de résonance, laquelle est mesurée de façon continue en utilisant une PLL « *phase-locked loop* » [Duraffourg 2018].

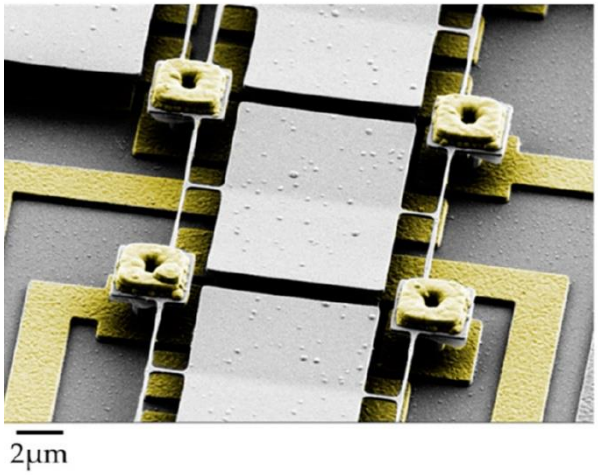


Figure I-5 Exemple de nano résonateur [Duraffourg 2018].

I.2.c Comparaison

La différence de principes de détection entre les détecteurs photoniques et thermiques engendre des différences dans les performances (Tableau I-2). Les détecteurs photoniques sont plus rapides et sensibles que les détecteurs thermiques car la détection est faite par la création de porteurs de charge tandis que les détecteurs thermiques font la conversion de l'énergie reçue en chaleur. En revanche, les détecteurs thermiques sont indépendants de la longueur d'onde car le signal ne dépend pas de la nature photonique du rayonnement, ils ont donc une réponse spectrale plate dans le spectre électromagnétique.

Ces difficultés technologiques et les coûts d'utilisation importants motivent depuis le début des années 1980, suite aux investissements militaires en faveur de la réalisation de systèmes de vision nocturne légers et à bas coût, le développement de détecteurs infrarouge non refroidis fondés sur le principe de la détection thermique. [Kruse 1997]

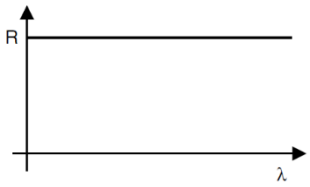
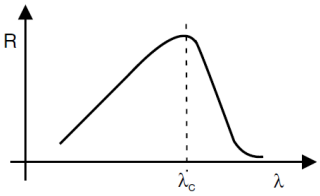
Paramètres	Détecteurs thermiques	Détecteurs photoniques
Constante de temps	ms	µs
Réponse spectrale	Plate et large 	Étroit et sélective 
Sensibilité	Élevée	Faible
Température de fonctionnement	Ambiante	Cryogénique
Coût	Economique	Coûteux
Détectivité spécifique	Independent de λ	Dépendant de λ
Gamme de fréquence	Centaines de Hz	Jusqu'au GHz

Tableau I-2 Comparaison des détecteurs thermiques et des détecteurs photoniques [Sharma 2004; Budzier 2011].

I.2.d Modèle du bolomètre

En 1880, le premier bolomètre fabriqué à partir d'une fine feuille de platine sombre a été inventé par Langley et utilisé pour les observations solaires [Herschel 1800a]. Cependant, cet appareil a des limitations pour certaines applications en raison de sa sensibilité. Afin de résoudre le problème, les bolomètres, fabriqués avec des oxydes ou des semi-conducteurs ayant un *TCR* (Coefficient de résistance de la température) supérieur à celui des métaux (de l'ordre de 2 %·K^{-1}) ont remplacé les bolomètres métalliques. Le modèle du bolomètre est décrit ci-dessous pour bien comprendre comment est faite la conversion du rayonnement électromagnétique en chaleur, puis, le changement des propriétés thermiques et électriques.

Le bolomètre est constitué de quatre parties : Un absorbeur, un thermomètre, une fuite thermique et un thermostat (Figure I-6). Les trois premiers sont liés à un thermostat, fixé à une température T_0, qui symbolise l'environnement du bolomètre où il aura des échanges thermiques (gaz, substrat, etc.). Le rayonnement incident de puissance P_{opt} (W) est absorbé par l'absorbeur de coefficient d'absorption η. Cette absorption provoque une élévation de température ΔT du matériau absorbant, cette élévation change la valeur de la température du thermomètre T_0 qui résulte de l'équilibre entre la variation de puissance et du couplage thermique avec le thermostat par le lien thermique de conductance G.

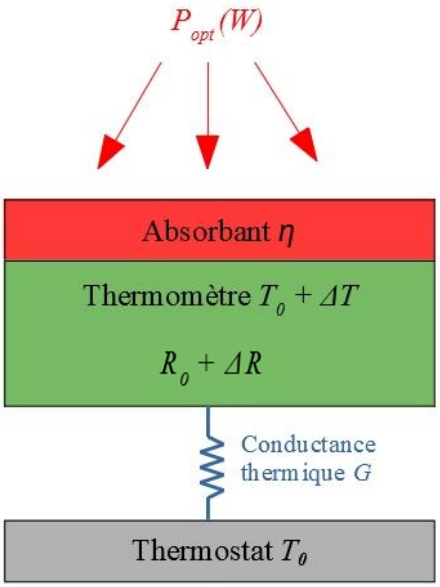


Figure I-6 Schéma simplifié du bolomètre.

Les bolomètres existants sont classés en deux types, les monocorps et composites. Dans les bolomètres monocorps, l'absorbeur et le thermomètre sont composés d'un même matériau et les composites sont des matériaux distincts.

La conductance thermique $G = P/\Delta T$ ($W \cdot K^{-1}$) est le lien thermique entre le thermomètre et le thermostat. Le changement de résistance électrique est détecté par la variation de la tension aux bornes du bolomètre lors d'une polarisation en courant ou détectée par la variation du courant électrique pour le cas d'une polarisation en tension. Avec une calibration, il est possible de déterminer la quantité de rayonnement incident sur le dispositif.

L'équation de la sensibilité est donnée par la loi de conservation de l'énergie en tenant en compte la puissance électrique et optique reçue et la puissance évacuée.

Énergie accumulée = Énergie reçue – Énergie évacuée

Énergie accumulée = $C \cdot \Delta T$

où C est capacité calorifique et ΔT l'élévation de température T-T_o pendant un intervalle temps t.

Énergie reçue = $P_{élec} + P_{opt}$

où $P_{élec}$ est la puissance électrique dissipée par effet Joule et P_{opt} la puissance du rayonnement électromagnétique reçu par l'absorbeur. La puissance reçue dépend du coefficient d'absorption η à la longueur d'onde donnée :

$$P_{opt}(t) = \eta P_{élec}(t) \qquad \text{(I-8)}$$

L'énergie est évacuée par la conductance thermique ($G_{géo}$), le lien entre le bolomètre à une température T et le substrat à T_o. Celle-ci dépend de la géométrie du matériau et des propriétés thermiques (Voir chapitre 2). L'énergie évacuée pendant le temps dt et s'écrit : $G_{géo}(T-T_o)dt$.

Donc, le bilan thermique peut s'écrire sous la forme :

$$C.\ (T-T_o) = P_{élec}(t)\ dt + \eta P_{opt}(t)\ dt - G_{géo}(T-T_o)dt \qquad \text{(I-9)}$$

Considérant que la puissance optique varie en fonction du temps autour d'une valeur moyenne, la température de l'absorbeur varie aussi autour d'une température moyenne. Comme la résistance électrique dépend de la température, la puissance électrique varie aussi autour d'une puissance moyenne. On peut réécrire l'équation comme suit :

$$C.\ (T_1+\delta T(t)-T_o) = [P_{élec}(t)+\ \delta P_{élec}(t) + \eta\ (P_{opt}(t) + \delta P_{opt}(t)) - G_{géo}(T_1+\delta T(t)-T_o)]dt \qquad \text{(I-10)}$$

En dérivant en fonction du temps et en séparant les termes constants et les termes dépendants du temps, on a alors :

Termes constants : $P_{élec} + \eta P_{opt} - G_{géo}(T-T_o) = 0$

Termes dépendants du temps : $C\delta T(t)/dt = \delta P_{élec}(t) + \eta(\delta P_{opt}(t)) - G_{géo}(\delta T(t))$

Les termes constants représentent l'échauffement permanent du bolomètre qui va augmenter la valeur moyenne de la température.

Pour écrire l'équation de la sensibilité du bolomètre on ne considère que les termes dépendants du temps (équation (I-11)). En supposant une variation de puissance lumineuse incidente du type sinusoïdal modulée à la fréquence *f*, et la résistance électrique dépendant du courant de polarisation et de la température *T*, la sensibilité optique en $V \cdot W^{-1}$ est définie par l'expression :

$$\Re_V^{opt}(T,I,f) = \frac{\Delta V(f)}{\Delta P(f)} = \frac{\eta I}{G_{eff}(T,I)\sqrt{1+(2\pi f\tau)^2}}\frac{dR}{dT}(T,I) \qquad \text{(I-11)}$$

Le choix du type de polarisation (en courant ou en tension) a été beaucoup été étudié dans le cas de thermomètres présentant une évolution monotone de la résistance électrique avec la température [Neff 2000; Brandão 2001; Guillet 2003]. En effet, un phénomène d'emballement thermique est possible suivant le signe de la variation de la résistance électrique en fonction de la température et du mode de polarisation. Ce processus a lieu quand la conductance thermique effective n'est plus suffisante pour évacuer la chaleur reçue. Pour éviter l'emballement thermique, une polarisation en tension sera donc préférée pour un thermomètre à TCR positif alors qu'une polarisation en courant sera plus appropriée pour un thermomètre à TCR négatif. On peut cependant avoir une plus grande sensibilité si on utilise l'autre mode de polarisation. Verghese et al. propose un critère pour limiter le signal de polarisation [Verghese 1991].

Il y a donc une réduction de la conductance thermique qui est alors exprimée par la conductance thermique effective G_{eff}.

La conductance thermique effective G_{eff} est liée à la conductance thermique pour une polarisation en courant telle que :

$$G_{eff}\ (T,I) = G_{géo} - I^2\frac{dR}{dT}(T,I) \qquad \text{(I-12)}$$

où $G_{géo}$ ($W \cdot K^{-1}$) est la conductance thermique géométrique qui dépend de la géométrie du bolomètre et de ses propriétés thermiques.

I.3 Figures de mérite des bolomètres

Pour comparer entre eux différents bolomètres, de nombreuses figures de mérite ont été définies [Rogalski 2011; Dillner 2013; Caniou 1999]. Sont présentées ici les plus pertinentes, dans le cadre de ce manuscrit.

I.3.a Sensibilité

La sensibilité est le rapport entre la variation de la grandeur de sortie et la grandeur qu'on veut mesurer. Dans notre cas, le bolomètre étant polarisé en courant, on mesure une tension, donc, la sensibilité, notée $\mathcal{R}_V$, est le rapport entre la tension de sortie du bolomètre et la puissance du rayonnement incident ΔP (f), où f est la fréquence de modulation.

La sensibilité peut aussi être exprimée en $A.W^{-1}$ dans le cas d'une polarisation en tension. La sensibilité dépend de l'absorption à la longueur d'onde du rayonnement considérée, on exprime donc la relation entre la sensibilité électrique et optique comme ceci :

$$\mathfrak{R}^{opt} = \eta \mathfrak{R}^{elec} \qquad \text{(I-13)}$$

où $\mathfrak{R}^{opt}$ est la sensibilité optique, $\mathfrak{R}^{elec}$ la sensibilité électrique et η le coefficient d'absorption du détecteur a la longueur d'onde du rayonnement considéré. En connaissant le coefficient d'absorption à la longueur d'onde mesurée on peut estimer la sensibilité optique par des mesures électriques. (Voir chapitre 3)

I.3.b TCR

Le *TCR*, Température Coefficient of Resistance (en K^{-1}), qui est la sensibilité relative du thermomètre, est un paramètre important de la sensibilité du bolomètre. Plus le TCR est élevé, plus il sera facile de mesurer la variation de résistance électrique avec la température et par conséquent, plus il sera facile de mesurer la puissance incidente. Le TCR est défini comme suit :

$$TCR = \frac{1}{R}\frac{\Delta R}{R} \qquad \text{(I-14)}$$

I.3.c Constante de temps thermique et fréquence de coupure

Représenté par τ, la constante de temps thermique est le temps de réponse du détecteur à atteindre le régime asymptotique. Ce temps est défini comme le temps requis pour que le signal de sortie atteigne 63 % de la valeur finale, compte tenu d'un signal carré à l'entrée. Par l'expression de la sensibilité (I-11), il est possible de déduire la constante de temps thermique donnée par :

$$\tau = \frac{C}{G} \tag{I-15}$$

où C (J·K^{-1}) est la capacité calorifique et G (W·K^{-1}) la conductance thermique. La capacité calorifique est donnée par :

$$C = \rho_v c_p \Omega \tag{I-16}$$

où ρ_v (kg·m^{-3}) est la masse volumique, c_p (J·kg^{-1}·K^{-1}) la chaleur spécifique du matériau et Ω (m^3) le volume. Le bolomètre agit comme un filtre passe-bas thermique du premier ordre ayant une fréquence de coupure f_c donnée par l'expression :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \tag{I-17}$$

I.3.d Conductance thermique

L'un des paramètres le plus intéressant est la conductance thermique G. Celle-ci caractérise le lien thermique entre le bolomètre et le thermostat. Ce paramètre permet de quantifier la conduction d'énergie thermique dans un matériau. Le transfert de chaleur peut être décrit par les trois processus fondamentaux : conduction, convection et rayonnement [Vollmer 2010].

Dans le cas d'un détecteur fonctionnant sous vide le transfert de chaleur par convection est négligeable. On peut également considérer que le transfert de chaleur par rayonnement est aussi négligeable quand le bolomètre fonctionne à 300 K. Le seul processus de transfert de chaleur restant est la conduction thermique entre le bolomètre et le thermostat (*i.e.* le substrat).

En fonctionnement, la température du thermostat T_0 est fixe, l'échange thermique s'effectue de manière à égaliser la température du bolomètre avec la température du thermostat. Une faible valeur de conductance thermique est souhaitable pour minimiser les pertes de chaleurs du bolomètre, augmenter la sensibilité et réduire le bruit (Voir section II.4).

I.3.e Puissances équivalentes de bruit (NEP) associées aux sources de bruit

Une sensibilité même élevée ne suffit pas à quantifier les performances d'un détecteur thermique, le paramètre caractéristique préférentiellement utilisé est la puissance équivalente de bruit NEP (*Noise Equivalent Power*). Le *NEP* d'un détecteur permet d'estimer la valeur la plus faible de variation de flux lumineux que l'on pourra détecter, c'est plus précisément la puissance lumineuse nécessaire en entrée pour obtenir un rapport signal à bruit unitaire en sortie. [Jones 1949]

Afin de déterminer la puissance équivalente de bruit d'un bolomètre, il faut d'abord déterminer les sources de bruit qui l'influencent. Il y a différentes sources de bruit qui

limitent la performance du détecteur : le bruit de photons, le bruit de phonons, bruit de Johnson, le bruit basse fréquence (ou bruit *1/f*) et le bruit de la chaine de mesures (Voir paragraphes suivant).

I.3.e.1 Bruit de photons

Le bruit de photons provient de la nature corpusculaire des photons du rayonnement arrivant sur le détecteur. La valeur de ce bruit dépend principalement de la puissance du rayonnement incident et de la fréquence d'observation. Il représente la limite ultime du bruit du détecteur, donc, optimiser le détecteur nécessite de ramener l'intégralité des autres bruits en dessous du bruit de photons, ce qui est possible aux (très) basses températures. On parlera alors de détecteur BLIP (*Background Limited Infrared Photodetector*). La puissance équivalente de bruit correspondant au bruit de photons est :

$$NEP^2_{photons} = \frac{S^2_{Vphotons}(f)}{\Re^2_v(T,I,f)} \qquad \text{(I-18)}$$

où $S^2_{Vphotons}(f)$ corresponds à la densité spectrale de bruit en tension liée au bruit de photons. Cette source de bruit sera négligée dans la suite de ce document.

I.3.e.2 Bruit de phonons

Le bruit de phonons est dû aux fluctuations d'énergie le long du lien thermique entre le thermomètre et le thermostat. Le bruit de phonons est un bruit blanc (indépendant de la fréquence) qui dépend quadratiquement de la température du détecteur et de la conductance thermique [Mather 1982, Mather 1984]. Sa densité spectrale du bruit en tension s'écrit :

$$S^2_{Vph}(f) = \Re^2_v(T,I,f) \times 4k_BT^2G_{géo} \qquad \text{(I-19)}$$

La puissance équivalente de bruit est donnée par :

$$NEP^2_{ph} = 4k_BT^2G \qquad \text{(I-20)}$$

I.3.e.3 Bruit de Johnson

Le bruit de Johnson provient du mouvement brownien des porteurs de charges provoqué par l'agitation thermique. C'est également un bruit blanc, *i.e.* indépendant de la fréquence, il représente la limite fondamentale du signal mesurable pour tout matériau résistif à une température non nulle. Il dépend de la température et de la résistance électrique du bolomètre.

Sa densité spectrale de bruit en tension S^2_{VJ} est :

$$S^2_{VJ} = 4k_BTR \qquad \text{(I-21)}$$

La puissance équivalente de bruit associé est alors donnée par :

$$NEP_{ph}^2(f) = \frac{4k_B TR(T,I)}{\Re_v^2(T,I,f)} \quad \text{(I-22)}$$

I.3.e.4 Bruit 1/f

Le bruit *1/f* (flicker noise) dépend des propriétés intrinsèques du matériau utilisé comme thermomètre. La relation semi-empirique de Hooge permet d'introduire le paramètre de Hooge α_H [Hooge 1969, Hooge 1981], qui normalise la densité spectrale de bruit en tension $S_{V1/f}^2$ à la fréquence f par la tension appliquée V_m (V), le nombre des porteurs n_c (m^{-3}) dans un volume étudié Ω (m^3), selon la relation :

$$S_{V1/f}^2 = \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V_m^2}{\Omega \cdot f} \quad \text{(I-23)}$$

Cette relation est intéressante car elle est souvent utilisée pour extraire le paramètre normalisé de Hooge α_H/n_c . Ce paramètre peut être vu comme un facteur de mérite pour décrire la qualité d'un matériau ou d'un capteur. Il faut cependant faire à attention à son utilisation. Elle est seulement valable dans des conditions d'homogénéité et d'indépendance des sources de bruit locales. On peut noter que le bruit 1/f a une dépendance quadratique avec la tension. La puissance équivalente de bruit associée est donnée par :

$$NEP_{1/f}^2(f) = \frac{\alpha_H}{n_c} \frac{V_m^2}{\Omega f \Re_v^2(T,I,f)} \quad \text{(I-24)}$$

I.3.e.5 Bruit de la chaîne de mesures

Dans le cas d'une polarisation en courant (qui sera le cas de cette thèse), le bruit de la chaîne de mesure est lié au bruit de la source de courant et de l'amplificateur de tension. L'utilisation d'une électronique faible bruit permet de rendre ce bruit négligeable. Le bruit de la chaîne de mesure s'exprime selon la formule :

$$S_{VA}^2(f) = e_{nA}^2(f) + R^2 \cdot i_{nA}^2(f) \quad \text{(I-25)}$$

où e_{nA}^2 est la densité spectrale du bruit en tension et i_{nA} la densité spectrale du bruit en courant.

Le *NEP* associé est alors :

$$NEP_A^2(f) = \frac{S_{VA}^2(f)}{\Re_v^2(T,I,f)} \quad \text{(I-26)}$$

I.3.e.6 NEP total

Le bruit total en tension du bolomètre peut donc s'écrire sous la forme :

$$S_V^2(f) = \Re_V^2(T,I,f) \cdot 4k_B T^2 G_{géo} + 4k_B TR + \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V_m^2}{\Omega \cdot f} + S_{VA}^2(f) \quad \text{(I-27)}$$

La puissance équivalente de bruit total est alors donnée par :

$$NEP^2(f) = 4k_B T^2 G_{géo}(T,I) + \frac{4k_B TR(T,I)}{\Re_v^2(T,I,f)} + \frac{\alpha_H}{n_c}\frac{V_m^2}{\Omega f \Re_v^2(T,I,f)} + \frac{S_{VA}^2}{\Re_v^2(T,I,f)} \quad \text{(I-28)}$$

L'optimisation d'un bolomètre doit prendre en compte toutes les sources de bruit pour minimiser le *NEP*. Afin de diminuer la puissance équivalente de bruit du détecteur, il faut donc globalement trouver le point de sensibilité électrique maximale (en déterminant un point de fonctionnement optimal) et réduire la conductance thermique.

I.3.e.7 Détectivité spécifique

La détectivité spécifique D^* permet de comparer les différentes technologies de détection de rayonnement. En prenant en compte le *NEP* et la surface effective S d'un détecteur, ce paramètre caractéristique s'affranchit de la géométrie du détecteur et devient représentatif d'une technologie donnée. La détectivité spécifique s'exprime en Jones ou $cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$ [Jones 1949] :

$$D^* = \frac{\sqrt{S}}{NEP} \quad \text{(I-29)}$$

I.3.e.8 Détectivité percussionnelle Δ

Pour comparer la vitesse de détection des bolomètres, la détectivité percussionnelle Δ ($cm \cdot J^{-1}$) est un paramètre intéressant car il est donné par le rapport de la détectivité spécifique sur la racine carrée de la constante de temps [Rogalski 2011].

$$\Delta = \frac{D^*}{\sqrt{\tau}} \quad \text{(I-30)}$$

I.3.f Limite fondamentale des performances d'un bolomètre non-refroidi

La performance des détecteurs thermiques est limitée par le bruit de photons lié au rayonnement à mesurer. Il est donc intéressant de déterminer le NEP minimum réalisable, c'est-à-dire le plus petit flux de rayonnement détectable. La détectivité spécifique maximale d'un tel détecteur BLIP D^*_{BLIP} est donnée par :

$$D^*_{BLIP} = \frac{1}{\sqrt{16\epsilon k_B \sigma_{SB} T_D^5}} \, (cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}) \quad \text{(I-31)}$$

où ε est l'émittance du détecteur, T_D la température du détecteur. Pour un détecteur thermique idéal fonctionnant à la température ambiante (T_D = 300 K), la détectivité spécifique maximale est de D^*_{BLIP}= 1,81×10^{10} cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1} [Rogalski 2011; Budzier 2011].

I.4 Matériaux des détecteurs thermiques non refroidis

Pour concevoir des bolomètres performants à 300 K, il faut utiliser des matériaux avec des propriétés intéressantes : *TCR* élevé à température ambiante, faible niveau de bruit électrique et compatible avec les processus de micro fabrication de circuits intégrés. Il est également souhaitable que la conductivité thermique du matériau soit faible afin de ne pas perdre de chaleur dans l'environnement, ce qui diminuerait sa sensibilité. De plus, sa capacité thermique (et par conséquent sa masse) doit être petite pour pouvoir chauffer et refroidir rapidement. Au fil du temps, divers matériaux ont déjà été suggérés pour une utilisation en tant que matériaux résistifs pour les bolomètres.

I.4.a Métaux

Les premiers bolomètres utilisaient des métaux tels que le platine, le nickel, le bismuth et l'antimoine en tant que matériaux résistifs. Cependant, les métaux ont une faible valeur de TCR (typiquement 0,3 %·K^{-1}), ce qui réduit la sensibilité [Kraus 1996]. Mais le choix du métal pour un bolomètre est intéressant quand on recherche une faible impédance [Neikirk 1984].

A titre d'illustration, des bolomètres non-refroidis à base de couche mince de platine avec une détectivité spécifique de 2,7×10^{9} cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1} et un TCR de 0,2 %·K^{-1} est présenté dans la Figure I-7, [Renoux 2011]. Des bolomètres Ti couplés à des antennes sur substrat de silicium montrent un NEP de 6,7×10^{-12} W·Hz$^{-1/2}$ à 300 K et une bande passante de 5,5 kHz [Hiromoto 2019].

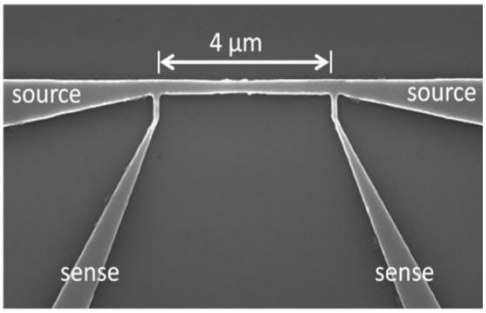


Figure I-7 Photographie SEM d'un bolomètre platine de 4 µm de long (300 nm d'épaisseur) [Renoux 2011].

I.4.b Semi-conducteurs

Le premier choix de matériau parmi les semi-conducteurs pour la réalisation de bolomètres est le silicium. Ils constituent le meilleur choix de détecteurs pour de nombreuses applications, en particulier dans le domaine spectral infrarouge et submillimétrique [Rogalski 2011]. Les semi-conducteurs III-V offrent des performances intéressantes mais leur coût supplémentaire n'est pas compétitif face à la technologie silicium.

Le silicium amorphe (a-Si) dopée est utilisé pour la réalisation des bolomètres infrarouge. Un *TCR* de -2,4 $\%\cdot K^{-1}$ à 300 K [Tissot 2010] est intéressant cependant la forte résistivité électrique conduit à des niveaux de bruit trop élevés [Rogalski 2011]. Le dopage d'a-Si avec de l'hydrogène (a-Si :H) a été testé pour permettre d'améliorer la conductance électrique et avoir un *TCR* très élevé -12 $\%\cdot K^{-1}$ à 300 K, cependant sa résistivité électrique est aussi très élevée ($\sim 10^7\ \Omega\cdot m$) [Moreno 2015].

Le germanium est un autre matériau intéressant pour le dopage d'a-Si (a-Si_x,Ge_y:O_{1-x-y}) due à sa plus faible conductance thermique, comparée au a-Si [Dong 2003]. Dans l'article [Moreno 2015] des bolomètres en *pm*-Si_xGe_y:H (*pm = polymorphe*) contenant des inclusions de nanocristaux (réduisant la quantité de défauts et améliorant la conduction) ont été fabriqués et présentent un *TCR* élevé (-6,6 $\%\cdot K^{-1}$ à 300 K) et une résistivité électrique ($3{,}6\times 10^4\ \Omega\cdot m$) est plus basse que celle d'*a*-Si:H.

I.4.c Diode schottky

Les diodes à barrière Schottky (SBD) sont utilisés dans le domaine IR et THz. La forte non linéarité des caractéristiques I-V de ces jonctions métal-semiconducteur leur permet d'être utilisées en détection directe [Brown 2003]. Le signal THz étant rectifié en une composante continue, ou bien en tant que mélangeur dans un système de détection hétérodyne. Le signal THz est alors mélangé avec un oscillateur local décalé en fréquence et la composante obtenue à une fréquence intermédiaire peut être traitée avec des composants électroniques classiques. Les SBD sont réalisées en technologie planaire [Mehdi 2017] et atteignent à température ambiante d'excellentes sensibilités dans un schéma de détection hétérodyne. Cependant la nécessité d'un oscillateur local rend difficile l'intégration matricielle de ces détecteurs. Dans un schéma de détection directe, des matrices de diodes en technologies intégralement CMOS [Graziosi 2014; Han 2011] sont à présent développées avec des performances proches de l'état de l'art, qui est de quelques pW/√Hz en technologie GaAs.

I.4.d Oxydes de vanadium

L'oxyde de vanadium (VO_x) a commencé à être utilisé dans les années 1980 avec les travaux de Honeywell. L'intérêt d'utiliser le VO_x dans la fabrication des bolomètres

est sa faible résistivité électrique et un TCR élevé [Niklaus 2007; Rogalski 2011]. Les couches minces d'oxyde de vanadium présentent un TCR compris entre 2 - 3 %·K^{-1} à 300 K [Chen 2001]. Il existe de nombreuses phases dans les oxydes de vanadium, tels que VO_2, V_2O_5 et V_2O_3. Ils subissent une transition d'un isolant ou d'un semi-conducteur pour phase métallique à une température donnée. Les VO_2 et V_2O_5 monocristallins ont un TCR supérieur à 4%·K^{-1}, mais sont difficiles à fabriquer [Niklaus 2007]. Le VO_2 peut basculer de manière réversible entre un film transparent et opaque dans l'IR quand proprement polarisé. [Cheng 2011]. Ils nécessitent donc l'ajout d'une couche absorbante.

Bolomètres non refroidis, à base de VWO_x, ont été fabriqués à l'aide d'un processus compatible CMOS associé à un micro-usinage de surface. La couche sensible aux infrarouges présentait un TCR élevé (-2,98%·K^{-1}), tout en maintenant la résistance électrique du bolomètre à un niveau bas (environ 27 kΩ). Une conductance thermique de l'ordre de $1{,}2\times10^{-5}$ W·K^{-1}, une détectivité de $1{,}1\times10^{7}$ cm·$Hz^{1/2}$·W^{-1} et une constante de temps de 0,723 ms a été mesuré pour un pixel de 70×70 µm² [Chi-Anh 2005].

I.4.e Oxydes de manganèse $Ln_{1-x}M_xMnO_3$

L'intérêt pour les manganites provient de la découverte de leur ferromagnétisme, de sa corrélation avec la conductivité électrique et la transition de phase métal-isolant observée au voisinage de la température de Curie T_C [Hofmeister 2010; Itatani 2006; Seko 2005; Victor 1963]. Les oxydes de manganèse sont des composés à base d'oxyde de manganèse, de lanthanide Ln = La, Pr, Sr, Nd, Gd, Y et d'ions de métaux alcalino-terreux ou divalents M = Ca, Sr, Pb, Ba.

L'oxyde de manganèse $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (LSMO) a été choisi dans le cadre de cette thèse comme matériau pour le thermomètre pour la réalisation des bolomètres non refroidis car il présente un faible niveau de bruit comparé à d'autres matériaux résistifs tels que les semi-conducteurs (a-Si, a-Si: H, a-Ge, poly SiGe) et d'autres matériaux à base d'oxydes (YBCO, VOx à semi-conducteur, etc.) ainsi qu'un *TCR* autour de 2 %·K^{-1} à 300 K [Chromik 2014; Chen 2001; Zerov 2001; Chakrabarty 2019; Liu 2013a; Lisauskas 2000]. Les propriétés électriques et thermiques seront présentées dans le chapitre 2.

I.4.f Autres oxydes

Les performances des oxydes de fer sont prometteuses pour des applications bolométriques, un TCR de −1,6 %·K^{-1} pour des mélanges de magnétite Fe_3O_4 et de wustite $Fe_{1-x}O$ et une faible résistivité des dépôts (0,36 Ω.cm) va dans le sens d'une meilleure maîtrise du niveau de bruit par rapport au silicium amorphe [Puech 2009].

Des matériaux comme le YBCO couplé à des antennes spirale ont été utilisés pour la détection dans le THz, des valeurs de puissance équivalente au bruit de 50 pW·$Hz^{-½}$ a été mesurées, , à température ambiante [Bevilacqua 2014].

I.5 Couplage des bolomètres non refroidis

L'absorption de l'IR peut être faite de différentes façons, soit de façon par absorption du rayonnement dans l'absorbant (voir section I.2.d) ou de façon indirecte, par couplage via une antenne. Les différentes formes de couplage sont présentées ci-dessous :

I.5.a Couplage direct

L'absorbeur et le thermomètre sont faits du même matériau. Le rayonnement incident est donc absorbé de façon directe. Dans cette thèse, l'oxyde de manganèse est utilisé comme absorbeur et thermomètre, on parle aussi d'une structure monocorps.

I.5.b Couplage par couche absorbante

Les bolomètres composés d'un absorbeur et d'un thermomètre avec des couches différentes sont appelés des bolomètres composites. L'or noir est un revêtement métallique très utilisé car il présent une absorption élevée dans la région IR. [Smith 2007, 2015] réalise des bolomètres à base de VO_x avec une absorption de 70 % pour le MIR et 22 % pour le LIR, cependant l'ajout de la couche absorbante augmente la masse du bolomètre ce qui provoque l'augmentation de la constante de temps. [Qian 2013] propose l'optimisation du dépôt d'or noir pour atteigne une absorption de 90 % in the MIR.

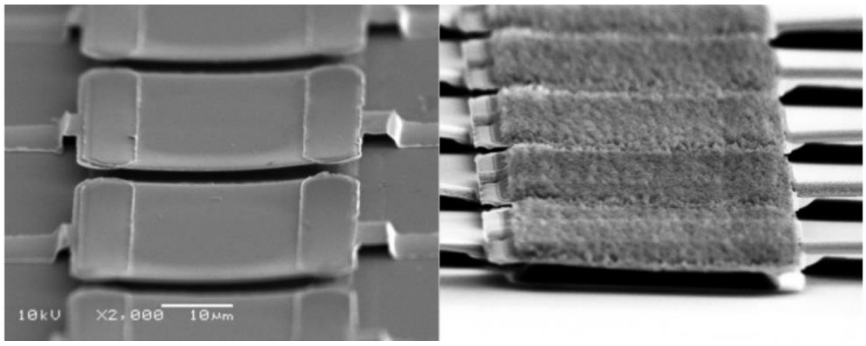


Figure I-8 Bolomètres à base de VO_x sans la couche absorbante (gauche) et avec la couche d'or noir (droite) [Smith 2015].

I.5.c Couplage par antenne

Le couplage de l'onde électromagnétique incidente par antenne est une évolution dans le principe de séparation des fonctions d'un bolomètre. L'absorption est faite par une antenne planaire qui fait la conversion du champ électromagnétique incident en courant hyperfréquence qui chauffe le bolomètre par effet Joule. La dimension du bolomètre dépendra du substrat et la géométrie de l'antenne, il est donc, indépendant de la longueur d'onde incidente. Il peut admettre des dimensions très inférieures aux longueurs d'ondes du rayonnement incident, cela permet de réduire la constante de temps.

Il existe différents types d'antennes : des antennes large bande (log périodique, spirale, papillon) et des antennes à bande étroite (double fente, double dipôle).

Le Tableau I-3 présente quelques exemples de bolomètres couplés à des antennes.

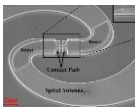
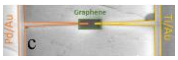
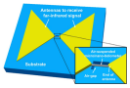
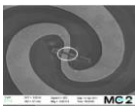
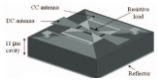
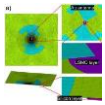
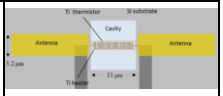
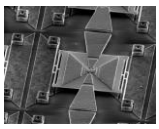
Références	**Antenne**	**Couche mince**	**Substrat**	**Fréquence**	**Photo**
[Bevilacqua 2013]	Antenne spirale	$YBa_2Cu_3O_{7-x}$	Al_2O_3	100 GHz – 3 THz	
[Degl 'innocenti 2016]	Papillon	graphène	SiO_2/Si	2 THz	
[Lobotka 2008]	Antenne log-périodique	LSMO	GaAs	1,4 – 11,3 THz	
[Yang 2015]	Papillon	Ni/Cr	Si	THz	
[Cherednichenko 2011]	Antenne log-périodique	YBCO/CeO_2	Al_2O_3	0,3-1,6 THz	
[Nguyen 2012]	Antenne quasi double papillon	a-Si	Si	THz	
[Lalinský 2016]	Antenne log-périodique	LSMO/BTO/ CeO_2/YSZ/Si/ SiO_2	Si	THz	
[Hiromoto 2019]	Antenne dipôle λ/2	Ti	Si	THz	
[Jorudas 2019]	Papillon	AlGaN	GaN	150 G	
[Meilhan 2017]	Papillon	a-Si	Si	THz	

Tableau I-3 Bolomètres couplés à des antennes.

I.5.d Couplage par cavité quart d'onde

Il est possible d'optimiser la puissance absorbée par le film mince en disposant d'une surface réfléchissante dans la bande de longueur d'onde de travail située derrière le film mince. Il s'agit d'une surface réfléchissante située à une distance $d = \lambda/4$ du film mince absorbeur. Le taux d'absorption pourra atteindre 100 % mais, contrairement à un film mince continu sans le résonateur quart d'onde, il y aura une dépendance de l'absorption à la fréquence suite à l'existence d'interférences constructives ((2*λ+1)/4)

ou destructives (2*λ/4) susceptible de le faire chuter. Deux types de cavité sont présentées à la Figure I-9 [Niklaus 2007].

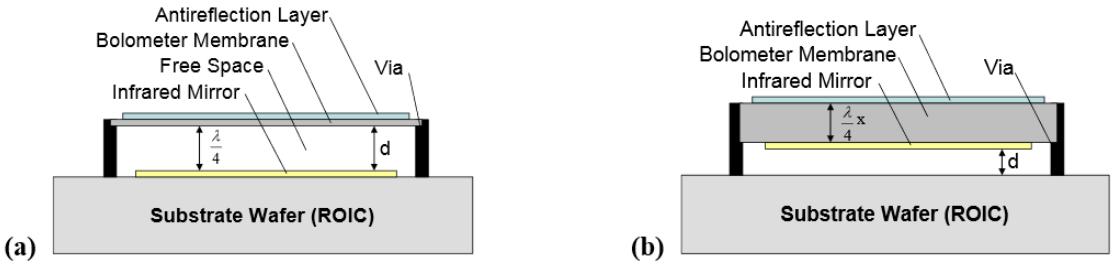


Figure I-9 Cavités quart d'onde utilisées en bolométrie : (a)Cavité optique résonante (b) cavité optique résonante [Niklaus 2007].

I.5.e Spider web

La structure *spider-web* (forme d'étoile d'araignée) peut permettre un filtrage sélectif en longueur d'onde. Si la longueur d'onde est plus grande que la taille élémentaire de la toile, le rayonnement va être absorbé. Si par contre, la longueur d'onde est plus petite, le rayonnement ne sera pas absorbé. Un exemple est donné Figure I-10. Il existe d'autres structurations de membrane qui permettent le filtrage du rayonnement [Munk 2000].

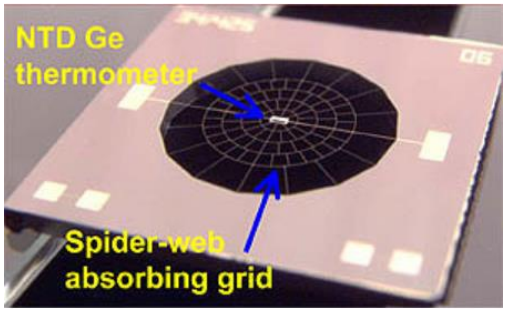


Figure I-10 Photographie d'un bolomètre spider web.[4]

I.6 Conclusion et résumé

Les bolomètres sont actuellement la technologie dominante en matière de détection thermique à température ambiante pour l'IR. Pour concevoir des bolomètres performants à 300 K, il faut utiliser des matériaux avec des propriétés intéressantes et développer le design pour améliorer l'isolation thermique (conductance thermique) et le couplage de rayonnement. Le tableau I-4 résume les performances des bolomètres non refroidis à base de différents matériaux.

[4] https://herschel.jpl.nasa.gov/spireInstrument.shtml

Référence	Matériaux	G ($W \cdot K^{-1}$)	τ / f /λ	D* ($cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$)
[Tezcan 2003]	a-Si	$0,62\times10^{-6}$	21 ms / -- / 8-14 µm	2×10^{9}
[Nguyen 2012]	a-Si	$12,3\times10^{-9}$	50 ms / -- / THz	$1,8\times10^{9}$
[Meilhan 2017]	a-Si	--	49,5 ms / -- / THz	$1,8\times10^{9}$
[Dong 2003]	Poly Si-Ge	--	16,6 ms / 30 Hz / 8-14 µm	$8,3\times10^{8}$
[Sumesh 2013]	a-Ge-Si-O	9×10^{-5}	2,5 ms / 10 Hz / 4-18 µm	$1,4\times10^{7}$
[Moreno 2015]	pm-SixGey :H	--	-- / 100 Hz / --	2×10^{9}
[Renoux 2011]	Pt	$6,7\times10^{-6}$	4 µs / -- / 2,74 µm	$2,7\times10^{9}$
[Lee 1999]	Ti	--	12 ms / -- / --	5×10^{8}
[Saxena 2011]	Ti	$1,04\times10^{-5}$	1,56 ms / -- / --	$3,49\times10^{7}$
[Shen 2014]	Al	$1,33\times10^{-5}$	1 ms / -- / --	$3,4\times10^{7}$
[Yang 2015]	SiO_2/Ni/Cr	--	15 µs / -- / --	$2,5\times10^{7}$
[Haenschke 2012]	BiSb-Sb	--	-- / -- / --	$1,8\times10^{9}$
[Gawarikar 2013]	Pt-Ti	$2,3\times10^{-7}$	58 ms / -- / --	3×10^{9}
[Tu 2018]	Nb_5N_6	$1,8\times10^{-6}$	0,17 ms / -- / --	2×10^{7}
[Chi-Anh 2005]	VWO_x	$1,2\times10^{-5}$	0,72 ms / 220 Hz / --	$1,1\times10^{7}$
[H Wang 2004]	VO_x	10^{-5}	3 ms / 30 Hz / --	2×10^{8}
[Cheng 2011]	VO_2	$1,71\times10^{-7}$	2,45 ms / 60 Hz / --	$1,62\times10^{9}$
[B Wang 2013]	VOx	$4,66\times10^{-7}$	8,2 ms / 13 Hz / --	2×10^{9}
[Cherednichenko 2011]	$YBa_2Cu_3O_7$	53×10^{-6}	2,2 ns / -- / 330 GHz	$3,9\times10^{5}$
[Dayeh 2005]	YBCO semi-conducteur	4×10^{-7}	5,7 ms / -- / --	$1,2\times10^{8}$
[Bevilacqua 2014]	$YBa_2Cu_3O_7$	10×10^{-6}	2 ns / -- / 100 GHz	$7,8\times10^{5}$
[Choudhary 2004]	LCMO	--	-- / 30 Hz / --	$1,3\times10^{8}$
[Choudhary 2004]	LBMO	--	-- / 30 Hz / --	$1,0\times10^{8}$
[Lisauskas 2000]	$La_{0,7}(Pb_{0,63}Sr_{0,37})_{0,3}MnO_3$	10^{-6}	1 ms / 30 Hz / --	$1,0\times10^{9}$
[Karanth 2009]	Mn-Ni-Co-O	$2,6\times10^{-6}$	0,53 ms / 10 Hz / --	4.4×10^{8}
[Aryan 2015]	LSMO	$0,28\times10^{-6}$	4 ms / -- / --	1×10^{8}
[Liu 2013]	LSMO	$0,71\times10^{-7}$	3,12 ms / 30 Hz / --	$1,1\times10^{10}$
[Lobotka 2008]	$La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$	--	-- / 126 Hz / 1,4 à 11,3 THz	--

Tableau I-4 Etat de l'art des bolomètres IR non refroidis.

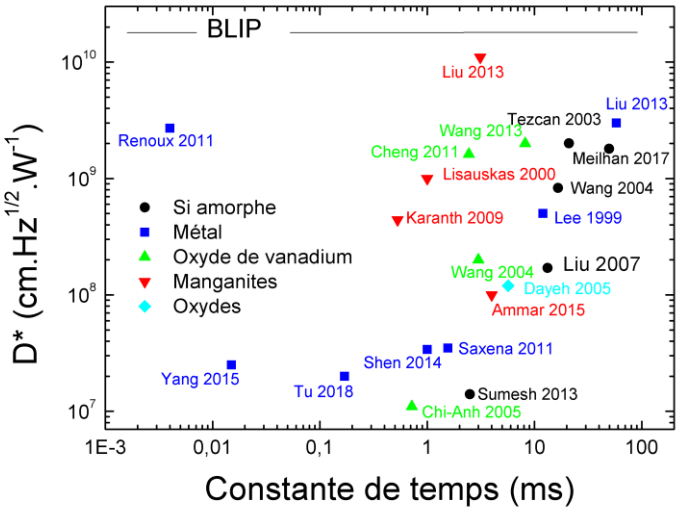


Figure I-11 Détectivité des microbolomètres non-refroidis en fonction de leur constante de temps. BLIP : détectivité spécifique maximale d'un détecteur thermique à 300 K

Les performances actuelles des bolomètres montrent le NEP de l'ordre de $pW \cdot Hz^{-1/2}$ à température ambiante. La Figure I-11 présente la détectivité des microbolomètres non-refroidis en fonction de leur constante de temps, nous avons des valeurs de l'ordre de 10^{10} $cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$, très proches de la valeur maximale du BLIP ($1{,}81 \times 10^{10}$ $cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$).

On note que les bolomètres LSMO sont compétitifs par rapport à la littérature. Dans cette thèse, les performances du LSMO en tant que détecteur thermique non refroidi dans le visible et l'infrarouge sont explorées en détail.

Dans la suite de cette thèse, je vais montrer les résultats obtenus à partir de structures suspendues de LSMO sans couche absorbante ni antenne. Ces structures suspendues permettent d'obtenir de grandes sensibilités et de faibles constantes de temps thermique. Dans le chapitre 2, la caractérisation électrothermique de ces bolomètres à base de LSMO sera présentée. Puis, dans le chapitre 3, la caractérisation optique à différentes longueurs d'onde (du visible à l'infrarouge) sera étudiée et analysée. Le chapitre 4 s'attachera à la mesure des constantes de temps thermiques et de bruit. Les performances de ces détecteurs en termes de NEP et de détectivité spécifique seront finalement discutées.

II : Fabrication et caractérisation électrothermique des structures suspendues

Table des matières

II : Fabrication et caractérisation électrothermique des structures suspendues 35

II.1 Propriétés thermiques et optiques des matériaux 37

II.1.a $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ (LSMO) 37

II.1.b $SrTiO_3$ (STO) 40

II.1.c $CaTiO_3$ (CTO) 43

II.2 Fabrication de structures suspendues 43

II.2.a Procédé de fabrication 44

II.2.b Géométrie des bolomètres suspendus 48

II.3 Caractérisation électrique 53

II.3.a Techniques de polarisation de bolomètre 53

II.3.b Configuration des mesures V(I) 55

II.3.c Caractérisation électrique des échantillons 55

II.3.d Mesure de la résistivité électrique des échantillons 57

II.3.e Simulations électrothermiques par éléments finis 58

II.3.f Extraction du dR/dT des bolomètres suspendus.....64

II.3.g Extraction de la sensibilité électrique des bolomètres suspendus 67

II.4 Caractérisation thermique 69

II.4.a Expression analytique de la conductance thermique d'un pont suspendu 69

II.4.b Mesure de la conductance thermique des ponts suspendus.....71

II.4.c Comparaison de la mesure et calculs de la conductance thermique.....73

II.4.d Conductance thermique en fonction de la pression 78

II.5 Conclusion.....79

Ce chapitre est consacré à la présentation des procédés de fabrication des bolomètres à base de LSMO et de leurs caractéristiques électrothermiques. Je présenterai l'approche que j'ai adoptée pour caractériser et comprendre les propriétés de ce matériau, afin de jauger le potentiel des couches minces de LSMO pour la détection IR.

Les bolomètres sont fabriqués sur substrat de silicium, sans couche absorbante supplémentaire ni antenne. Une couche tampon s'est montrée nécessaire à cause de l'interdiffusion entre le LSMO et le silicium. Le $SrTiO_3$ (STO) ou le $CaTiO_3$ (CTO) ont été choisis comme couche tampon pour former une barrière de diffusion.

Dans un premier temps, les propriétés thermiques et optiques des matériaux utilisés dans la fabrication des bolomètres sont présentées. Puis dans un second temps, le process de fabrication des structures suspendues sera présenté. Pour finir les caractéristiques électriques et thermiques seront donc présentées dans la section II.3 et II.4.

II.1 Propriétés thermiques et optiques des matériaux

La première étape de la détection infrarouge est la conversion de l'énergie lumineuse incidente en élévation de température. Comme les photons dans l'infrarouge ont une très faible énergie, l'élévation de température sera donc faible : il faut donc optimiser le rapport signal à bruit. Pour réussir cette étape, il faut avoir un matériau à TCR élevé et présentant un faible bruit. En effet, il ne sert à rien d'avoir une très forte sensibilité si on a un fort niveau de bruit, ou un détecteur faible bruit si on a une très faible sensibilité.

L'oxyde de manganèse $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ (LSMO) a été choisi dans le cadre de cette thèse pour la réalisation de bolomètres non refroidis. Sa température de Curie, élevée autour de 360 K (voir section I.4.e) et son faible niveau de bruit sont des atouts intéressants pour la bolométrie non-refroidie. Un des défis du dépôt de LSMO sur silicium réside dans de l'interdiffusion entre le LSMO et le silicium aux températures de dépôt élevées du LSMO (700 - 750 °C), la compatibilité structurelle avec le silicium et la grande différence des coefficients de dilatation thermique entre les deux matériaux. Le rapport des coefficients de dilatation thermique est d'environ un facteur trois entre la température ambiante et la température de croissance. L'utilisation d'une couche tampon est donc une condition préalable générale à la croissance d'oxydes épitaxiés sur silicium. Les caractéristiques des matériaux utilisés sont présentées ci-après.

II.1.a $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ (LSMO)

Les oxydes de manganèse ont une structure pérovskite comme le montre la Figure II-1. L'atome La et l'atome Sr sont situés à tous les sommets de la structure cubique et les ions oxygène occupent le centre de toutes les faces. Les plus petits ions Mn, (métaux de transition), sont placés au centre des ions oxygène octaédriques. Mais pour La_{1-}

$_xSr_xMnO_3$, avec x = 0,3, la structure est rhomboédrique, avec a = 0,549 nm et c = 1,3356 nm. Déposée sous forme de films minces, la structure devient pseudocubique avec un paramètre de maille a = 0,3889 nm [Hammouche 1989].

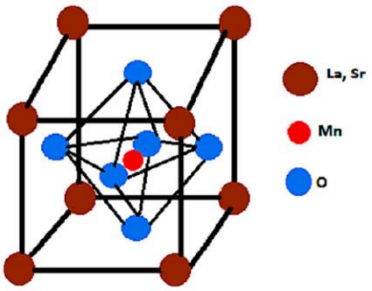


Figure II-1 Schéma illustratif de la structure pérovskite cubique du LSMO.

La *Figure II-2* donne l'évolution de la température de transition en fonction du dopage x [Urushibara 1995]. La température de transition ferromagnétique, ou température de Curie T_C (triangles pleins), augmente avec x. Le niveau de dopage est donc un moyen d'adapter le matériau aux diverses applications. Pour x = 0,3 le LSMO présente une transition ferromagnétique (*F.M.*) à paramagnétique-métallique (P.M.) vers 360 K.

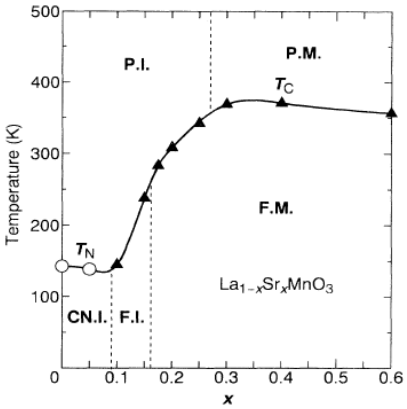


Figure II-2 Diagramme de phase du $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ en fonction du dopage x [Urushibara 1995]. Où T_C est la Température de Curie, température à laquelle le matériau ferromagnétique ou ferrimagnétique (F.M.) perd son aimantation spontanée, T_N est la Température Neel, C.N.I. : Charge ordered Insulating, P.I. : Paramagnetic Insulating, P.M. : Paramagnetic Metallic.

La résistivité électrique est un paramètre important pour les matériaux thermomètres utilisés dans la fabrication des bolomètres (voir modèle du bolomètre dans la section I.2.d). Il est possible d'observer la forte variation de la résistivité électrique en fonction du dopage. Le LSMO est donc un matériau potentiellement intéressant pour des applications bolométriques à température ambiante car pour certaines compositions il présente une large variation de la résistance électrique au passage de la transition métal-isolant au voisinage de 300 K, une faible résistivité électrique, de l'ordre de 10^{-3} Ω·cm.

et un faible niveau de bruit intrinsèque comparé aux autres matériaux classiquement utilisés comme thermomètre [Guillet 2015] (voir section I.4.e).

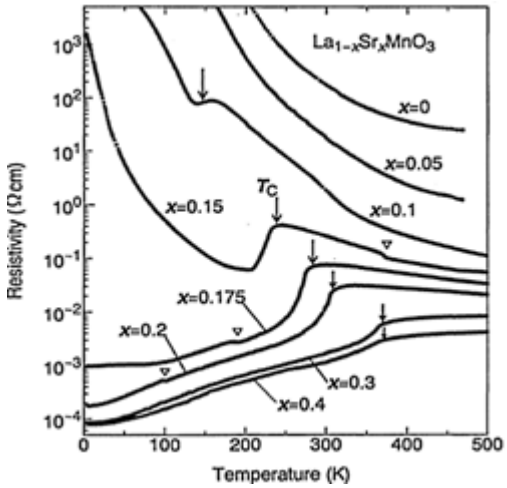


Figure II-3 Résistivité électrique en fonction de la température pour différents dopages du $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ sous forme de céramique[Urushibara 1995].

Après l'étape de conversion du rayonnement en chaleur au sein du bolomètre, il est important d'avoir un matériau qui ne conduise pas trop la chaleur reçue : il faut donc un matériau à faible conductivité thermique (voir modèle du bolomètre I.2.d et conductance thermique I.3.d). Les propriétés thermiques du manganite $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{1-X}Ru_xO_3$ sont présentées dans la Figure II-4. La conductivité thermique (k_{LSMO}) est pratiquement constante entre 300 K et 350 K, qui est la gamme de température de fonctionnement, et est égale à 2,5 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ [LM Wang 2007].

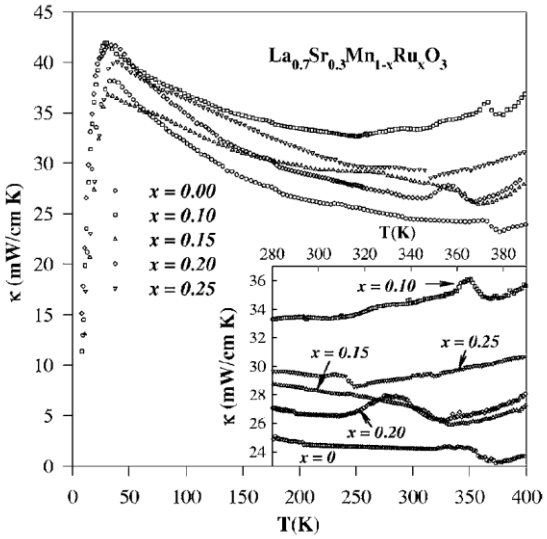


Figure II-4 Conductivité thermique du $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{1-X}Ru_xO_3$ en fonction de la température [LM Wang 2007].

La chaleur spécifique du LSMO c_{LSMO}, sous forme céramique, est aussi présentée dans la Figure II-5, caractéristique importante d'un bolomètre car elle quantifie l'énergie nécessaire pour augmenter sa température, plus cette énergie est faible, plus rapide est le

bolomètre (voir modèle I.2.d). La chaleur spécifique est environ 130 J·mol^{-1}·K^{-1} à 300 K, *i.e.* égale à 574 J·kg^{-1}·K^{-1} à 300 K[5]. La masse volumique du LSMO est de 6630 kg·m^{-3} à 300 K [Rajendran 2003]. On peut noter également qu'un saut de chaleur spécifique, typique des transitions de phases, est observé dans la gamme de température de fonctionnement (300 - 375 K).

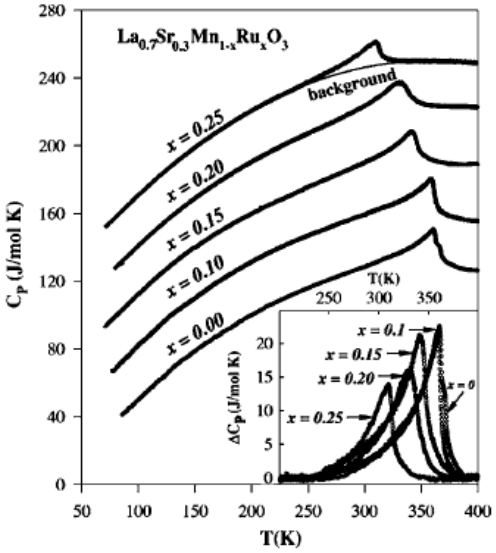


Figure II-5 Chaleur spécifique du $La_{0.7}Sr_{0.3}Mn_{1-X}Ru_xO_3$ céramique en fonction de la température [LM Wang 2007].

Maintenant que les propriétés électriques et thermiques du LSMO sont connues, un autre paramètre crucial pour la réalisation de détecteurs infrarouge sans couche absorbante est l'absorption optique (voir modèle I.2.d). L'absorption du LSMO sous forme de céramique a été mesurée dans le visible pour différents températures, une absorption de 84 % a été mesuré pour la longueur d'onde de 635 nm [Okimoto 1997]. Précédemment au GREYC, des mesures ont été également réalisés : 85 % d'absorption, pour des couches minces de LSMO, à 533 nm [Méchin 2005] et 90 % à 635 nm pour des bolomètres LSMO suspendus de 30 à 200 nm d'épaisseur [Liu 2013b].

II.1.b SrTiO$_3$ (STO)

Le SrTiO$_3$ (STO) a été utilisé comme couche tampon et de protection pour la fabrication des bolomètres à base de LSMO. Son paramètre de maille est 0,3905 nm (Figure II-6) tandis que celui du LSMO est 0,3889 nm (voir section II.1.a). Cette différence engendre une déformation (maille étirée dans le plan) par rapport au LSMO au sein du réseau cristallin de 0,74 % [Chaluvadi 2017].

[5] La masse molaire de LSMO est 226.5 g.mol^{-1} (les masses molaires sont calculées par le site web http://www.acreims.fr/datice/math-sciences/doc_peda/massemol/calculmassemol.htm ?Input=)

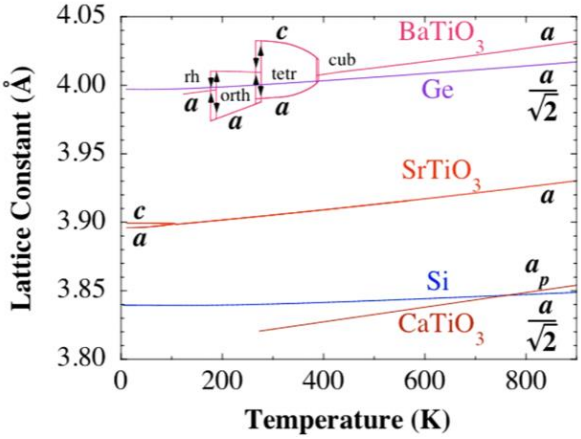


Figure II-6 Dépendance en température du paramètre de maille des pérovskites $CaTiO_3$, $SrTiO_3$ et $BaTiO_3$ par rapport au paramètre de maille du silicium [Adamo 2015].

La conductivité thermique (k_{STO}) en fonction de la température du STO monocristallin et polycristallin pour différentes tailles de grain est présentée dans la Figure II-7 [Ren 2016]. On remarque que la conductivité thermique dépend de la taille des grains. A 300 K, la conductivité thermique d'un cristal STO est d'environ 9,3 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$.

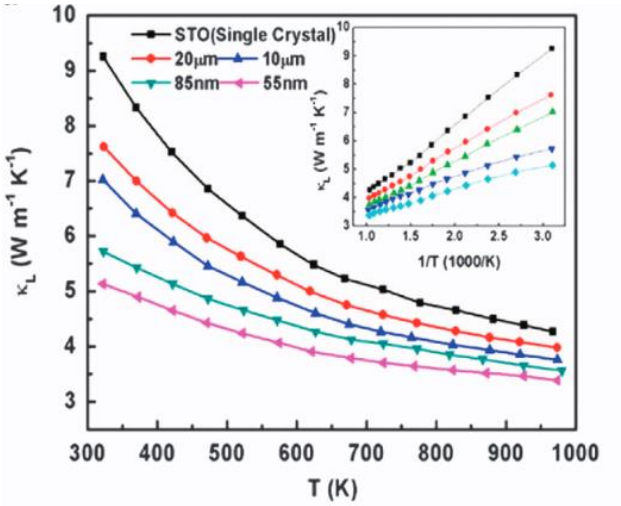


Figure II-7 Conductivité thermique du STO monocristallins et polycristallins avec différentes tailles de grains moyens (55nm, 85nm, 10µm, 20µm)en fonction de la température [Ren 2016].

La conductivité thermique des couches minces de STO déposées par MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) en fonction de la température est donnée en Figure II-8 [Oh 2011]. MBE-2-A et MBE-2 correspondent respectivement aux échantillons de STO déposés à l'université de Cornell, mesuré directement (MBE-2), et mesuré après un recuit sous 1 atm O_2 à 700°C pendant 1 heure (MBE-2-A). La valeur de la conductivité thermique est proche de 10 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ à 300K. Les échantillons MBE-2 sont fabriquées

dans les mêmes conditions et avec le même équipement que les couches LSMO/STO/Si que j'ai utilisées dans cette thèse.

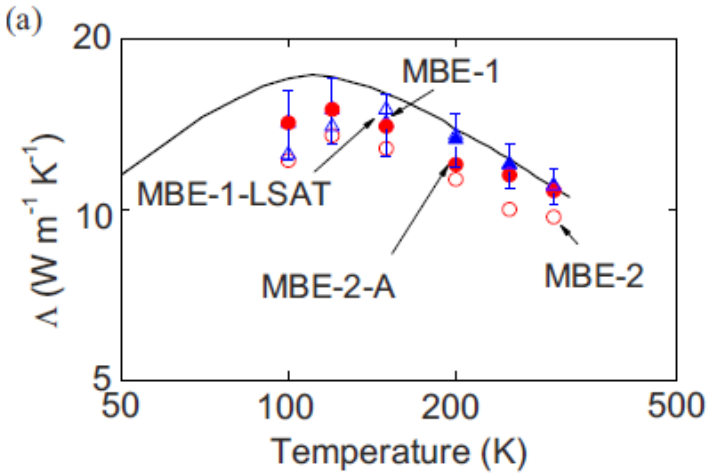


Figure II-8 Conductivité thermique du STO déposé par MBE en fonction de la température [Oh 2011]. *Les échantillons MBE-1-LSAT et MBE-1 ont été déposés à l'université California Santa Barbara, le substrat est STO (001) pour MBE-1 et* $(LaAlO_3)_{0.3}(Sr_2AlTaO_6)_{0.7}$ *pour MBE-1-LSAT. Les échantillons MBE-2-A et MBE-2 ont été déposés à l'université de Cornell.*

La chaleur spécifique du STO a été mesurée à 300 K par [Durán 2008] (Figure II-9), ceci a une valeur de 100 $J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$ ce qui correspond à c_{STO} = 544 $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ en prenant la masse molaire du STO égal à 0,184 $kg \cdot mol^{-1}$ [6]. La valeur de la masse volumique du STO vaut 5120 $kg \cdot m^{-3}$ à 300 K [Boudali 2009].

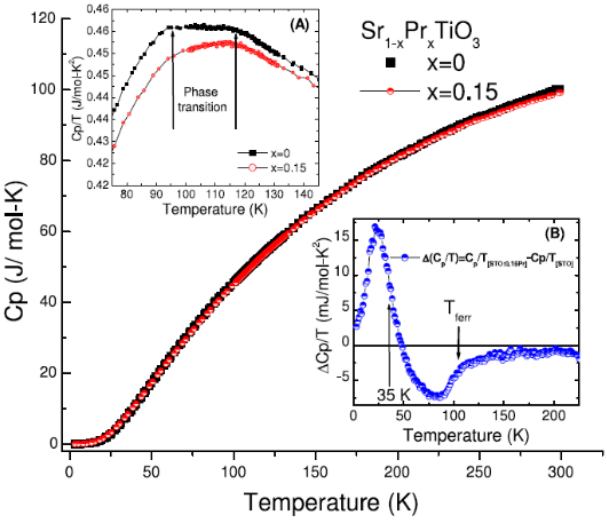


Figure II-9 Chaleur spécifique du $SrTiO_3$ *et* $Sr_{0,85}Pr_{0,15}TiO_3$ *cristallin sous forme de céramique en fonction de la température. (A) la chaleur spécifique sur T dans la transition de phase. (B) la soustraction de STO des données de STO x =0,15. Les flèches dans les deux encarts indiquent la transition de phase [Durán 2008].*

[6] https://fr.intl.chemicalaid.com/tools/molarmass.php?formula=SrTiO3

Un autre paramètre important est l'absorption du STO dans la gamme infrarouge. [Dore 1996] a fait des mesures de transmittance sur un cristal de STO à 300 K pour des longueurs d'ondes comprises entre 0,83 – 14 µm, les auteurs ont constaté que le STO est transparent dans cette gamme d'infrarouge.

II.1.c CaTiO$_3$ (CTO)

Le CaTiO$_3$, noté CTO, a été utilisé comme couche tampon de la même façon que le STO. Son paramètre de maille de 0,382 nm (Figure II-6) est en effet proche de celui du LSMO (0,3889 nm). La déformation de la maille du LSMO est alors comprimée dans le plan. Un film de LSMO déposé sur CaTiO$_3$/Si a présenté des propriétés électriques améliorées (une résistivité électrique et un bruit 1/f plus faible, ainsi qu'une température élevée de la transition métal-isolant) comparé à d'autres couches minces épitaxiés [Adamo 2015]. Sur la Figure II-10, les paramètres thermiques du CTO sont présentés. La conductivité thermique k_{CTO} et la chaleur spécifique c_{CTO} sont respectivement égale à 1,68 W·m^{-1}·K^{-1}et 750 J·kg^{-1}·K^{-1} [Neufuss 2002].

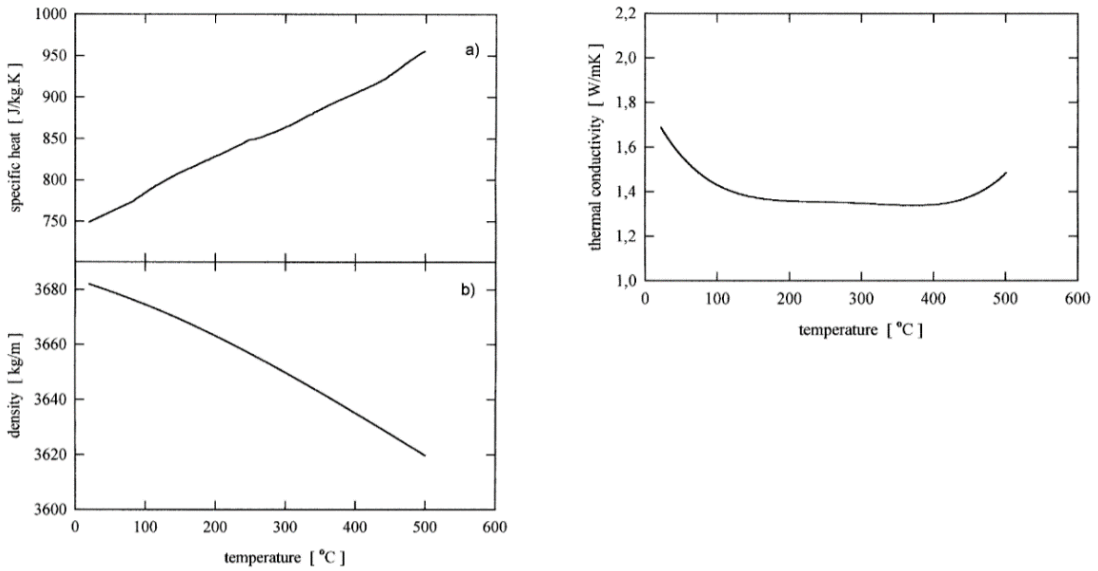


Figure II-10 Propriétés thermiques du CTO céramique en fonction de la température [Neufuss 2002].

II.2 Fabrication de structures suspendues

Dans cette section, le procédé de fabrication des bolomètres utilisés dans le cadre de cette thèse est présenté. Les couches minces de LSMO utilisés proviennent de la collaboration avec l'Université de Cornell (USA). Le dépôt a été fait par C. Adamo par jet moléculaire (MBE - *Molecular Beam Epitaxy*). Les équipements utilisés dans la salle blanche du GREYC sont décrits en annexes.

Des wafers de trois pouces de LSMO/ STO (ou LSMO/CTO) déposé par MBE sur silicium ont été coupés en 30 carrés numérotés de 10×10 mm² numérotés. Les

échantillons découpés ont été mis en boite et chacun nommés en fonction de son numéro de plaque et sa position, par exemple l'échantillon CA615-6 indique qu'il s'agit de la plaque CA615 et du carré nº 6 situé dans la deuxième ligne et première colonne.

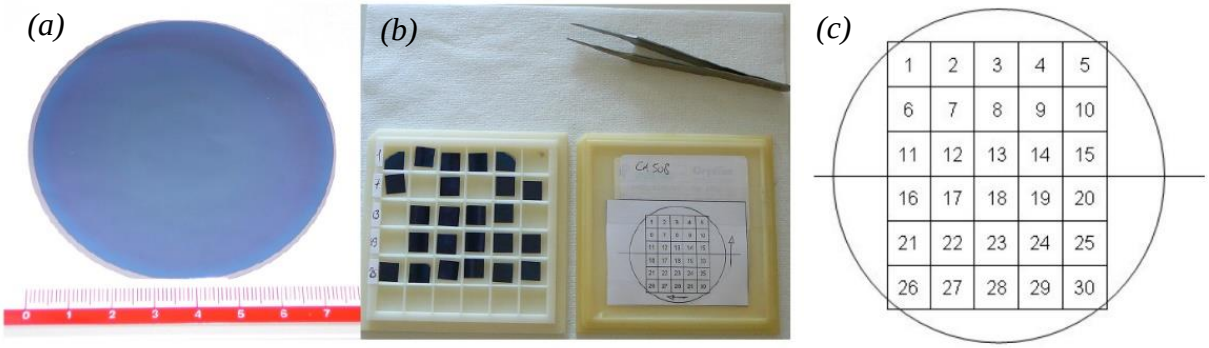


Figure II-11 Couches minces déposées par MBE; (a) Plaque trois pouces avant découpage ; (b) Morceaux de 10×10 mm² ; (c) Numérotation des échantillons [Liu 2013b].

II.2.a Procédé de fabrication

Le procédé de fabrication est présenté dans la Figure II-12. Les couches de LSMO, sont déposées sur une couche tampon de STO ou CTO sur substrat de silicium. La couche tampon permet de réduire la réaction chimique entre LSMO et le silicium aux températures de dépôt élevées du LSMO (700 – 750 ºC) (barrière de diffusion), et ses paramètres de maille et de dilatation thermique sont proches de celui du LSMO.

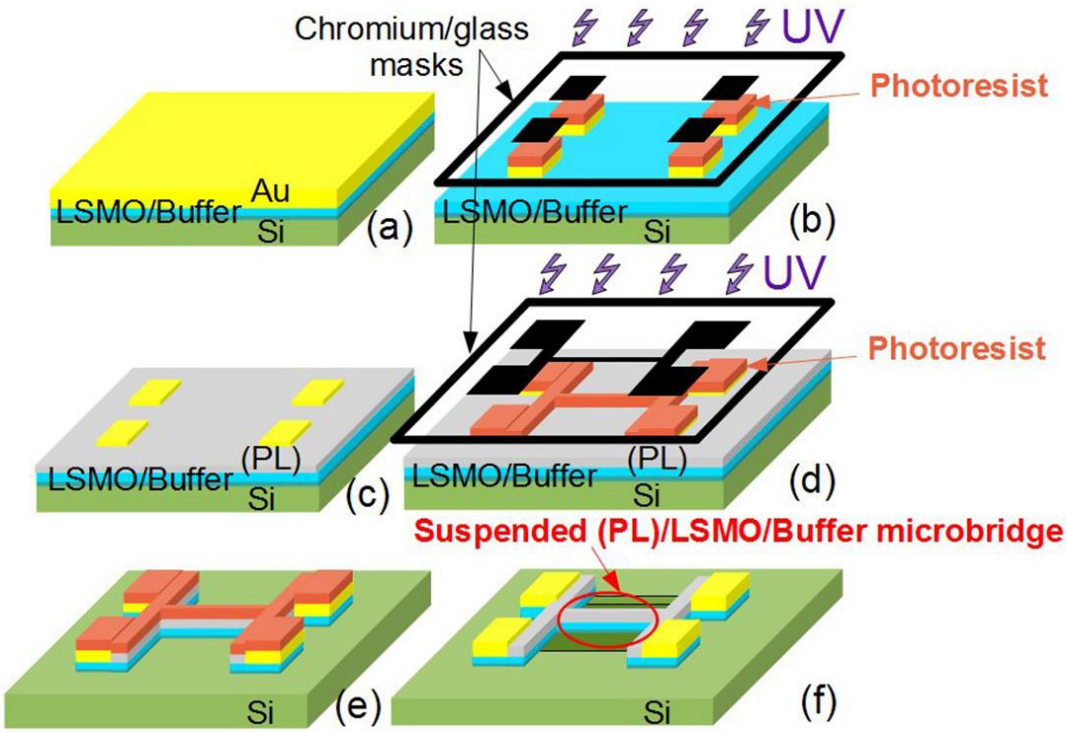


Figure II-12 Procédé de fabrication des structures suspendues à base de LSMO (a) Dépôt d'or (b) Photolithographie définissant les plots de contacts (c) échantillon avec plots de contacts sans couche de protection (d) Photolithographie définissant la structure suspendue (e) Gravure ionique permettant de graver la couche protection, LSMO et tampon jusqu'au silicium (f) Gravure isotrope du silicium par RIE [S. Liu 2019].

La première étape réalisée au laboratoire GREYC est le dépôt des contacts en or sur la couche de LSMO Figure II-12-(a). Le dépôt d'or est fait en deux parties, un dépôt par PLD et un dépôt par canons à ions, ces deux étapes sont nécessaires pour ne pas abimer la couche de LSMO. Cette étape a été étudiée pendant la thèse de S. Liu [Liu 2013b] et cette thèse, le lecteur intéressé pourra se référer à l'article [S. Liu 2019]. Ensuite, la définition des contacts est faite par photolithographie UV. La gravure de l'or est quant à elle faite dans une solution KI, Figure II-12-(b). A cette étape de la fabrication, nous avons des plots d'or définis sur la couche de LSMO et de la résine photosensible sur les contacts. Avant d'enlever la résine, une couche de protection de STO amorphe (a-STO) est parfois déposée par PLD (*Pulsed Laser Deposition*) à température ambiante sur la couche de LSMO, Figure II-12-(c).

La couche protectrice supplémentaire (PL – *Protective Layer*) sert à renforcer les ponts suspendus de couches minces de LSMO et par conséquent augmenter le taux de réussite de fabrication (Figure II-13). Le taux de réussite de la fabrication des ponts LSMO suspendus dépend en effet de l'épaisseur du film LSMO. Un exemple d'un pont de LSMO cassé ayant une épaisseur de 10 nm sans couche protectrice est donné dans la Figure II-13 [S. Liu 2019]. Comme les couches de LSMO/tampon sont épitaxiées, la contrainte résiduelle, liée aux différences de paramètres de maille, peut être suffisamment

importante pour rompre les ponts lorsque le substrat Si est effectivement enlevé. Après l'ajout de la couche de protection, le taux de réussite a atteint 100 % pour les couches de 10 nm et 90 % pour les couches de 50 nm d'épaisseur.

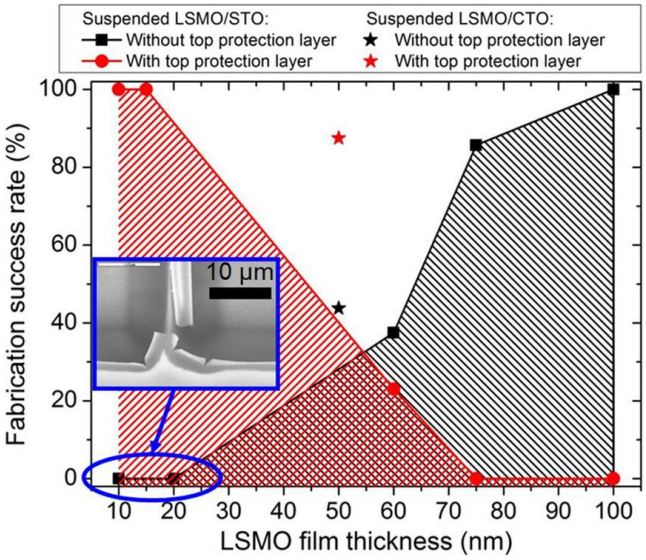


Figure II-13 Taux de réussite de la fabrication des ponts LSMO suspendus par rapport à l'épaisseur du film LSMO sans et avec couches de protection (PL). Dans le cadre bleu, une photographie SEM (Scanning Electron Microscopy) avec un exemple d'un pont de LSMO cassé d'une épaisseur de 10 nm sans couche protectrice [S. Liu 2019].

Après avoir éventuellement déposé la couche de protection sur l'échantillon et enlevé la résine des plots, la deuxième photolithographie UV est réalisée pour la définition de la géométrie du pont Figure II-12-(d). Une étape de gravure ionique permet de graver de la couche de protection jusqu'au silicium, Figure II-12- (e). Enfin, la gravure isotrope du silicium est réalisée par RIE (*Reactive Ion Etching*) SF_6 pour enlever le silicium en dessous de la structure qui devient alors suspendue Figure II-12- (f).

Un descriptif détaillé avec les étapes de la fabrication des structures suspendues est donné dans le Tableau II-1.

Étape	Méthodes et conditions
Dépôt des couches minces LSMO et des couches tampons	MBE (+PLD)
Dépôt d'or par PLD et canon à ions	PLD : Fréquence du laser : 5 Hz. Pression : sous vide (<10^{-5} mbar). Energie : 220 mJ. Nombre de coups : 5000 cps. Epaisseur de dépôt : ~ 40 nm Température : 300K Canon à ions : Pression : sous vide (<10^{-5} mbar). Energie : 10 keV. Temps de dépôt : 600 s Epaisseur de dépôt : ~ 150 nm Température : 300K
Photolithographie des plots	Avec le masque des plots (BOLO2011 ou BOLO2019) Résine : S1813 Temps d'insolation : 5,5 s. Temps de développement : 40 s.
Gravure KI	Plonger échantillon dans la solution KI pendant 30-40 secondes.
Dépôt de la couche de protection	Dépôt a-STO par PLD Fréquence du laser : 5 Hz. Pression oxygène : 0,35 mbar Energie : 230 mJ. Epaisseur de dépôt : ~ 30 nm Nombre de coups :1000 cps Température : 300 K
Nettoyage de la résine	Plonger l'échantillon dans l'acétone sous l'ultrason.
Photolithographie de la structure	Avec le masque de la structure suspendue (BOLO2011 ou BOLO2019) Résine : S1813 Temps d'insolation : 5,5 s. Temps de développement : 40 s.
Gravure ionique	Courant de décharge : 0,4 A Tension de faisceau : 600 V Courant de neutralisation : 1,2 A Courant/Tension de cathode : 7-8V/5-6A
Gravure RIE	Débit de Gaz SF_6 : 30 sccm Puissance : 30 W Pression : 0,05 Torr
Nettoyage de la résine	Débit de Gaz O_2 : 30 sccm Puissance : 15 W Pression : 0,03 Torr

Tableau II-1 Descriptif détaillé des étapes du procédé complet de fabrication des structures suspendues.

Les couches étudiées sont présentées dans le *Tableau II-2*. Le nom des échantillons a été choisi selon leurs provenances. Les échantillons testés dans le cadre de cette thèse déposés par C. Adamo de l'Université de Cornell seront notés CAxxx. Le développement du procédé de fabrication a nécessité un nombre important d'échantillons.

Échantillon	**Épaisseur nominale de la couche tampon**	**Épaisseur nominale de la couche LSMO**	**Épaisseur nominale de la couche protection**	**Technique de dépôt de la couche LSMO**
CA615-6	20 nm de CTO	50 nm	-	MBE
CA508-17A	20 nm de STO	60 nm	-	MBE
CA548-23	20 nm de STO	10 nm	200 nm de YSZ	MBE
BA020	20 nm de STO	10 + 20 nm	30 nm de a-STO	MBE + PLD
BA029	20 nm de STO	10 + 20 nm	30 nm de a-STO	MBE + PLD
BA082	20 nm de STO	10 + 20 nm	30 nm de a-STO	MBE + PLD
BA083	20 nm de STO	10 + 20 nm	30 nm de a-STO	MBE + PLD

Tableau II-2 Liste d'échantillons utilisés dans cette thèse.

Pour avoir des bolomètres avec une résistance électrique faible, nous avons dû épaissir les couches de 10nm d'épaisseur nominale avec un ajout de 20 nm de LSMO déposé par PLD comme illustré dans la *Figure II-14*, ils seront alors notés BAxxx. Les dépôts PLD ont été réalisés au GREYC par S. K. Chaluvadi et V. Pierron.

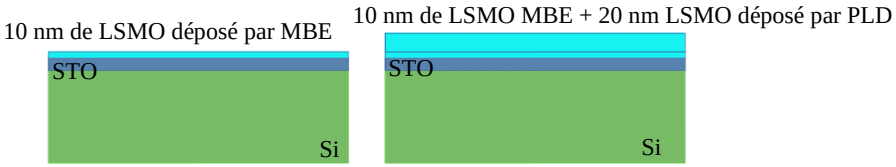


Figure II-14 Dépôt de la couche supplémentaire de 20 nm de LSMO par PLD.

Cette thèse a démarré lors du déménagement du laboratoire dans un nouveau bâtiment. Une phase d'ajustements des nouveaux équipements a donc dû être effectuée, notamment pour optimiser l'étape de la gravure RIE (pression, temps, puissance). Un nombre important de tests de fabrication utilisant un certain nombre d'échantillons a été nécessaire. Par ailleurs, le banc de dépôt PLD a été aussi modifié au cours de ma thèse ce qui n'a pas permis de tester plusieurs épaisseurs de couche de protection a-STO.

II.2.b Géométrie des bolomètres suspendus

Deux masques ont été utilisés pour la fabrication des bolomètres suspendus. Le masque BOLO2011 conçu pendant la thèse de Shuang Liu [S Liu] et le masque BOLO2019 conçu pendant cette thèse. Les masques ont été élaborés à l'aide du logiciel

AutoCAD et fabriquées par la société PhotoData[7]. Les motifs utilisés pendant la thèse sont détaillés ci-dessous.

Le masque BOLO2011 contient des ponts simples et parallèles de largeur 2 ou 4 µm et de longueurs 50, 100, 150 et 200 µm. Une vue de dessus du masque pour les plots et les structures suspendues est montrée dans la Figure II-15-(a). Chaque échantillon contient 8 motifs d'une même largeur (2 ou 4 µm) et avec les 4 différentes longueurs pour les structures suspendues (numérotées de 1à 8), trois motifs plus grands (numérotées 9 à 11) pour mesurer des résistances de référence (lignes de largeurs et longueurs, respectivement de 50 µm/150 µm, 100 µm/300 µm et 150 µm/450 µm) Pour des éventuelles mesures de mobilité électrique, un motif en forme de croix de Hall a été ajouté. Dans la surface de l'échantillon 5×10 mm², il y a deux ponts de chaque longueur.

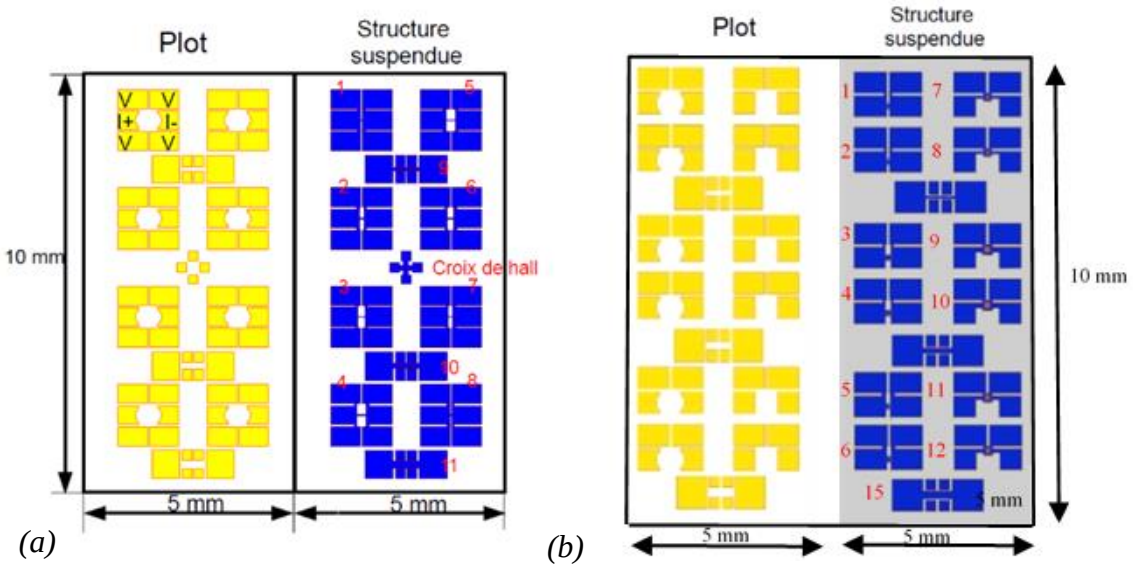


Figure II-15 (a) Masque BOLO2011 [S Liu 2013a] et (b) masque BOLO2019.

Le masque BOLO2019 contient des ponts simples et des ponts parallèles de longueur 50, 75 et 100 µm et 4 µm de largeur, avec douze motifs dans une surface de 5×10 mm². Une vue supérieure du masque des plots et des structures suspendues est montrée dans la Figure II-15-(b). Chaque structure contient 12 motifs d'une même largeur (4 µm) et différentes longueurs (50, 75 et 100 µm) pour les structures suspendues (1-12), trois motifs plus grands de référence définissant des lignes de largeurs et longueurs 50 µm /150 µm, 100 µm/300 µm et 150 µm/450 µm, respectivement (13-15). Dans la surface de l'échantillon 5×10 mm², il y a deux ponts de chaque longueur. Le nombre de contacts en tension a été réduit à deux pour avoir plus de place, afin de positionner les ponts simples et parallèles sur un même échantillon.

Une vue de dessus d'un pont simple est présentée dans la Figure II-16. Nous avons deux contacts de courant et deux paires de contacts de tension pour faire des mesures en 4 points. Les contacts de tension supplémentaires sont redondants et peuvent permettre

[7] http://www.jdphoto.co.uk/

des mesures complémentaires (mesure de résistance de contact ou de bruit par corrélation [Wu 2012]).

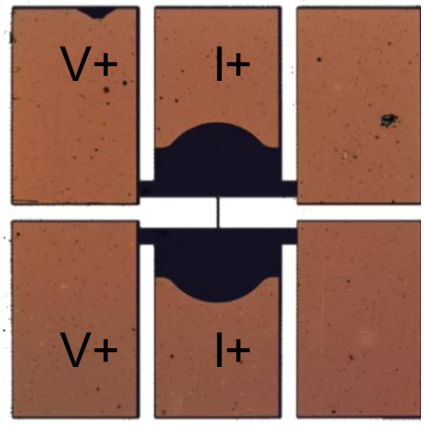


Figure II-16 Image obtenue par microscope confocal d'un pont simple suspendu (100 µm de longueur et 4 µm de largeur). Mesuré par G. Brasse CIMAP [8].

Les motifs avec des ponts parallèles ont été conçus afin d'augmenter la surface de détection. Des surfaces carrées de 50 µm, 75 µm, 100 µm et 150 µm ont étés fabriquées. Dans chaque échantillon, les motifs sont doublés. Ils sont composés de plusieurs ponts simples de 4 µm de largeur, espacé de 2 µm. Cette structure est la solution trouvée face à l'impossibilité de faire des structures suspendues plus larges au sein du laboratoire. En effet, une structure plus large présente un risque accru de rupture (due aux relâchements des contraintes) lors de la gravure. Les dimensions des ponts parallèles sont données dans le Tableau II-3.

[8] CIMAP : Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique a l'ENSICAEN (http://cimap.ensicaen.fr/)

Longueur des brins (µm)	Largeur des brins (µm)	Nombre de brins	Distance entre chaque brin (µm)	Largeur totale (µm)	Surface totale d'un motif (µm²)	Fill factor (%)
50	4	9	2	52	52×50	69
75	4	13	2	76	76×75	68
100	4	17	2	100	100×100	68
150	4	25	2	148	148×150	68

Tableau II-3 Dimensions des ponts parallèles du masque BOLO2011 et du masque 2019

Un exemple de ponts simples fabriqués est présenté dans la Figure II-17: les couches de LSMO/STO sont suspendues (au-dessus du silicium) et la sous-gravure latérale est visible en haut à gauche.

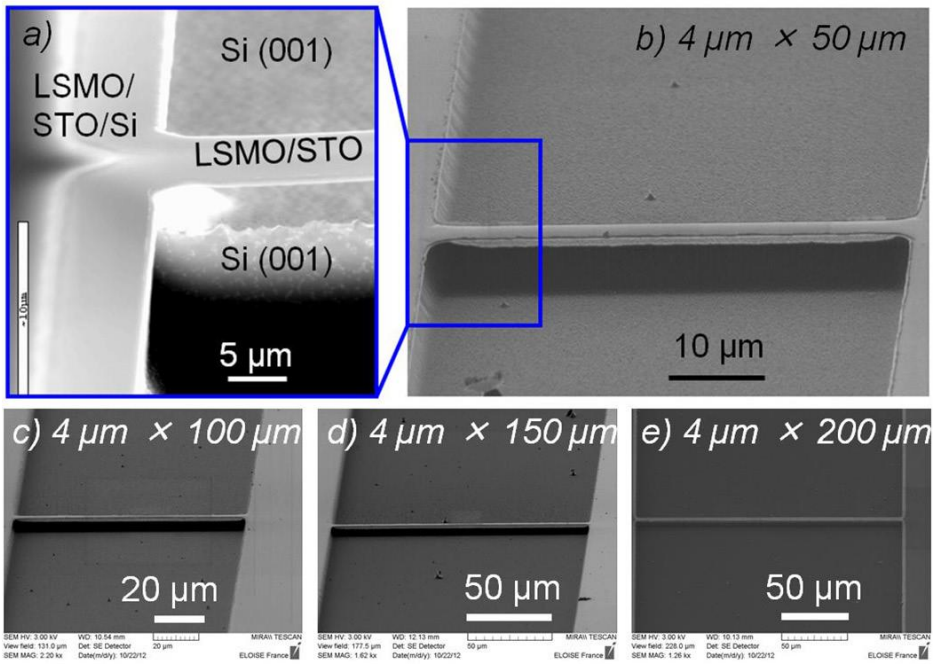


Figure II-17 Photographies SEM de ponts suspendus LSMO/STO de 50 nm d'épaisseur. (a) Vue rapprochée des couches suspendues. (b)-(e) Les photographies SEM des ponts LSMO de différentes longueurs [S. Liu 2019].

Un microscope confocal (Lambda 1050 du laboratoire CIMAP) a été utilisé afin de mesurer la flexion de certains des ponts suspendus fabriqués ainsi que les dimensions des échantillons. Le microscope confocal utilise un laser pour éclairer une surface de l'échantillon et mesure le rayonnement réfléchi. Après que le balayage en abscisses et en ordonnées est effectué, une image à deux dimensions est obtenue. En positionnant le plan focal de l'objectif à différents niveaux de profondeur dans l'échantillon, il est possible de réaliser des séries d'images à partir desquelles nous pouvons obtenir une représentation

tridimensionnelle de l'objet. La Figure II-18 est une image 3D pour un pont suspendu de 4 µm de large, 100 µm de long de l'échantillon CA508-17A (LSMO 75 nm/STO/Si). La région située sous le pont suspendu ne peut pas être reconstituée. Une petite courbure sur la largeur de la partie suspendue a pu être observée. Elle est d'environ 150 nm, Figure II-18-(a). Le long des ponts, la déviation est importante aux points d'ancrage (comme indiqué dans les lignes de profil en coupe de la Figure II-18-(b)) pour des ponts de 50, 100 et 150 µm de long. Les structures semblent donc être rigides et exemptes de flambage (pas de présence de flèche au centre du pont).

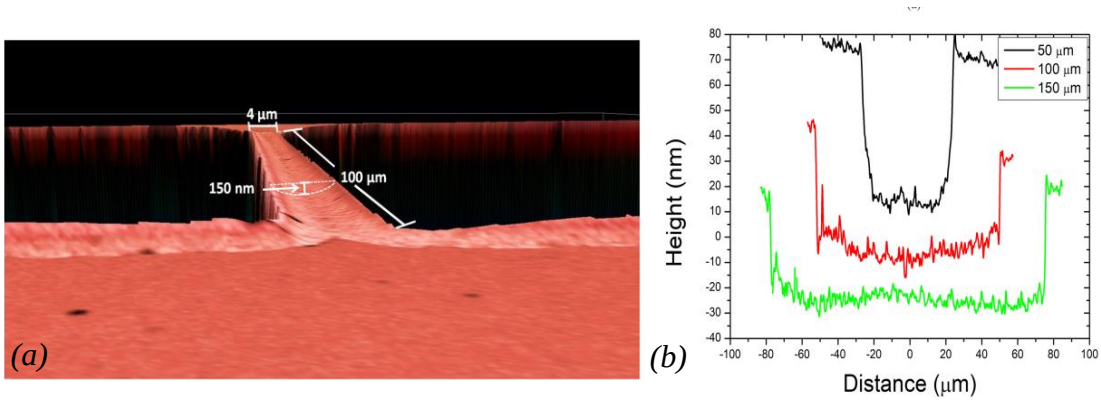


Figure II-18 Image au microscope confocal 3D d'un pont suspendu de 4 µm de large, 100 µm de longueur, structuré dans un film LSMO de 75 nm d'épaisseur déposé sur STO/Si; (b) les lignes de profil en coupe le long de la longueur (mesurée au centre de la largeur du pont) des ponts LSMO de 50, 100 et 150 µm de longueur (CA508-17A) [S. Liu 2019].

Dans la Figure II-19, nous pouvons observer une fabrication de 9 ponts en parallèles de 50 µm de longueur et 4 µm de largeur qui n'a malheureusement pas été réussie. Plusieurs échantillons ont en effet été nécessaires pour optimiser le procédé de gravure.

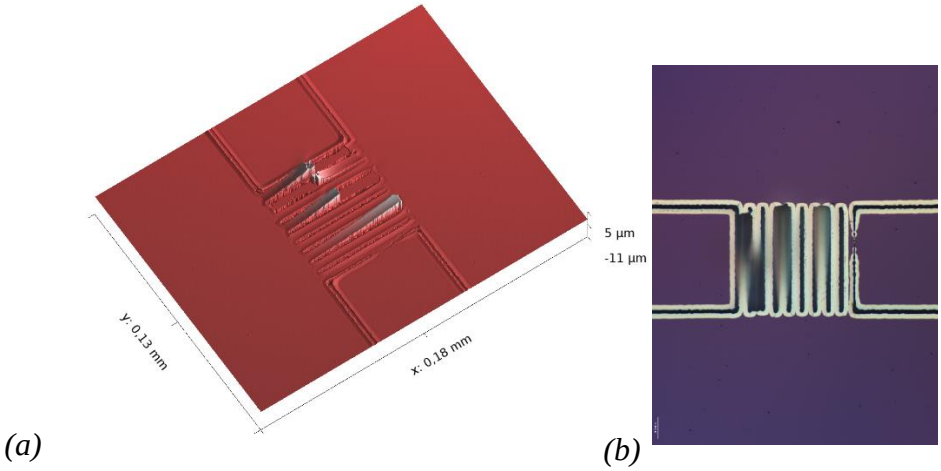


Figure II-19 Image (a) 3D et (b)2D du microscope confocal d'un exemple d'une fabrication de 9 ponts en parallèle de 50 µm de longueur, 4 µm de largeur et 60 nm d'épaisseur de LSMO.

Une image 3D réalisée au microscope confocal de ponts parallèles suspendus (100 × 100 µm²) de CA658-23 est présentée dans la Figure II-20 a). Nous avons bien les 17 ponts de 100 µm de longueur et 4 µm de largeur en parallèle, séparés par 2 µm entre eux. Le profil en coupe au centre des structures suspendues montre qu'à nouveau il y a une petite courbure sur la largeur de chaque pont (Figure II-20 b).

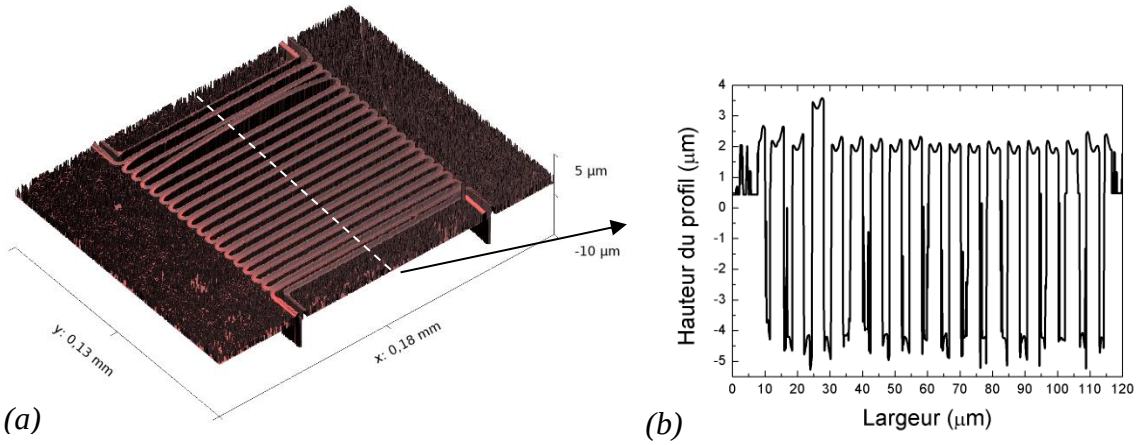


Figure II-20 (a) Image au microscope confocal 3D de 17 ponts en parallèles de longueur 100 µm de largeur 4 µm (CA658-23) et (b) les lignes de profil en coupe la largeur (mesurée au centre de la longueur du pont) avec les 17 ponts parallèles.

II.3 Caractérisation électrique

L'étape de caractérisation électrique d'un bolomètre consiste à mesurer sa résistance électrique en fonction de la température ainsi que la mesure du bruit, présentée dans le chapitre IV. L'objectif de ces mesures est de trouver le point de fonctionnement optimal pour lequel on aura le meilleur rapport signal sur bruit.

Nous présentons tout d'abord les différentes polarisations possibles pour notre capteur puis la solution retenue. Au cours de cette thèse, la seule mesure de V(I) à différentes températures a permis d'estimer plusieurs paramètres, tels que la résistivité électrique, la résistance électrique, le dR/dT, le TCR, la sensibilité électrique, la conductance thermique et la consommation électrique pour différentes températures et courants électriques.

II.3.a Techniques de polarisation de bolomètre

Pour réaliser la mesure de la résistance électrique du bolomètre, nous pouvons le polariser en courant ou en tension. Il est aussi possible d'opter pour une polarisation en continue (DC) ou pour une modulation (AC). Pour cette dernière, il existe différentes formes de modulation (sinus, carré).

Le choix de la polarisation en tension ou en courant dépend du TCR du thermomètre (cf. modèle I2d). Pour un TCR positif, une polarisation en courant risque

d'engendrer un emballement thermique. Quand le bolomètre reçoit le rayonnement et s'échauffe, sa résistance électrique augmente, si le courant est constant, la puissance totale dissipée augmente de plus en plus, il est donc préférable dans ce cas de privilégier une polarisation en tension. Pour un TCR négatif, à l'inverse il faut privilégier une polarisation en courant [Rodriguez 2009].

Le principal avantage de la polarisation DC réside dans sa simplicité de mis en œuvre avec l'utilisation de sources continues, de montages adéquats (montage potentiométriques, structures en pont de Wheatstone, …) et d'amplificateurs basse fréquence. Ces différents éléments doivent cependant être faible bruit. Une polarisation modulée nécessite une source modulée et une électronique de lecture adéquate (type détection synchrone) ce qui rend plus difficile sa mise en œuvre. En contrepartie, la translation fréquentielle du signal obtenue par la modulation nous permet d'utiliser les amplificateurs dans une zone fréquentielle où leurs performances (notamment en bruit) sont supérieures. Avec une détection synchrone, nous avons l'accès aux données basse fréquence des signaux avec le niveau de performance maximale de la chaîne de mesure [Guillet 2003].

Par exemple, dans le cas d'une modulation sinusoïdale $\sin(2\pi f_{mod}t)$, la puissance électrique dissipée par effet Joule dans le bolomètre sera alors de type $\sin^2(2\pi f_{mod}t)$. L'élévation de température dans le bolomètre, générée par l'effet Joule, sera alors modulée à une fréquence double de celle du signal électrique. La fréquence de modulation doit être dehors de la bande passante du bolomètre pour éviter de voir apparaître des oscillations de la température du bolomètre (Figure II-21). Pour une modulation carrée centré en 0 il n'y a pas ce problème car dans ce cas la puissance électrique dissipée sera constante [Catalano 2010].

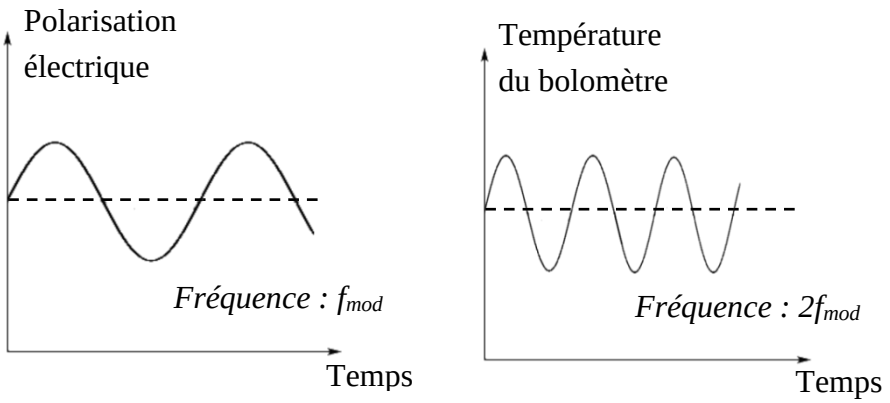


Figure II-21 Illustration de l'effet de la polarisation AC sinusoïdale sur la température du bolomètre.

Pour cette thèse nous avons utilisé une polarisation DC ce choix a été fait pour profiter de la simplicité de mis en œuvre. Nous avons choisi une polarisation en courant malgré le TCR positif du LSMO pour des raisons qui seront exposées plus tard dans ce chapitre.

II.3.b Configuration des mesures V(I)

La résistance électrique des échantillons a été mesurée avec la méthode des quatre pointes à l'aide du traceur de caractéristique HP4156 (Annexe IX). L'échantillon, collé avec de la laque d'argent sur une plaque d'alumine, collé sur le porte échantillon, est placé dans un cryostat à vide (10^{-3} mbar). Le porte échantillon est composé de deux plaques de cuivre reliées entre elles par une plaque d'époxy. Un PCB (*Printed Circuit Boards*), de forme annulaire, dédié au raccordement est placé sur la face supérieure (celle sur laquelle les échantillons sont fixées). Le bonding pour connecter l'échantillon au PCB a été fait avec des fils d'aluminium de diamètre 50 µm comme nous pouvons voir dans la Figure II-22. Des fils de cuivre sont soudés au PCB pour raccorder les bolomètres à l'extérieur du cryostat.

Le contrôle de la température est fait à l'aide d'un contrôleur Lakeshore 330. Il utilise une résistance chauffante composée d'un fil de constantan, d'environ 30 Ω, placé sous la plaque de cuivre du porte-échantillon et une sonde Pt100 collée à côté de l'échantillon pour faire la mesure de la température. Un module Peltier placé au-dessous du porte échantillon ainsi qu'un système de circulation d'eau inclus dans le cryostat sont utilisés pour refroidir l'échantillon.

Les connections du détecteur, du module Peltier, de la sonde Pt100 et de la résistance chauffante passent par un connecteur sub-d9 situé à l'arrière du cryostat.

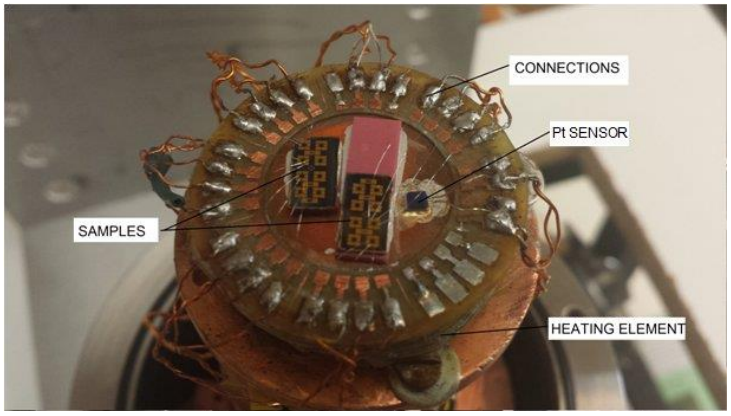


Figure II-22 Photographie de deux échantillons testés sur le porte échantillon.

II.3.c Caractérisation électrique des échantillons

Un exemple typique de mesure de la caractéristique V(I) en fonction de différentes températures pour des ponts suspendus est présenté dans la Figure II-23. Sur la Figure II-23-(a), nous avons les courbes V(I) pour des températures comprises entre 255 K et 390 K (pas typique de 2,5 K), pour un pont simple de 100 µm × 4 µm (30 nm de LSMO, échantillon BA029) et sur la Figure II-23-(b), les courbes V(I) pour des températures comprises entre 229 K et 415 K, pour 17 ponts en parallèles de 100 µm × 4 µm (50 nm de LSMO, échantillon CA615-6).

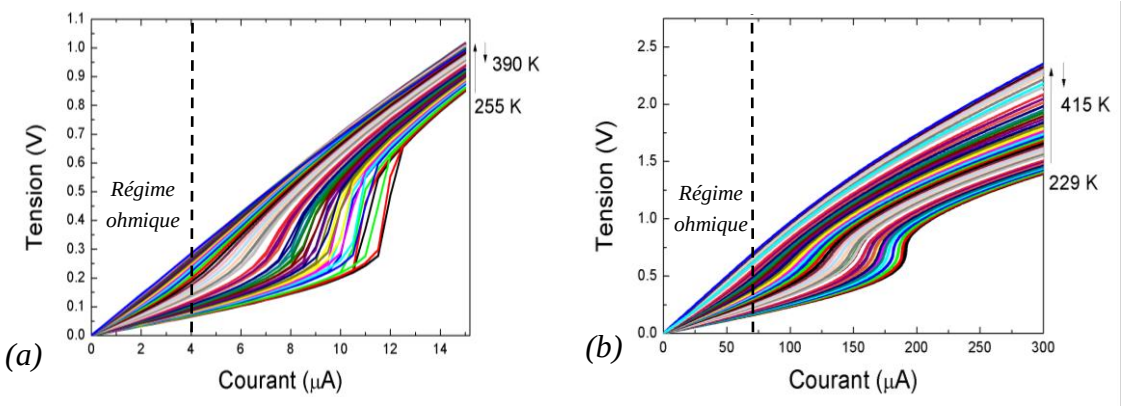


Figure II-23 Mesure de V(I) pour différentes températures pour (a) un pont simple de 100×4 µm², et 30 nm de LSMO (BA029) et (b) 17 ponts parallèles de 100×4 µm² et 50 nm de LSMO (CA615-6).

Nous observons que, à faible courant de polarisation respectivement 4 et 70 µA, la tension varie linéairement en fonction du courant, la résistance électrique a donc un comportement ohmique. Pour des courants plus forts, les courbes V(I) ne sont pas linéaires, ce comportement est, nous le montrerons plus tard, lié à l'auto-échauffement du bolomètre (cf. II.3.e).

A partir des courbes V(I), la valeur de la résistance électrique est mesurée, en utilisant uniquement la gamme de courant donnant lieu à un comportement ohmique du bolomètre. Dans le cadre de cette thèse, la gamme de courant choisi pour extraire la résistance électrique est de [-1 µA ; 1 µA] car nous sommes sûr d'être toujours placé dans la région ohmique pour tous les bolomètres, en prenant un minimum de 10 points de mesures. En connaissant la géométrie des échantillons, nous pouvons calculer la résistivité électrique, les résultats sont montrés dans la section suivante.

Le Tableau II-4 présente la liste des échantillons caractérisés électriquement. Nous avons caractérisé des ponts simples et des ponts parallèles de différentes longueurs.

Échantillon	**Épaisseur de la couche tampon**	**Épaisseur du LSMO**	**Épaisseur de la couche protection**	**Longueur des ponts (µm)**
CA615-6 (ponts parallèles)	20 nm de CTO	50 nm	-	100
CA508-17A	20 nm de STO	60 nm	-	150
BA029	20 nm de STO	10 + 20 nm	30 nm de a-STO	50, 100, 200
BA082	20 nm de STO	10 + 20 nm	30 nm de a-STO	50, 100
BA082 (ponts parallèles)	20 nm de STO	10 + 20 nm	30 nm de a-STO	50, 100

Tableau II-4 Liste des échantillons de 4 µm de largeur nominale caractérisés électriquement.

II.3.d Mesure de la résistivité électrique des échantillons

Les résistivités électriques des échantillons caractérisés sont présentées dans la Figure II-24. Elles ont été estimées à partir de la valeur de la résistance électrique, la longueur, la largeur mesurée avec le microscope confocal et l'épaisseur nominale de LSMO. Pour les ponts parallèles, j'ai supposé que la conduction électrique est identique sur tous les ponts. On verra dans le chapitre 4 que ce n'est pas exactement le cas.

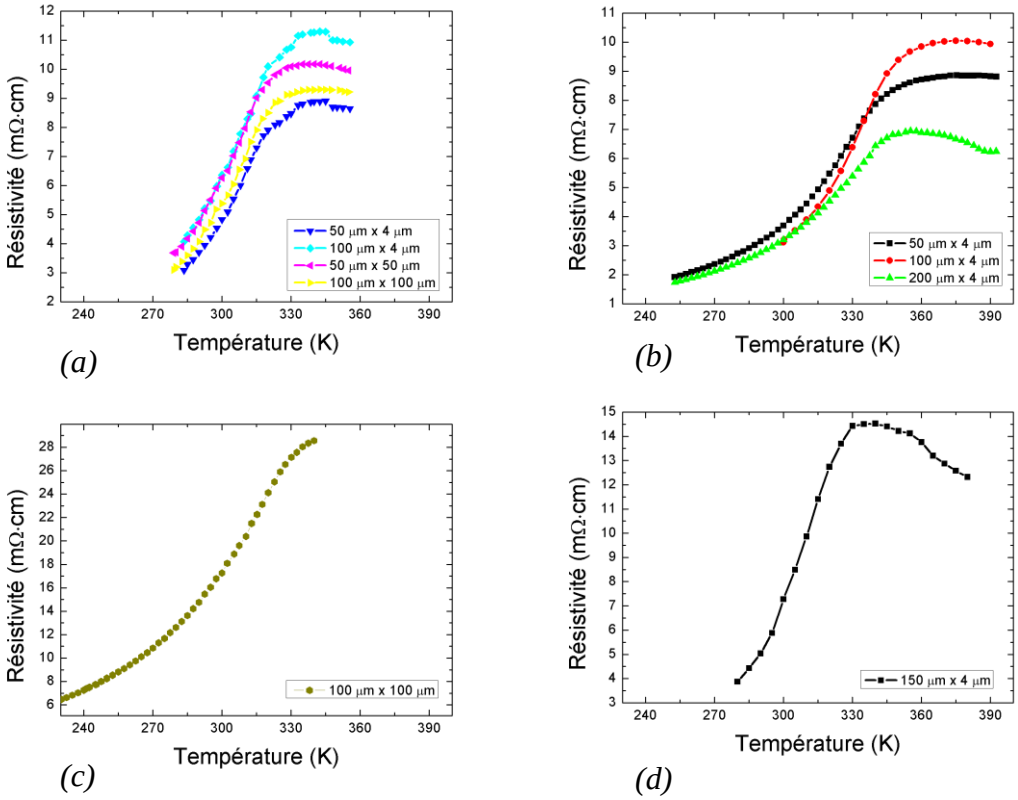


Figure II-24 Résistivité électrique des structures suspendues des échantillons (a) BA082, (b) BA029, (c) CA615-6 et (d) CA508-17A.

La résistivité électrique, à 300 K, des structures suspendues varient entre 3,1 mΩ·cm et 7,2 mΩ·cm, Ces valeurs sont proche de celles du LSMO massif, soit 2 mΩ·cm [Urushibara 1995]. De plus, les températures de transition sont proches de 360 K. Ces résultats montrent que la fabrication (dépôt de couches minces LSMO/STO par MBE, et process de gravure) ne dégrade pas les propriétés électriques des bi-couches LSMO/STO.

On peut noter des cependant que la résistivité électrique des ponts parallèles de l'échantillon CA615-6 a une valeur de 17,2 mΩ·cm. Il n'y avait malheureusement pas de motif de référence sur échantillon. Plusieurs raisons technologiques peuvent expliquer cette valeur légèrement élevée : qualité dégradée de la couche, mauvais contacts électriques, problèmes de fabrication (par exemple lors de la métallisation), etc. Une autre possibilité pourrait être liée à la distribution non linéaire du courant de polarisation entre les ponts en parallèles de qualité différente (cf. section IV.3.b).

II.3.e Simulations électrothermiques par éléments finis

Des simulations pour comprendre les effets de non-linéarité des courbes de V(I) des échantillons ont été réalisées à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics. Une analyse électrothermique a été faite, en supposant uniquement des mécanismes de conduction pour le transfert de chaleur car les mesures ont été effectuées sous vide (pas de convection thermique). Le transfert par radiation a été également analysé mais les résultats des simulations n'ont pas montré de différences significatives avec la simulation ne prenant en compte que la conduction thermique. Dans le modèle 3D, seule la partie suspendue a été prise en compte, ce qui inclut la couche de STO tampon, la couche de LSMO et éventuellement la couche protection a-STO.

Les bords du pont suspendu ont une température fixe (T_0) car ils sont en contact avec la partie non suspendue de l'échantillon, le seul lien thermique avec le thermostat se fait alors via la conductance thermique du pont (voir le modèle du bolomètre dans la section I.2.d). Les autres faces sont isolées thermiquement pour simuler le vide. Une densité de courant J ($A \cdot m^{-2}$) est injectée dans le pont provoquant un échauffement de ce dernier par effet Joule avec pour seule possibilité d'échanger de la chaleur par ses extrémités. La Figure II-25 présente le schéma 3D de la simulation.

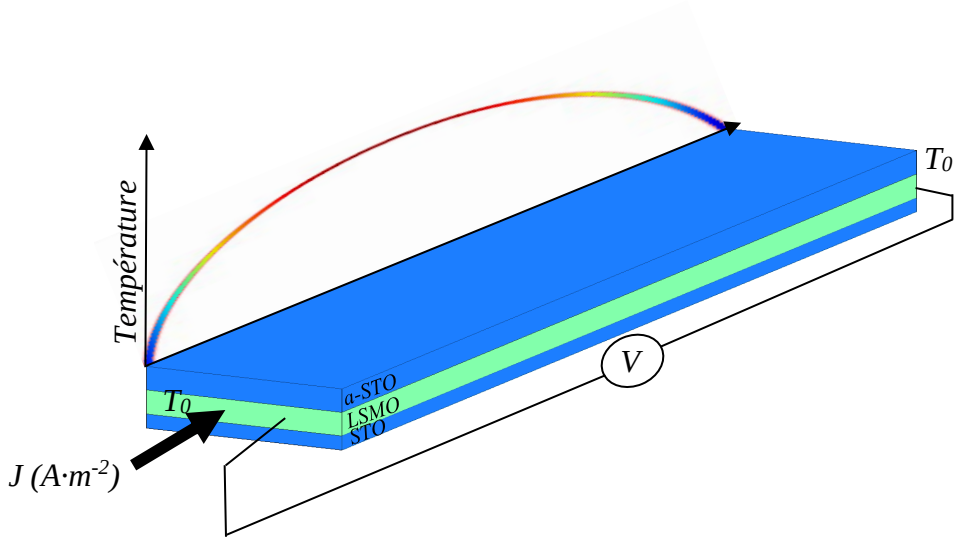


Figure II-25 Schéma de la simulation 3D avec COMSOL d'une multicouche (STO, LSMO, a-STO). La densité du courant J injectée dans l'échantillon, la température du thermostat imposée aux extrémités (T_0). La tension (V) et l'augmentation de la température dans le long du pont.

Les paramètres utilisés dans les simulations pour les deux matériaux (LSMO et STO) sont présentés dans le Tableau II-5 (cf. propriétés des matériaux section II.1). Les conductivités thermiques du STO et du STO amorphe étant probablement différentes. Des simulations ont confirmé qu'il y avait environ un facteur 10 entre les deux. J'ai donc

choisi de fixer les valeurs à 9 et 1 $W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$ respectivement pour le STO et le a-STO. Ceci sera à nouveau présenté dans le chapitre IV.

Propriétés	**Nom**	**LSMO**	**STO**	**Unité**
Conductivité thermique	k	2,5 [LM Wang 2007]	STO : 9 a-STO : 1	$W \cdot m^{-1} K^{-1}$
Masse volumique	ρ_v	6630 [Rajendran 2003]	5120[Boudali 2009]	$kg \cdot m^{-3}$
Chaleur spécifique	c_p	556 [LM Wang 2007]	544[Boudali 2009]	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
Résistivité électrique	ρ	Interpolation de ρ(T) mesurée		Ω·m

Tableau II-5 Propriétés thermiques et électriques des matériaux utilisés dans les simulations COMSOL.

Les équations électro-thermiques utilisées dans COMSOL sont présentées dans le Tableau II-6. Où J ($A \cdot m^{-2}$) est la densité de courant, $Q_{j,v}$ (W) est la puissance thermique, q ($W \cdot m^{-3}$) la densité de chaleur, φ ($W \cdot m^{-2}$) le flux de chaleur.

Conservation de du courant	$\nabla \cdot \mathrm{J} = Q_{j,v}$
	$\mathrm{J} = \sigma E$
	$E = -\nabla \mathrm{V}$
Conductivité électrique	$\sigma = 1/\rho$
Transfert de chaleur	$\rho c_p \nabla T + \nabla \cdot \varphi = q$
	$\varphi = -k \nabla \mathrm{T}$

Tableau II-6 - Équations utilisées dans COMSOL.

La simulation électro-thermique consiste à faire varier le courant passant dans le bolomètre et mesurer la tension à ses bornes pour différentes températures du thermostat. En première approximation, j'ai effectué une régression linéaire de la résistivité électrique dans une plage de température autour de 300 K. Cependant, les simulations n'ont pas donné de résultat probant avec cette technique, la courbe à tendance à augmenter fortement en fonction de la température due à l'emballement thermique. Nous avons donc pris la résistivité électrique réelle mesurée auparavant, pour chaque échantillon et nous obtenons un résultat similaire à la réalité (variation de pente de la courbe V(I) au voisinage de I_{opt}). Ce phénomène est lié à la résistivité électrique de l'échantillon qui diminue (ou reste constante) à forte température. La Figure II-26 présente un exemple de ces simulations électrothermiques pour un pont de STO/LSMO/a-STO 20/30/30 nm de 100 µm de longueur et 4 µm de largeur de l'échantillon BA082. Cet échantillon a été testé à diverses longueurs d'onde (visible, IR).

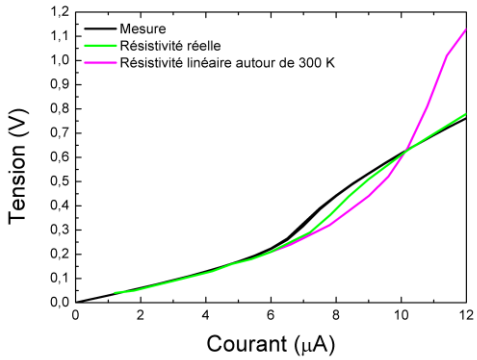


Figure II-26 V(I) Courbe mesurée et simulée en prenant en compte la résistivité électrique approximée par régression linéaire et la résistivité électrique réelle du pont 100×4 µm² de BA029.

N'ayant pas des données pour des températures au-delà de 360 K, nous avons extrapolé que la résistivité électrique reste constante à partir de cette température, ce qui semble être une approximation raisonnable vue l'allure des courbes (Figure II-30-(a)).

L'augmentation de la température le long du pont pour des courants de polarisation entre 1 et 20 µA est montrée dans la Figure II-27. Dans cet exemple, nous pouvons quantifier l'auto-échauffement par effet Joule en fonction du courant de polarisation, de la température T_0 du thermostat et de ρ(T).

L'augmentation de la température le long du pont est non uniforme et dépend de la conductance thermique (voir équation de la variation de la température (II-6), section II.4). Nous retrouvons la forme parabolique de la température le long du pont, qui sera présentée à partir du modèle analytique de la conductance thermique. Comme nous savons que les différents paramètres de la simulation sont susceptibles de varier d'un échantillon à l'autre et même au sein d'un même échantillon, nous avons fait l'expérience de faire varier la conductivité thermique, masse volumique et la chaleur spécifique (10% de variation). Les résultats de ces simulations nous ont montré que l'impact de l'incertitude de ces paramètres est négligeable. Ce qui tend à nous donner confiance dans les résultats de nos simulations.

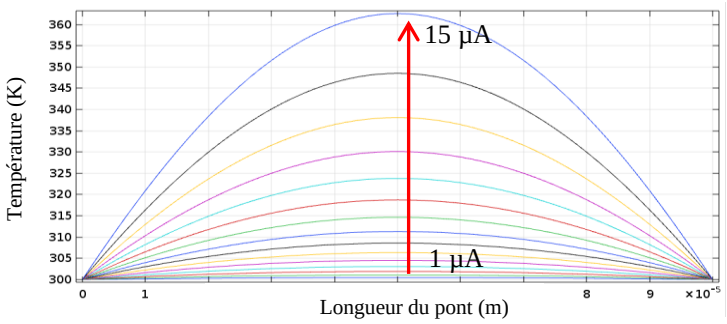


Figure II-27 Simulation COMSOL de la température en fonction de la longueur d'un pont simple de 100×4 µm² (BA029) à 300 K pour différents courants de polarisation avec les paramètres du Tableau II-5.

Finalement, les tensions obtenues par simulations ont été superposées à celle mesurées (courbes V(I)), sur la Figure II-28. Comme dans la région centrale le pont subit une plus forte augmentation de température (voir Figure II-29), le LSMO présent dans cette zone transite (transition métal-isolant) et devient isolant (cf. propriétés LSMO II.1.a). Sa résistivité électrique devient constante en fonction de la température (voir Figure II-24-(a)) et la pente V(I) diminue. Cette diminution est observée pour les plus fortes températures ou à fort courant, car la majorité du volume t de l'échantillon a déjà transité et sa résistivité électrique diminue légèrement. Aucune bistabilité n'a été mesurée, contrairement aux ponts suspendus à base de couche mince de LSMO comme rapporté par [Ceriale 2014].

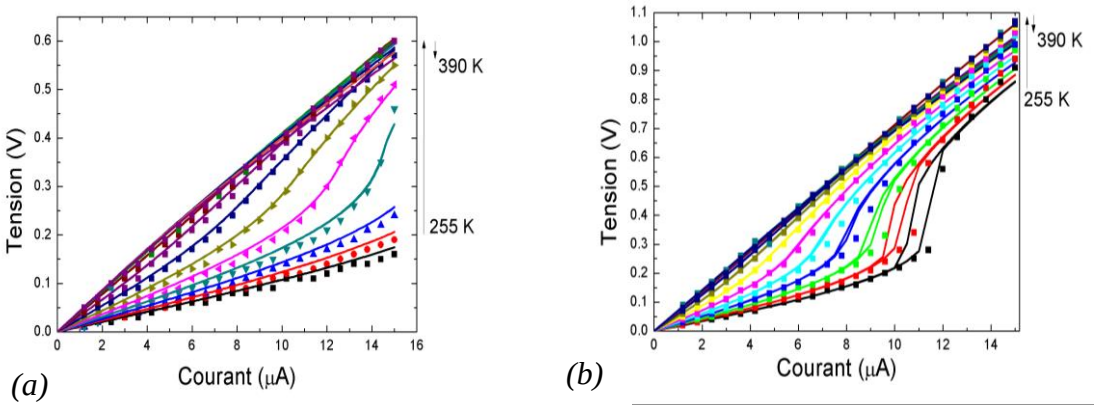


Figure II-28 Simulations COMSOL des courbes V(I) pour des ponts simples de 30 nm LSMO (a) 50 µm×4 µm et (b) 100 µm×4 µm (symbols). Superposition des mesure de BA029 (courbes pleines).

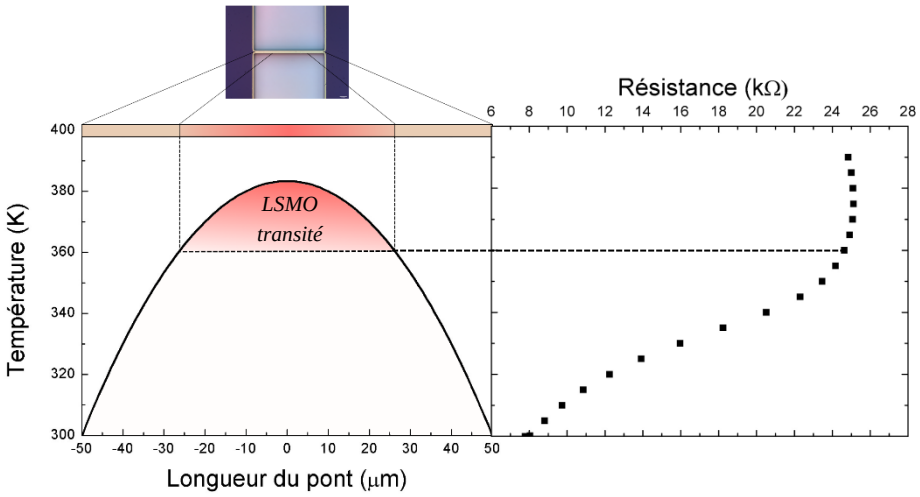


Figure II-29 Schéma de la température du LSMO dans le long du pont simple et représentation de la zone où le LSMO a transité.

Nous pouvons observer cette non linéarité de la résistance électrique en fonction de la température pour différents courants de polarisation, en regardant les courbes Figure II-30. Comme déjà dit auparavant, la résistance électrique change en fonction de la température et du courant de polarisation, donc nous avons deux paramètres libres

permettant de chercher les points de fonctionnement optimaux de chaque structure suspendue

Il est possible d'observer deux aspects intéressants sur les courbes de la Figure II-30. Si on les regarde en fonction de l'augmentation du courant de polarisation, la résistance électrique augmente, ce qui est attendu à cause de l'autoéchauffement de la résistance électrique. Le deuxième point est leur forme, celle-ci change en fonction de la température, de façon non linéaire. La variation est plus faible en fonction de la température à fort courant. L'échantillon est à une température élevée et la majorité du volume du pont a déjà atteint la zone où le LSMO transite, la résistivité électrique devient constante ou diminue (cf. Figure II-24). Ce qui explique donc la tendance à devenir constant à plus grandes courants de polarisation. Il n'y a donc pas de phénomène d'emballement thermique pour les ponts suspendus à base de LSMO car la variation de résistance électrique en fonction de la température n'est pas monotone car elle a un changement de pente à hautes températures.

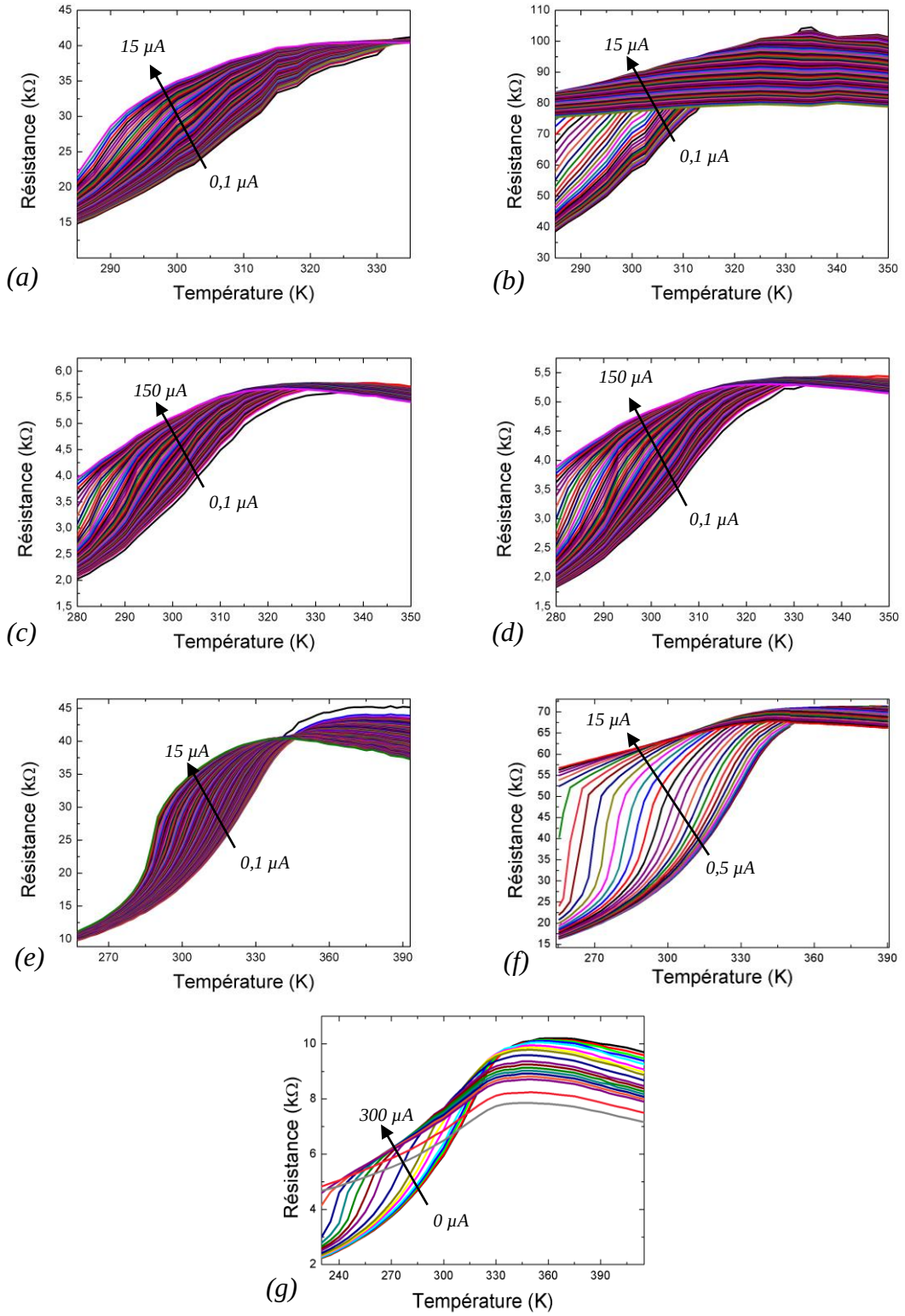


Figure II-30 Résistance électrique mesurée en fonction de la température pour différents courants de polarisation pour les échantillons (a) BA082 50×4 µm² (b) BA082 100×4 µm² (c) BA082 50×50 µm²(d) BA082 100×100 µm² (e) BA029 50×4 µm² (f) BA029 100×4 µm² (g) CA615-6 100×100 µm².

II.3.f Extraction du dR/dT des bolomètres suspendus

Dans la section précédente, il est possible d'observer la non-linéarité de V(I) des structures suspendues et la variation de R(T) pour différents courants de polarisation en fonction de la température. À partir de ces données, j'ai calculé le dR/dT, figure de mérite pour les bolomètres qui est directement proportionnel à la sensibilité (Voir équation de la sensibilité (I-11)).

Dans la Figure II-31, j'ai tracé le dR/dT en fonction de la température à différents courants pour trois échantillons BA082, BA029 et CA615-6. Nous pouvons observer que la forme de la courbe de dR/dT change en fonction de la température pour différents courants. La valeur de dR/dT, à une température fixe, augmente en fonction du courant, arrive à un point maximal, et diminue. Le courant donnant le dR/dT maximal, à une température donnée, est appelé courant optimal (I_{opt}). Cette valeur maximale de dR/dT est plus grande vers les basses températures mais elle est obtenue avec un courant de polarisation plus fort.

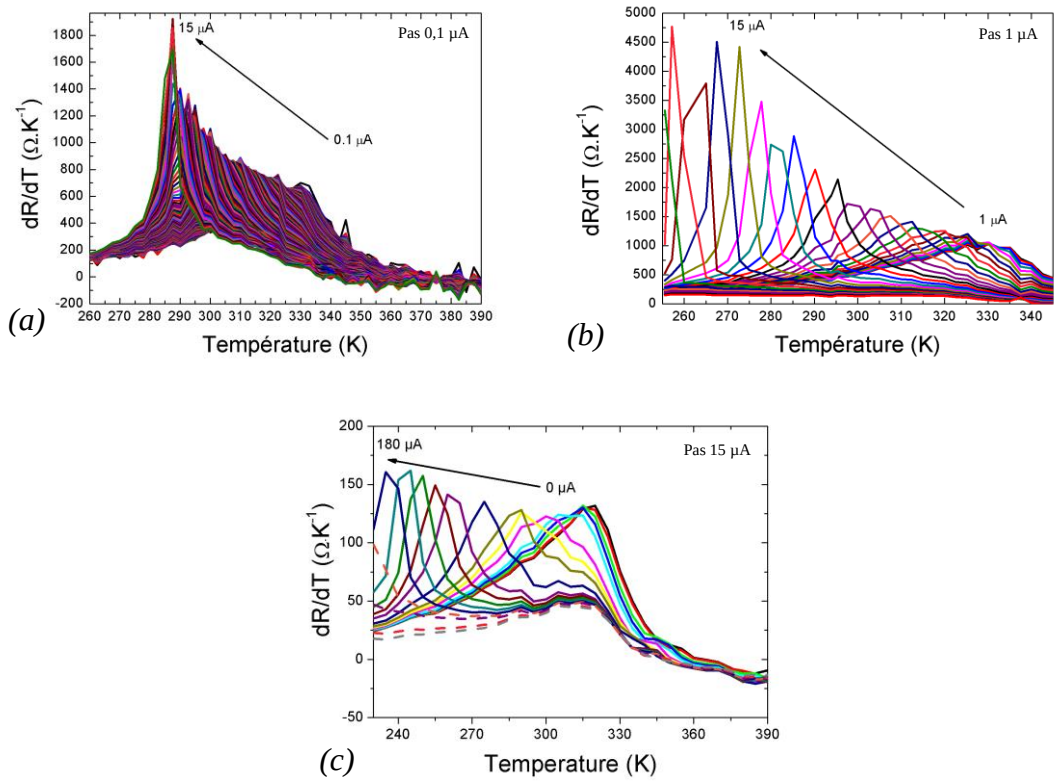


Figure II-31 dR/dT en fonction de la température pour différents courants de polarisation des échantillons (a) BA029 50×4 µm², (b) BA029 100×4 µm² et (c) CA615-6 100×100 µm².

Nous pourrions imaginer avoir des bolomètres plus sensibles à basses températures et fort courant (pour chercher le dR/dT maximal). Cependant, la différence entre le dR/dT maximal à basse température et à température ambiante est assez faible (rapport inférieur à 3). Par exemple, pour le bolomètre 100×4 µm² (BA029), le dR/dT

maximal à 300 K est d'environ 1674 $\Omega \cdot K^{-1}$ pour un courant de 7 µA, et à 260 K le dR/dT maximal est de 4767 $\Omega \cdot K^{-1}$ pour un courant de 12 µA. Dans ce cas, la consommation électrique augmente passant de 2,2 µW (300 K) à 7,5 µW (260 K), et le bruit excédentaire augmente également. Ce dernier est en effet dû à l'augmentation du courant optimal aux basses températures (voir chapitre IV).

L'objectif de cette thèse étant de concevoir des bolomètres non refroidis, je me suis focalisée sur les performances à 300 K. J'ai étudié diverses structures suspendues de même largeur nominale de 4 µm à courant optimal (tableau II-7) et à courant nul (tableau II-8).

Le dR/dT est un paramètre qui dépend de la résistivité électrique en fonction de la température et de la géométrie de la structure (voir dans équation (II-1)). Le dR/dT varie donc linéairement en fonction de la longueur du pont.

$$\frac{dR}{dT} = \frac{l}{wt}\frac{d\rho}{dT} \qquad \text{(II-1)}$$

Le Tableau II-7 donne le dR/dT maximal des structures suspendues de même largeur nominale de 4µm caractérisés à 300 K (incertitude évaluée à 5% près), ainsi que le courant I_{opt} pour l'atteindre. Comme présenté dans les courbes de résistance électrique en fonction de la température, quand nous augmentons le courant, la résistance électrique chauffe par effet Joule et change de valeur. La résistance électrique dans le tableau est donc la résistance électrique à 300 K, polarisée avec le courant optimal. On remarque que pour les ponts simples, le dR/dT augmente en fonction de la longueur. Le courant de polarisation augmente donc la résistance électrique à 300 K. On peut noter la différence entre les valeurs de résistance électrique à courant nul (Tableau II-8) et à I_{opt} (Tableau II-7).

Le courant de polarisation pour atteindre le dR/dT maximal est plus faible pour les ponts plus longs (Tableau II-7). L'augmentation de la température moyenne du pont est proportionnelle au carré de sa longueur et de la densité de chaleur par unité de volume et inversement à la conductivité thermique (cf. section II.4.a). Les ponts plus longs sont donc plus sensibles à la variation du courant.

Pour les ponts parallèles, le dR/dT est plus faible que pour les ponts simples à courant nul et à courant optimal. Cela est normal car la résistance électrique de ponts parallèles est égale à la résistance électrique d'un pont simple de même longueur divisée par le nombre de ponts. Le courant optimal I_{opt} est plus important pour les ponts parallèles : le courant est en effet divisé par le nombre de de ponts en parallèle (9 ponts pour les ponts 50×50 et 17 ponts pour les ponts 100×100). Par exemple, si on divise le courant optimal du pont 50×50 de l'échantillon BA082, on obtient la valeur de 9,6 µA (86 µA /9) qui est très proche de la valeur mesurée pour le pont simple de même longueur

Échantillon	Dimensions (µm²)	Épaisseur de LSMO (nm)	dR/dT (Ω·K⁻¹)	I_{opt} (µA)	R (kΩ)	TCR (%·K⁻¹)	ρ (mΩ·cm)
BA029	50×4	10 + 20	1065	12	25,1	4,24	5,4
BA029	100×4	10 + 20	1674	7	45,3	3,70	5,3
BA029	200×4	10 + 20	2881	4,6	83,9	3,43	4,3
BA082	50×4	10 + 20	727	10	29,5	2,46	6,4
BA082	100×4	10 + 20	1037	4	75,4	1,37	8,1
CA508-17A	150×4	60	1632	5	49,4	3,30	7,1
BA082	50×50	20 + 10	113	86	4,4	2,59	7,6
BA082	100×100	20 + 10	111	84	3,9	2,81	6,8
CA615-6	100×100	50	123	80	6,9	1,78	23,5

Tableau II-7 Valeurs à 300 K de dR/dT, TCR, résistance et résistivité électrique des échantillons caractérisés à I_{opt}. Les ponts simples sont situés dans la partie supérieure du tableau et les ponts parallèles dans la partie inférieure.

Échantillon	Dimensions (µm²)	Épaisseur de LSMO (nm)	dR/dT (Ω·K⁻¹)	R (kΩ)	TCR (%·K⁻¹)	ρ (mΩ·cm)
BA029	50×4	10 + 20	330	18,1	1,82	3,9
BA029	100×4	10 + 20	515	29,8	1,73	3,3
BA029	200×4	10 + 20	1112	62,7	1,77	3,2
BA082	50×4	10 + 20	432	22,3	1,93	4,8
BA082	100×4	10 + 20	900	58,9	1,53	6,4
CA508-17A	150×4	60	1399	45,5	3,08	6,6
BA082	50×50	10 + 20	92	3,3	2,79	5,7
BA082	100×100	10 + 20	82	3,2	2,58	5,6
CA615-6	100×100	50	87	5,9	1,46	20,1

Tableau II-8 Valeurs à 300 K de dR/dT, TCR, résistance et résistivité électrique des échantillons caractérisés à I = 0. Les ponts simples sont situés dans la partie supérieure du tableau et les ponts parallèles dans la partie inférieure.

La Figure II-32 présente le dR/dT maximal, obtenu à Iopt, en fonction du rapport l/wt des ponts suspendus. Nous pouvons observer que, pour avoir un grand dR/dT, et donc une sensibilité élevée, la longueur doit être la plus grande possible, la contrepartie sera une augmentation de la constante de temps thermique du bolomètre due à l'augmentation de son volume (cf. I.3.c).

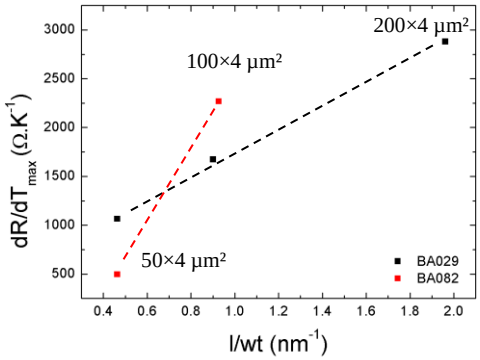


Figure II-32 dR/dT maximal pour les ponts simples suspendus des échantillons BA029 et BA082 en fonction de leurs géométries.

La caractérisation électrique à courant nul permet d'estimer la valeur du TCR, figure de mérite très couramment utilisée pour comparer les matériaux thermomètres car elle est indépendante de la géométrie (cf. section I.3.b). Malgré des caractéristiques électriques légèrement différentes, nous observons peu de différences sur le TCR (Tableau II-7). En effet, le TCR des ponts simples est dans la gamme 1,98 ± 0,56 %·K^{-1} et de 2,28 ± 0,72 %·K^{-1} pour les ponts parallèles. Ces valeurs sont compatibles avec les données de la littérature.

II.3.g Extraction de la sensibilité électrique des bolomètres suspendus

Dans la section précédente, nous avons présenté la méthode d'extraction du dR/dT et du TCR à différents courants et température. À partir de ces valeurs ainsi que celle de la conductance thermique (estimée dans la section II.4.b), j'ai calculé la sensibilité électrique des structures suspendues pour différents courants de polarisation en fonction de la température (voir (I-11)).

La sensibilité électrique des échantillons (BA082, BA029 et CA615-6) a été extraite pour différentes températures et courants. A titre d'illustration, j'ai tracé les mêmes 3 exemples que précédemment à la Figure II-33.

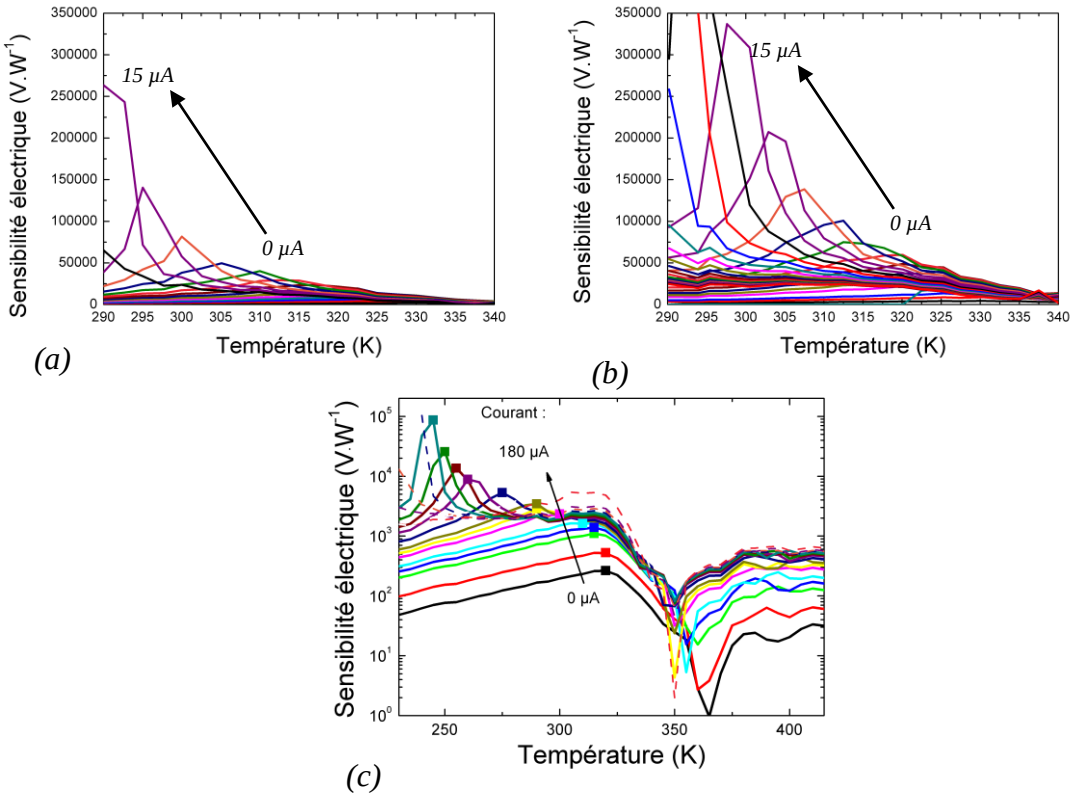


Figure II-33 Sensibilité électrique en fonction de la température pour différents courants pour (a) BA029 50×4 µm², (b) BA029 100×4 µm² et (c) CA615-6 les ponts parallèles 100×100 µm², les symboles carrés représentent la sensibilité maximale (CA615-6).

Pour tous les échantillons (ponts simples (Figure II-33-(a) et (b)) ou ponts parallèles (c)), la sensibilité électrique suit un même comportement. La sensibilité électrique est fonction de la température et du courant. Sa valeur maximale est toujours atteinte à plus faible température à mesure que le courant augmente. L'équation (I-11) montre en effet que la sensibilité est directement proportionnelle au courant. De plus, plus le produit I^2dR/dT augmente plus la conductance thermique effective diminue (équation (I-12)) conduisant alors à une augmentation importante de la sensibilité.

Le décalage en température a été déjà observé avec le dR/dT dans la section II.3.f, Figure II-31. Le décalage du pic de sensibilité en fonction du courant est lié à la température le long du pont, qui pour rappel n'est pas la même que la température du thermostat (voir modèle I.2.d). Le courant injecté chauffe le pont par effet Joule. Si la température du thermostat baisse, il faudra alors injecter plus de courant pour atteindre la valeur maximale de sensibilité. A l'inverse, si la température du thermostat augmente, le LSMO transite, sa résistance électrique devient constante (ou diminue) en fonction de la température et le dR/dT diminue fortement ce qui explique la chute drastique de la sensibilité.

II.4 Caractérisation thermique

L'étape de caractérisation thermique consiste à extraire la conductance thermique du bolomètre. C'est un des paramètres les plus importants car il caractérise le lien thermique entre le thermomètre et le thermostat. Il dépend de la géométrie et de la conductivité thermique des matériaux utilisés, je vais donc présenter son expression analytique et la méthode de mesure utilisée.

II.4.a Expression analytique de la conductance thermique d'un pont suspendu

La conductance thermique est une des propriétés physiques importantes d'un bolomètre puisqu'elle permet de quantifier la conduction d'énergie thermique dans un matériau. Une faible valeur de conductance thermique est souhaitable pour minimiser les pertes de chaleurs du bolomètre et augmenter ainsi la sensibilité.

La loi de Fourier est utilisée pour le calcul de la conductance thermique, elle décrit le flux de chaleur qui est proportionnel au gradient de température [Carslaw 1959] :

$$\vec{\varphi} = -k\vec{\nabla}T(x) \qquad \text{(II-2)}$$

où $\vec{\varphi}$ ($W \cdot m^{-2}$) est le flux de chaleur, k ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$) est nommée la conductivité thermique du matériau, et T(x) est la température dans un pont x. Nos hypothèses de construction sont les suivantes : l'axe x est dans le sens longitudinal du pont avec le 0 au centre, placé dans le vide sans aucun échange de chaleur et ses deux extrémités fixées à une température T_0. En fonction du temps, l'équation de conduction de la chaleur s'écrit :

$$\vec{\nabla}\varphi + \rho_v c \frac{\partial T(x)}{\partial t} = q \qquad \text{(II-3)}$$

où ρ_v ($kg \cdot m^{-3}$) est la masse volumique, c ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$) est la chaleur spécifique du matériau, et q ($W \cdot m^{3}$) est la densité de chaleur par unité de volume déposée dans le matériau.

Pour obtenir l'équation de la conductance thermique d'un pont suspendu de largeur w, de longueur l, et d'épaisseur t (Figure II-34), on prend la puissance totale P_{total}=q.w.t.l et on fixe la température des deux extrémités du pont à la température T_0. A l'équilibre, et en faisant l'hypothèse qu'il n'y a aucune fuite autre (la chaleur ne s'évacue que par les deux extrémités du pont, selon l'axe x), l'équation (II-3) devient :

$$-k\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = q \qquad \text{(II-4)}$$

où k est la conductivité thermique du matériau utilisé, car pour un chauffage uniforme sur l'ensemble d'un pont suspendu, on a $\rho_v c \frac{\partial T}{\partial t} = 0$. L'équation (II-4) s'utilise avec les conditions aux limites suivantes : $\begin{Bmatrix} T(-l/2) = T_0 \\ T(l/2) = T_0 \end{Bmatrix}$.

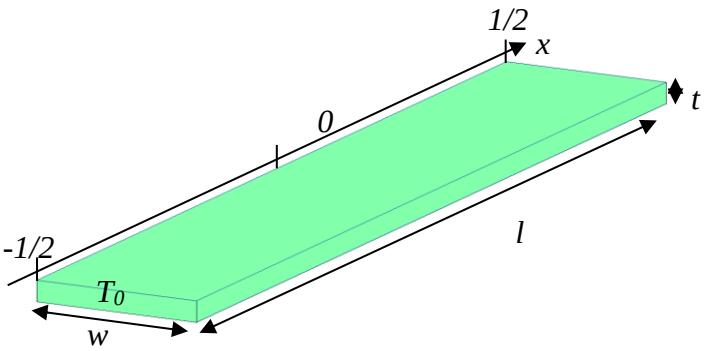


Figure II-34 Représentation schématique d'un pont suspendu, avec ses dimensions et les axes utilisés dans les calculs de la conductance thermique.

La température en fonction de la dimension x peut alors s'écrire comme :

$$T(x) = -\frac{qx^2}{2k} + T_0 + \frac{ql^2}{8k} \qquad \text{(II-5)}$$

Donc la variation de température en tout point x dans la longueur du pont est :

$$\Delta T(x) = T(x) - T_0 = \frac{q}{2k}\left(\frac{l^2}{4} - x^2\right) \qquad \text{(II-6)}$$

La moyenne de la variation de température sur toute la longueur l (entre -l/2 et l/2) est :

$$\overline{\Delta T} = \frac{\Delta T}{l} = \frac{q}{2kl}\int_{-l/2}^{l/2}\left(\frac{l^2}{4} - x^2\right) dx = \frac{ql^2}{12k} \qquad \text{(II-7)}$$

L'équation (II-7)(I-4) est l'expression analytique de la variation de température moyenne en fonction de la longueur d'un pont. Cette équation prend la forme, typique d'une parabole, comme celle trouvée dans simulation dans la Figure II-26. On retrouve en outre les mêmes caractéristiques avec la température des extrémités fixées à T_0 et une valeur maximale atteinte pour x = 0, $\Delta T_{max} = \frac{ql^2}{8k}$. On peut par la suite écrire la conductance thermique comme suit :

$$G_{géo} = \frac{P}{\Delta T} = \frac{12kwt}{l} \qquad \text{(II-8)}$$

Pour un pont suspendu constitué de n couches (Figure II-14), la formule (II-8) peut alors s'écrire ainsi :

$$G_{géo} = \frac{12w}{l}\sum_{i=n}(k_i t_i) \qquad \text{(II-9)}$$

Avec k_i la conductivité thermique, et t_i l'épaisseur pour chacune des couches i constituant le lien thermique.

Dans le cas d'une puissance électrique dissipée par effet Joule $P=RI^2$, la variation de température moyenne du pont dépend quadratiquement du courant de polarisation et est proportionnelle à la résistance électrique, et inversement proportionnelle à la conductance thermique :

$$G_{géo} = \frac{P}{\overline{\Delta T}} = \frac{RI^2}{\overline{\Delta T}} \Rightarrow \overline{\Delta T} = \frac{RI^2}{G_{géo}} \qquad \text{(II-10)}$$

II.4.b Mesure de la conductance thermique des ponts suspendus

La méthode de mesure de la conductance thermique est basée sur la mesure de V(I). A partir des mesures de V(I) pour différentes températures, nous pouvons en déduire R(T) à faible courant ainsi que la tension en fonction du courant à une température donnée.

Un schéma décrivant les procédures est présenté dans la Figure II-35. Dans les thèses de S. Liu [Liu 2013b] et M. Silva [Silva 2015] le même principe pour l'estimation de la conductance thermique est utilisé. La seule différence entre les deux réside dans l'ajustement de la courbe de T(R), [Liu 2013b] utilise aussi une régression linéaire de la courbe, et [Silva 2015] propage l'ajustement par un polynôme d'ordre 9. Une différence négligeable a été observé entre les deux méthodes [Silva 2015], ce qui montre que l'important est d'avoir un nombre suffisant de points sur les courbes de V(I) pour trouver la résistance électrique à courant nul. Pour remplir cette condition nous avons utilisé, pour l'estimation de la conductance thermique, un minimum de 10 points dans la courbe V(I) sur une variation de 0 à 1 µA. Nous avons également fait en sorte ne pas dépasser la température auquel la régression linéaire de T(R) est faite, au moment de prendre la pente P(T).

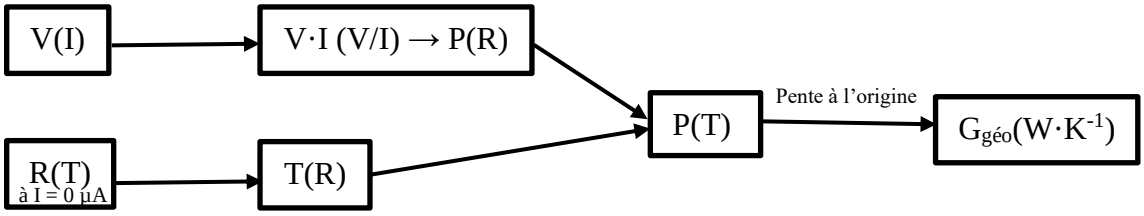


Figure II-35 Schéma pour l'estimation de la conductance thermique des échantillons à partir des mesures de V(I) et de R(T).

Pour présenter cette méthode, je vais l'appliquer au pont 100×4 µm² de l'échantillon BA029. La Figure II-36 montre la courbe R(T) à courant nul de ce pont.

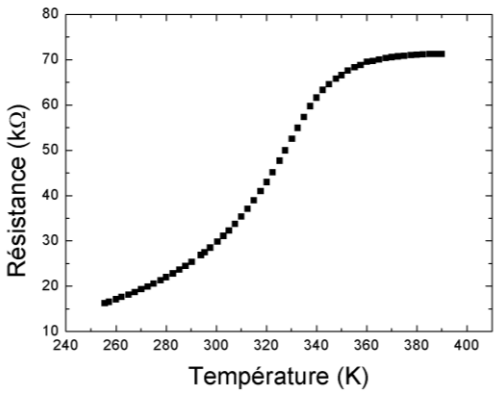


Figure II-36 Résistance électrique en fonction de la température à I = 0 µA (BA029).

Comme nous pouvons le voir sur la figure ci-dessus, la mesure de R(T) nous permet déduire T(R) (Figure II-35-(a)). A partir de cette courbe, nous faisons une régression linéaire, entre 300 et 320 K pour estimer $G_{géo}$ à 300 K. Grace à la mesure de V(I), nous calculons la puissance dissipée V·I et la résistance électrique R = V/I. Nous avons donc la puissance électrique en fonction de la résistance électrique P(R). Il suffit maintenant d'utiliser la fonction T(R) pour obtenir la courbe P(T). La conductance thermique géométrique $G_{géo}$ est la pente à l'origine de P(T) (Figure II-35-(b)).

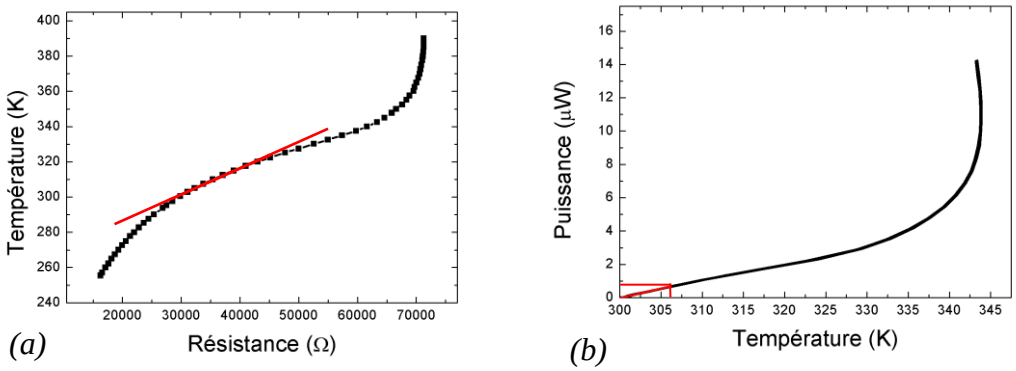


Figure II-37 (a) Courbe de température en fonction de la résistance électrique T(R) et de (b) puissance électrique en fonction de la température P(T) pour le pont 100×4 µm² de l'échantillon BA029.

Nous pouvons observer dans la Figure II-35-(b) l'effet de l'auto échauffement du pont lorsque nous augmentons le courant de polarisation, la puissance dissipée augmente mais la température du pont diminue. Ce comportement est lié à l'auto échauffement du pont par effet Joule, le pont atteint des températures élevées et sa résistance électrique diminue ou devient constante comme nous pouvons le voir dans la Figure II-36 contrairement aux thermomètres à R(T) monotone. Les ponts ne subissent donc pas l'emballement thermique à fortes températures (cf. section II.3.d).

II.4.c Comparaison de la mesure et calculs de la conductance thermique

Après avoir présenté l'expression analytique de la conductance thermique (II-9) et la méthode pour la mesurer dans la section II.4.b, le Tableau II-9 présente les valeurs de conductance thermique des échantillons étudiées. Parmi les échantillons, nous avons des ponts simples et ponts parallèles (représentés par « PP »). La conductance thermique théorique (G_{th}) a été calculée avec l'expression (II-9) et les valeurs de paramètres nominaux (Tableau II-9) en prenant en compte la largeur des ponts mesurés avec un microscope optique.

La conductance thermique est de l'ordre de 10^{-7} W·K^{-1} pour les ponts simples et de 10^{-6} W·K^{-1} pour les ponts parallèles, (cf. Tableau II-9). Les valeurs mesurées sont généralement proches des valeurs théoriques, ce qui confirme le modèle analytique. Pour certains ponts, l'écart avec la théorie est plus important, un défaut local dans le pont ou une mauvaise estimation des épaisseurs des couches peuvent en être la cause.

Nous pouvons voir que la conductance est inversement proportionnelle à la longueur du pont. La Figure II-38 présente la conductance thermique en fonction de la longueur pour l'échantillon BA029. Les largeurs des 3 ponts simples sont comparables (environ 3,7 µm). Les valeurs mesurées sont proches des valeurs théoriques (simulations w = 3,4 µm et 3,7 µm), un faible écart est observé pour le pont de longueur 200 µm.

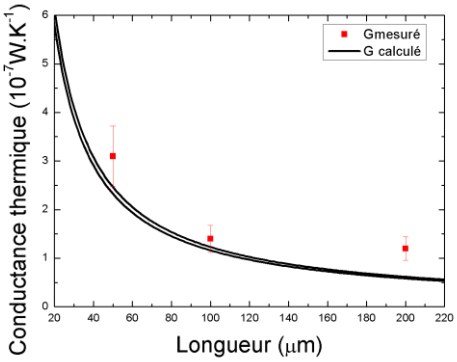


Figure II-38 Conductance thermique théorique et mesuré de l'échantillon BA029.

Échantillon	Épaisseur des couches	Longueur (µm)	Largeur (µm)	$G_{géo}$ ($W \cdot K^{-1}$) (10^{-7})	G_{th} ($W \cdot K^{-1}$) (10^{-7})
BA029	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	50	3,6 ± 0,1	3,1	2,7
BA029	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	100	3,7 ± 0,1	1,2	1,4
BA029	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	200	3,4 ± 0,1	1,2	0,7
BA082	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	50	3,6 ± 0,1	3,3	2,8
BA082	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	100	3,6 ± 0,1	1,1	1,4
CA508-17A	20nm STO 60nm LSMO	150	3,6 ± 0,1	3,8	2,5
BA082 PP50-1	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	50	3,2 ± 0,1	32,3	30,3
BA082 PP50-2	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	50	3,2 ± 0,1	30,8	30,3
BA082 PP100-1	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	100	3,3 ± 0,1	30,3	28,6
BA082 PP100-2	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	100	3,4 ± 0,1	30,8	29,5
BA082 PP75-1	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	75	3,3 ± 0,1	29,6	29,1
BA082 PP75-2	20nm STO 30nm LSMO 30nm a-STO	75	2,7 ± 0,1	17,0	23,9
CA615-6- PP100	20nm CTO 50nm LSMO 30nm a-STO	100	4[*9] ± 0,1	50,0	42,8

Tableau II-9 Conductance thermique mesurée et théorique des ponts suspendus étudiés et calculées à partir de la largeur mesurée à l'aide d'un microscope optique. Les ponts simples sont situés dans la partie supérieure du tableau et les ponts parallèles dans la partie inférieure.

[*9] Largeur nominale.

Il est normal d'avoir une conductance thermique plus grande pour les ponts parallèles car la conductance thermique d'un pont parallèle est le produit de la conductance d'un pont simple par le nombre de ponts dont ils se constituent ($G_{ponts\ parallèles} = n \cdot G_{pont\ simple}$, où n est le nombre de ponts en parallèle). On remarque que pour des bolomètres constitués de ponts parallèles de 50 µm de long, la conductance thermique est d'environ 9 fois celle d'un pont simple de mêmes dimensions.

La Figure II-39 montre le calcul de la conductance thermique en fonction de la longueur du pont pour des largeurs de 2,7 µm et de 4 µm (valeurs extrêmes mesurées). Les valeurs mesurées pour tous les ponts de 30 nm (20 + 10) d'épaisseur issues du Tableau II-9 ont été ajouté sur le graphe pour les comparer à la théorie. Pour les ponts parallèles, la conductance thermique estimée a été divisée par le nombre de ponts pour pouvoir les comparer avec les ponts simples. On peut noter que l'ensemble des mesures est compris entre les 2 courbes de conductance.

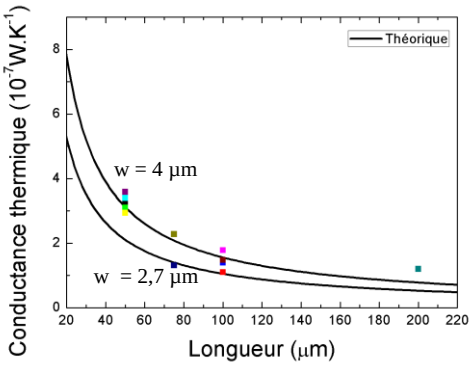


Figure II-39 Conductance thermique mesurés des échantillons présentés dans le Tableau II-9 en fonction de la longueur et comparaison avec les calculs en prenant une largeur de 2,7 - 4 µm.

La dispersion des valeurs de conductance thermique provient soit de l'incertitude de la mesure des dimensions du pont lié à l'étape de photolithographie soit des valeurs de conductivité thermique utilisées pour les calculs. La couche de a-STO a été déposée par PLD à température ambiante. Nous avons donc probablement une différence entre la conductivité thermique du STO épitaxié et du a-STO amorphe. La conductivité thermique a été estimée à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics pendant les simulations V(I).

Par exemple, pour l'échantillon BA029, nous pouvons observer dans la Figure II-40 que pour les simulations faites en ne prenant que la couche de LSMO (symbole ■), la courbe simulée reste au-dessus de celle mesurée, ce qui traduit une surestimation de l'augmentation de chaleur dans le pont. Nous pouvons également observer qu'en prenant la conductivité thermique du STO égal à 10 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ (valeur issue de la littérature) pour les couches tampon et de protection, le résultat de la simulation reste au-dessous de la courbe mesurée, ce qui traduit une sous-estimation de l'augmentation de chaleur. Après quelques simulations, nous observons une superposition de la courbe V(I) théorique et mesurée, pour une conductivité thermique égal à 1 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ et 9 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$, pour le

STO amorphe et le STO épitaxié respectivement. Il y a donc un facteur 10 entre ces 2 conductivités thermiques.

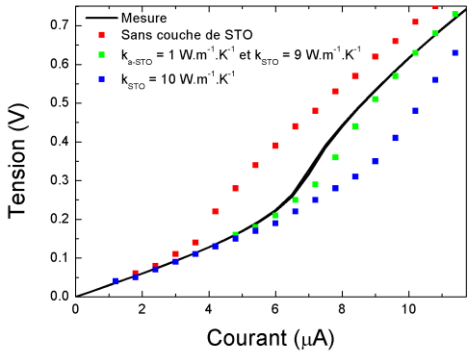


Figure II-40 Mesure et simulation de V(I) pour différentes valeurs de conductivité thermique des couches tampon et de protection STO à 300 K (BA029 100×4 µm²).

Dans la Figure II-41, nous pouvons voir la température moyenne (calculée à partir des simulations (cf. section II.3.e)) d'un pont suspendu 100 × 4 µm² constitué de 30nm de LSMO, à 300 K et polarisé avec un courant de 6 µA. Pour les trois cas présentés, sans couches de STO, et pour des couches avec différentes conductivités thermiques du STO. Nous pouvons observer que la température moyenne est plus importante dans le cas où nous n'avons pas de couche STO car la conductance thermique est plus faible (cf. équation (II-9)). Puisque le STO n'est pas conducteur électrique [Muhamad 2017], la chaleur liée à la puissance électrique dissipée dans le LSMO est principalement évacuée par les couches de STO, en réduisant donc le dR/dT du pont. Les calculs de la conductance thermique en prenant en compte (a) une couche de LSMO 100µm×4µm×30 nm, (b) le LSMO plus la couche tampon de STO 20 nm et (c) LSMO, couche tampon (STO) et la couche de protection (a-STO), sont présentés dans la Figure II-42. L'impact de l'ajout des couches de STO fait que la conductance thermique est environ 4 fois plus grande. Cependant, comme la conductivité thermique du a-STO est faible, l'impact de la couche amorphe sur la conductance thermique est négligeable par rapport au cas d'une structure sans couche de protection.

Comme dans la plupart des échantillons utilisés dans cette thèse, la somme de l'épaisseur de la couche tampon STO (20 nm) et de protection a-STO (30nm) est plus grande que l'épaisseur de la couche LSMO (Voir *Tableau II-2*) et que $k_{STO} > k_{LSMO}$ (Tableau II-5), la conductance thermique est majoritairement composée/dominée par la conductance thermique du STO. La conductance thermique a un lien direct avec les performances du bolomètre. Il est donc possible d'améliorer les performances des bolomètres à structures suspendues en optimisant les épaisseurs des couches épitaxiées de LSMO et de STO. La couche de STO amorphe a en effet un faible impact sur la valeur de la conductance thermique totale.

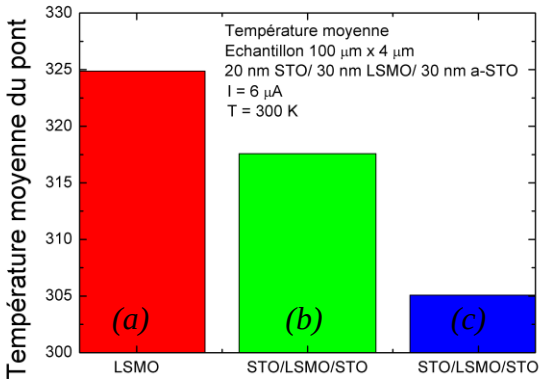


Figure II-41 Température moyenne simulée du pont 4×100 µm² de 30 nm de LSMO (a) sans les couches de STO, (b) avec $k_{a\text{-}STO}$ = 1 W·m⁻¹·K⁻¹ et k_{STO} = 9 W·m⁻¹·K⁻¹ et (c) $k_{a\text{-}STO}$ = k_{STO} = 10 W·m⁻¹·K⁻¹.

Dans la Figure II-41, nous pouvons voir la température moyenne d'un pont suspendu de l'échantillon 100 × 4 µm² (BA029), calculé à partir des simulations (cf. section II.3.e). Pour les trois cas présentés, sans couches de STO et pour des couches avec différentes conductivités thermiques du STO, pour 300 K et courant de 6 µA. Nous pouvons observer que la température moyenne est plus importante dans le cas où nous n'avons pas de couche STO car la conductance thermique est plus faible (cf. équation (II-9)). Puisque le STO n'est pas conducteur électrique [Muhamad 2017], la chaleur la puissance électrique dissipée dans le LSMO est évacuée par les couches de STO, en réduisant donc le dR/dT du pont. Les calculs de la conductance thermique en prenant en compte (a) une couche de LSMO 100µm×4µm×30 nm, (b) le LSMO plus la couche tampon de STO 20 nm et (c) LSMO, couche tampon (STO) et la couche de protection (a-STO), sont présentés dans la Figure II-42. L'impact de l'ajout des couches de STO fait que la conductance thermique est environ 4 fois plus grande (LSMO et STO/LSMO/a-STO). Cependant, comme la conductivité thermique du a-STO estimé par les simulations est faible, l'impact de la couche amorphe sur la conductance thermique est négligeable par rapport au cas de la couche tampon de STO seule.

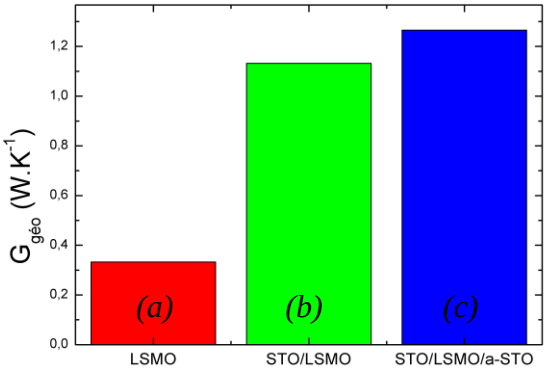


Figure II-42 Calcul de la conductance thermique du pont 4×100 µm^2 de 30 nm de LSMO (a) sans les couches de STO, (b) avec la couche tampon STO k_{STO} = 9 W·m^{-1}·K^{-1} et (c)avec la couche tampon, k_{STO} = 9 W·m^{-1}·K^{-},^{1}et de protection a-STO $k_{a\text{-}STO}$ = 1 W·m^{-1}·K^{-1}.

II.4.d Conductance thermique en fonction de la pression

Une analyse de la conductance thermique a été faite en fonction de la pression pour un pont simple de 100 µm de longueur et de 4 µm de largeur (BA082). Pour cela, la sensibilité optique a été mesurée à différentes pressions (plus de détails sur les mesures optiques sont disponibles dans le chapitre III). Les mesures ont été faites dans la gamme 1,25 – 25 µm, avec le faisceau SOLEIL modulée à 30 Hz (fréquence comprise dans la bande passante de l'échantillon, voir section IV.1.b). Il n'y avait pas au GREYC les moyens techniques (jauges de pression à large gamme de mesure de pression) pour réaliser cette mesure. La sensibilité optique a été mesurée, ce qui nous donne une estimation de la conductance thermique en fonction de la pression (voir chapitre I).

La conductance thermique se décompose entre la conduction thermique dans les extrémités du pont ($G_{géo}$), la conduction thermique avec l'air autour du pont (qui est négligeable sous vide) et la radiation thermique (paramètre lui aussi négligeable, cf. section II.3.e). Dans la Figure II-43 l'augmentation de la conductance thermique en fonction de la pression est due à l'échange de chaleur entre l'air et le pont. À la mesure que la pression augmente, l'échange de chaleur avec l'air augmente et la conductance thermique totale augmente.

Au-delà de 1 mbar la conductance thermique augmente fortement, le bolomètre fonctionne alors comme un capteur de pression. Cela nous donne une idée du niveau de vide que l'on devrait atteindre dans un package pour une application pratique de ce type de bolomètre.

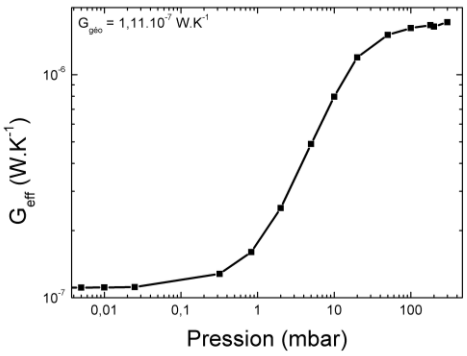


Figure II-43 Variation de la conductance thermique en fonction de la pression pour l'échantillon BA082 100×4 µm² et le faisceau 1,25-25 µm modulé à 30 Hz à I_{opt} = 4 µA.

II.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à une description des procédés de fabrication des bolomètres suspendus ainsi qu'à une présentation des caractéristiques électriques et thermiques des matériaux utilisés. La connaissance de ces dernières est essentielle pour la réalisation et l'estimation des performances des bolomètres à base de couches minces de LSMO.

La fabrication de ponts LSMO suspendus a été réussie, des longueurs 50, 100, 150 et 200 µm et largeur de 4 µm ont pu être qualifiés. Des ponts parallèles ont aussi été fabriqués permettant ainsi une évaluation des performances des bolomètres avec une surface plus grande de détection.

La caractérisation électrique des divers échantillons fabriqués a montré une légère dispersion de leurs résistivités électriques. Les simulations V(I) a permis de mieux comprendre l'auto échauffement des ponts suspendus pour différentes températures et à différents courants de polarisation. Nous avons pu observer que la valeur maximale de dR/dT ne change pas d'un ordre de grandeur en fonction de la température. Sa valeur maximale est atteinte pour des courants de polarisation plus élevée à basse température ou pour des courants de polarisation plus faible à température ambiante. Cet aspect est intéressant car il nous permet de faire des bolomètres non-refroidis à très faible consommation.

La conductance thermique mesurée s'est révélée être très proche des valeurs théoriques attendues. Des simulations testant l'impact du STO sur la conductance thermique des structures ont montré que malgré son augmentation, la valeur totale de la conductance thermique reste de l'ordre de 10^{-7} W·K^{-1}. La différence de conductivités thermiques entre les couches de STO épitaxiées et amorphe a également pu être estimée. La qualité des échantillons ayant été établie, il est dès lors possible de les caractériser optiquement (Chapitre III) pour découvrir dans quelle gamme de longueur d'onde les bolomètres sont performants. Et pour enfin estimer leur puissance équivalente de bruit (NEP) et leur détectivité spécifique D*, à l'aide des mesures du bruit (Chapitre IV).

III : Caractérisation optique des bolomètres

Table des matières

III : Caractérisation optique des bolomètres 81

III.1 Chaine de mesures 83

III.1.a Source de courant 84

III.1.b Amplification faible bruit 84

III.1.c Bruit de la chaine de mesures 85

III.2 Spécifications optiques du cryostat 87

III.3 Performances optiques à 630 nm 89

III.3.a Description du banc optique laser 630 nm 89

III.3.b Caractérisation à 630 nm 93

III.4 Banc optique du corps noir 96

III.4.a Calcul de la puissance émise par le corps noir 98

III.4.b Mesure de la puissance reçue par le corps noir 101

III.5 Performances optiques à 3,39 µm (He-Ne) 107

III.5.a Description du banc laser 3,39 µm 108

III.5.b Caractéristiques à 3,39 µm 110

III.6 Performances dans le MIR et FIR 113

III.6.a Description synchrotron Soleil 113

III.6.b Caractéristiques du faisceau Soleil 114

III.6.c Caractérisation optique et électrique dans l'infrarouge moyen et lointain 117

III.6.c.1 Caractérisation d'un pont non suspendu 117

III.6.c.2 Caractérisation d'un pont suspendu 118

III.7 Conclusion 122

Après avoir étudié les propriétés électriques et thermiques des bolomètres non refroidis à base de LSMO, nous allons nous intéresser, dans ce chapitre, à leurs propriétés optiques. Des mesures ont été faites avec différentes sources de rayonnement (du visible jusqu'à l'IR lointain) afin d'explorer les performances des bolomètres. Chaque banc expérimental, permettant d'estimer la puissance incidente sur les bolomètres, sera présenté, puis, la sensibilité optique de ces derniers sera extraite. Nous allons donc présenter les caractéristiques de la chaine de mesures associée au détecteur (polarisation et amplification), pour ensuite décrire les bancs de mesures optiques utilisés et pour finir, exposer les résultats des mesures.

Les mesures de bruits seront quant à elles présentées dans le Chapitre IV, nous permettant ainsi d'évaluer le NEP et d'effectuer des comparaisons avec les performances obtenues dans la littérature.

III.1 Chaine de mesures

Le schéma de la chaîne de mesures est présenté dans la Figure III-1. Cette chaîne de mesure est constituée d'une source de courant et de deux voies d'amplification. Chacune de ces voies est dédiée pour un type de mesures : continue (DC) et alternative (AC). Voltmètres, analyseur de spectre et ordinateur constituent les appareils de mesures et d'acquisition des données. Les différents éléments constituant la chaine de mesures sont présentés dans les prochaines sections.

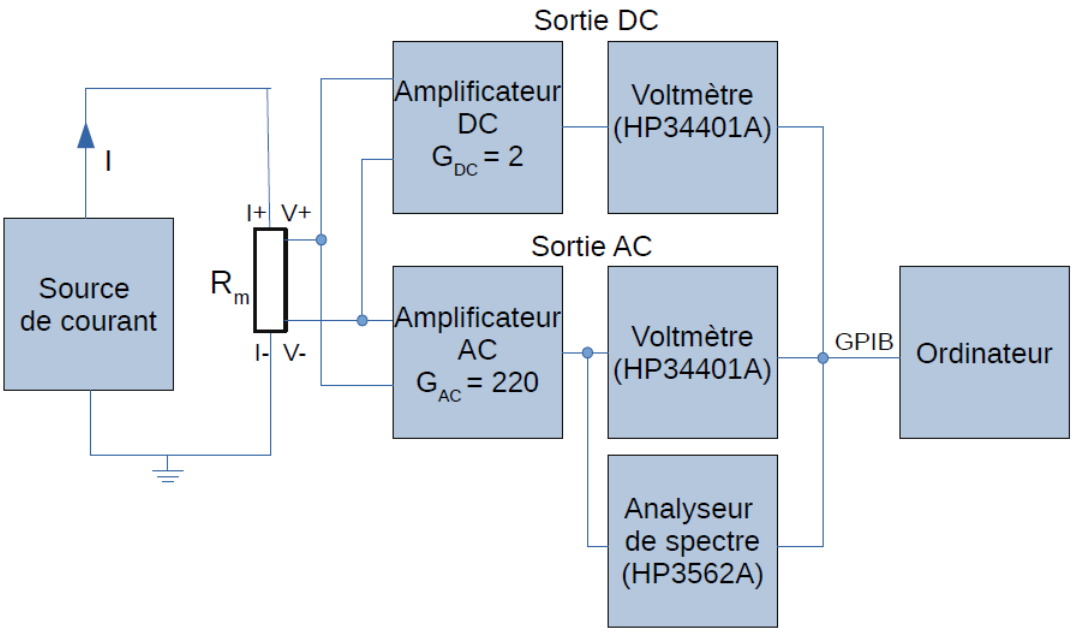


Figure III-1 Schéma de la chaine de mesure électronique utilisé lors des mesures de résistance électrique et de bruit.

III.1.a Source de courant

Une source de courant continue « quasi-idéale » développée lors de la thèse de Sheng Wu [Wu 2012] a été utilisée pour la polarisation et la mesure de la résistance électrique du détecteur (R_m). Elle présente une impédance de sortie de Z_s très élevée et une contribution en bruit négligeable : de plus amples détails sont donnés dans l'article [Routoure 2019]. Le courant fourni par la source est fixé par la tension d'entrée V_{in} et une résistance fixe R_0, $I = V_{in}/ R_0$. Le choix de R_0 est discuté dans la section III.1.c. Le courant maximal est fixé par l'expression :

$$I_{max} = \frac{|V_{sat}|}{2(R_0 + R_m)} \qquad \text{(III-1)}$$

où V_{sat} est la tension de saturation (15V dans notre cas) de l'amplificateur utilisé dans la source de courant. La technique standard à quatre pointes a été utilisée pour fournir un courant de polarisation et mesurer la tension aux bornes du détecteur.

III.1.b Amplification faible bruit

La tension de sortie du détecteur est amplifiée et séparée en ses composantes continue (DC) et alternative (AC) par une électronique faible bruit. La tension en sortie de l'amplificateur DC est mesurée par un voltmètre nous permettant de déduire la résistance électrique du bolomètre (R_m). Un second voltmètre mesure la sortie AC permettant de déduire la variation de la résistance électrique (ΔR_m).

Pour mesurer le gain de la sortie continue, une résistance métallique ¼ W (±1%) de 49,9 kΩ, a été mise à la place de la résistance électrique de l'échantillon R_m. Cette valeur correspond à la valeur maximale mesurée à 300 K sur les échantillons disponibles. En mesurant la tension aux bornes de $Vm=R_mI$ et la tension de la sortie continue (V_{DC}) à l'aide de deux voltmètres HP34401A pour différentes valeurs de courant de polarisation (fourni par la source de courant), nous pouvons estimer que le gain de la sortie continue est de 2 (Figure III-2).

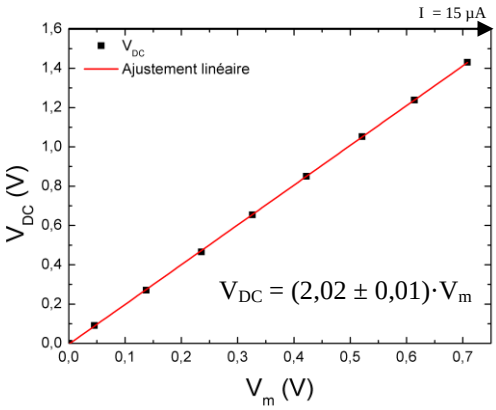


Figure III-2 Tension V_{DC} en fonction de la tension de sortie V_m pour l'estimation du gain en sortie de l'étage d'amplification DC.

L'étage d'amplification AC est utilisé pour mesurer la composante alternative de la tension du bolomètre à l'aide d'un voltmètre, cette tension est l'image de la sensibilité électrique. Elle permet aussi de mesurer le bruit en tension dans le domaine fréquentiel grâce à un analyseur de spectre HP3562A (Figure III-3). Les données sont récupérées par un ordinateur via une interface GPIB et le logiciel Labview.

La Figure III-3 montre la fonction de transfert de la voie AC représentative d'un filtre passe bande de 2ème ordre. Le gain dans la bande passante est de 221,4 ± 0,2 et les fréquences de coupure des filtres passe bas et passe haut sont respectivement $(705 \pm 4)\times10^{-3}$ Hz et $(130{,}6 \pm 1{,}5)\times10^{3}$ Hz, celles-ci ont été extraites à partir d'un ajustement Ces valeurs ont été mesuré lors de la thèse de A. Aryan [Aryan 2013].

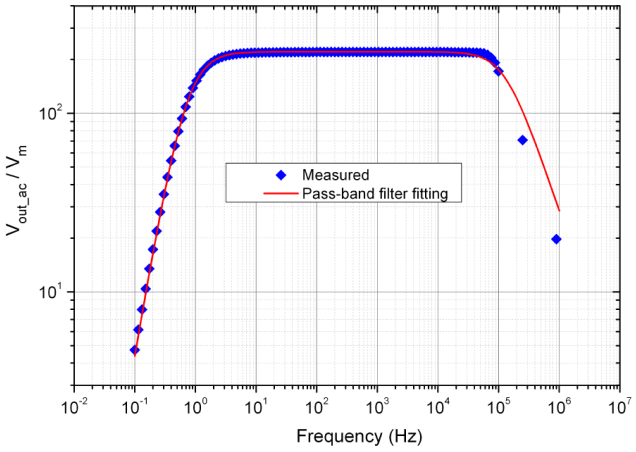


Figure III-3 Fonction de transfert d'amplificateur AC [Aryan 2013].

III.1.c Bruit de la chaine de mesures

Nous montrons dans la Figure III-4 une représentation schématique petits signaux de la méthode de mesure de bruit à quatre pointes. Nous avons la source de courant d'impédance de sortie Z_S et bruit en courant i_{nS}, la résistance électrique à mesurer R_M et son bruit en tension e_{nRM}. R_{CI} et R_{CV} sont les résistances de contact de courant et de tension, respectivement. e_{nRCI} et e_{nRCV} sont leur tension de bruit associée. Le bruit de tension de l'amplificateur différentiel (de gain différentiel G_{AC}) est e_{nk}. On suppose que le bruit de courant de l'amplificateur différentiel à haute impédance d'entrée peut être négligé.

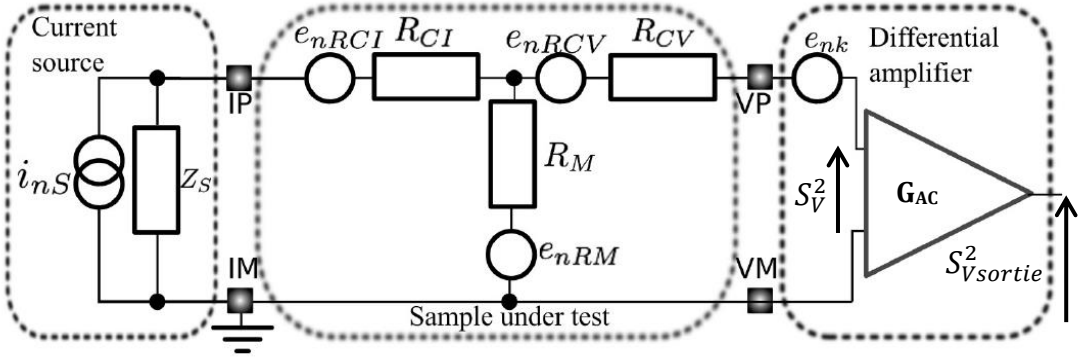


Figure III-4 Représentation schématique de la méthode de mesure de bruit à quatre pointes avec les différents éléments constituant le circuit de mesure (source de courant et amplificateur différentiel) et les différentes sources de bruit en tension et en courant (adapté de [Routoure 2019]).

Le bruit mesuré en sortie, $S_{Vsortie}$, de l'amplificateur permet de calculer le bruit total de la chaîne de mesures et de l'échantillon en fonction de l'expression :

$$S_V^2 = \frac{S_{Vsortie}^2}{{G_{AC}}^2} \tag{III-2}$$

La densité spectrale de bruit en tension en entrée de l'amplificateur S_V^2 est donnée par :

$$S_V^2 = i_{nS}^2 \frac{Z_S^2 R_M^2}{(R_{CI} + Z_S + R_m)^2} + e_{nk}^2 + \frac{e_{nR_{CI}}^2 R_M^2}{R_{CI} + Z_S + R_m} + e_{nR_{CV}}^2 + e_{nR_M}^2 \frac{Z_S^2 + R_{CI}^2}{(R_{CI} + Z_S + R_m)^2} \tag{III-3}$$

Le bruit lié à la source de courant correspond aux deux premiers termes. Les deux suivantes sont les bruits dus aux contacts de courant et de tension, respectivement. Le dernier correspond au bruit de l'échantillon.

Le bruit de la source de courant quant à lui dépend de la résistance R_0. L'expression de sa densité spectrale de bruit en courant i_{nS}^2 est donnée par :

$$i_{nS}^2 = \left(\frac{2.10^{-15}}{R_0^2 f} + \frac{4k_B T}{R_0} + \frac{25.10^{-18}}{R_0^2}\right) \tag{III-4}$$

Ces valeurs numériques sont extraites de la thèse de S. Wu [Wu 2012]. Pour réduire le bruit de la source de courant, il faut que l'impédance Z_S soit plus grande que la résistance électrique de l'échantillon à mesurer, et augmenter au maximum la valeur de R_0. Cependant, nous ne pouvons pas l'augmenter trop de façon à ne pas être limité par le courant maximal (cf. équation (III-1)). Lors des mesures, la résistance R_0 utilisé était au minimum trois fois plus grande que R_m.

La densité spectrale de bruit en tension de l'amplificateur e_{nk}^2 est donné par l'expression [Wu 2012] :

$$e_{nk}^2 = \frac{2.10^{-15}}{f} + 19{,}7.10^{-18} \qquad \text{(III-5)}$$

La densité spectrale de bruit en tension de la chaîne de mesures a une composante en bruit 1/f et une composante en bruit blanc. Son expression est finalement donnée par l'équation (III-5) :

$$S_V^2 = \left(\frac{2.10^{-15}}{R_0^2 f} + \frac{4k_B T}{R_0} + \frac{25.10^{-18}}{R_0^2}\right)R_m^2 + 19{,}7.10^{-18} + \frac{10^{-15}}{f} \qquad \text{(III-6)}$$

La Figure III-5 présente la densité spectrale du bruit en entrée de l'amplificateur mesurée à courant nul et à 300 K, et la courbe théorique calculée à partir de la formule (III-6). Pour cette mesure, une résistance métallique de 49,9 kΩ remplace R_m et une résistance R_0 de 200 kΩ ont été utilisées. On peut remarquer le bon accord entre mesures et courbe théorique. On peut noter la fréquence de coupure liée à la chaîne de mesure associée à l'échantillon a été observée. Cette fréquence de coupure dépend de la valeur de la résistance électrique de l'échantillon [Wu 2012].

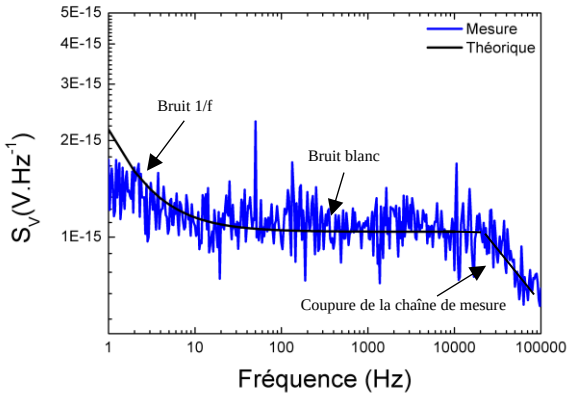


Figure III-5 Densité spectrale du bruit en entrée de la chaîne de mesure d'une résistance métallique de 49,9 kΩ, avec R_0 = 200 kΩ à courant nul et à 300 K.

III.2 Spécifications optiques du cryostat

Le cryostat utilisé au cours de ma thèse, conçu auparavant au sein du laboratoire, permet de réguler la température du porte échantillon à l'aide d'un système de circulation d'eau et d'un module Peltier (voir section II.3.a). Il permet également d'ajouter des diaphragmes devant son hublot, qui peut intégrer des fenêtres entre 25 et 32 mm de diamètre.

Pour les mesures optiques, différentes fenêtres ont été utilisées dans le hublot du cryostat, nous permettant de caractériser les échantillons en fonction de différentes longueurs d'onde. Pour les mesures faites à l'aide un corps noir (cf. section III.4), des fenêtres large bande (NaCl, Ge, Saphir), passe bandes étroites (FPB 2,7 et FPB 4,26) et passe haut (FPH 2,4 et FPH 7,3) ont été utilisés. Le filtre passe haut FPH 2,4 a été

également utilisé lors des mesures avec un laser IR (3,39 µm) pour filtrer sa composante de lumière blanche (cf. section III.5). Le Tableau III-1 indique les fenêtres utilisées avec leurs gammes nominales.

Les spectres de transmission des différentes fenêtres pour des longueurs d'onde allant de 0,4 µm jusqu'à 25 µm ont été réalisé à l'aide de la technique FTIR « *Fourier Transform InfraRed spectroscopy* ». Cette technique permet d'obtenir le spectre de transmission dans l'infrarouge des différentes fenêtres (Figure III-6)[10]. Les mesures ont été réalisées au CIMAP par J. L. Doualan.

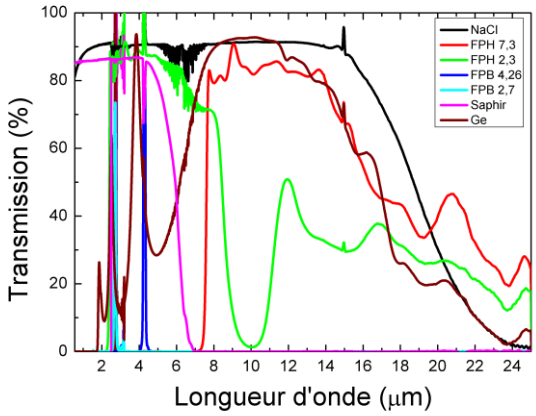


Figure III-6 Spectre de transmission des fenêtres utilisés dans le cryostat mesurées par FTIR.

Fenêtres	Gammes (µm)
NaCl	0,25 - 16
Ge	8 -12
Saphir	0,2 – 5,5
FPB 2,7	2,70 ± 0,11
FPB 4,26	4,26 ± 0,12
FPH 7,3	7,3 – 25
FPH 2,4	2,3 - 10

Tableau III-1 Fenêtres utilisés dans le cryostat pour les mesures optiques.

Pour les sources monochromatiques de type laser (source cohérente), j'ai utilisé la valeur mesurée de la transmission (cf. section III.3 et III.5). Dans le cas du corps noir, nous avons une source de rayonnement dite « large bande » (incohérente). J'ai considéré les transmissions de chaque fenêtre par tranche de longueur d'onde et pour chaque tranche, j'ai pris les valeurs de transmissions mesurées par FTIR (Figure III-6). Le Tableau III-2 résume les valeurs retenues pour les différentes fenêtres.

[10] Les courbes sont bruitées autour de 2,7 µm à cause de l'absorption de l'eau.

Fenêtres	Transmission (bande spectrale)
NaCl	90% (0,25-16 µm)
Ge	30% (1,8–2 µm); 90% (3,6-4,3 µm); 90 % (6-15 µm); 30% (15-25 µm)
Saphir	85 % (0,2 – 5,5 µm)
FPB 2,7	74% (2,6-2,8 µm)
FPB 4,26	80% (4,14-4,38 µm)
FPH 7,3	85% (7,6-14 µm) ; 50% (14-25 µm)
FPH 2,4	85% (2,4-7 µm) ; 70% (7-8,5 µm) ; 30% (11-25 µm)

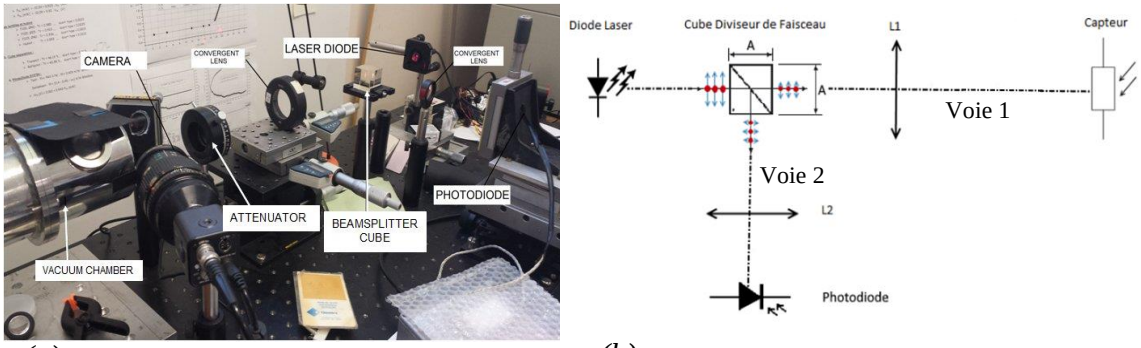
Tableau III-2 Valeur de transmission retenue pour chaque bande spectrale des filtres optiques utilisés.

III.3 Performances optiques à 630 nm

Afin de caractériser les performances du bolomètre en tant que détecteur thermique dans le visible, nous devons mesurer sa sensibilité optique à une source de rayonnement émettant dans le visible. Pour cela, nous avons étudié les performances optiques dans le rouge, à 630 nm.

III.3.a Description du banc optique laser 630 nm

Pour la caractérisation dans le visible, nous avons utilisé un banc optique développé durant une précédente thèse [Aryan 2013]. Une photo du banc optique et son schéma sont montrés dans la Figure III-7.



(a) *(b)*

Figure III-7 (a) Photo du banc optique visible et (b) schéma symbolique.

La source de rayonnement utilisée pour caractériser les bolomètres est une diode laser ADL-63058TL (630 nm, 5 mW) fabriquée chez Arima Lasers Company. La diode laser est alimentée par un circuit électronique que j'ai conçu (détails dans annexe), qui comporte deux entrées, une tension continue V_{DC}^{laser} et une tension alternative V_{AC}^{laser}. La tension continue permet de choisir la puissance continue émise, la tension alternative quant à elle permet de moduler électroniquement la puissance autour du point de polarisation préalablement choisi. La puissance de la diode laser en fonction de la tension continue V_{DC}^{laser} est montrée dans la Figure III-8. En utilisant la fonction de transfert du

circuit de polarisation de la diode laser (en annexe), il est possible de trouver le point de fonctionnement désiré.

L'échantillon est placé dans le cryostat à vide (10^{-3} mbar) équipé de la fenêtre de NaCl qui possède une transmission de 83 % à 630 nm (Voir Figure III-6). Le faisceau est divisé en deux parties par un cube diviseur de faisceau : une première partie est focalisée et va sur une photodiode, pour la mesure de la puissance en temps réel, l'autre partie est focalisée sur le bolomètre, placé à l'intérieur du cryostat (Figure III-7).

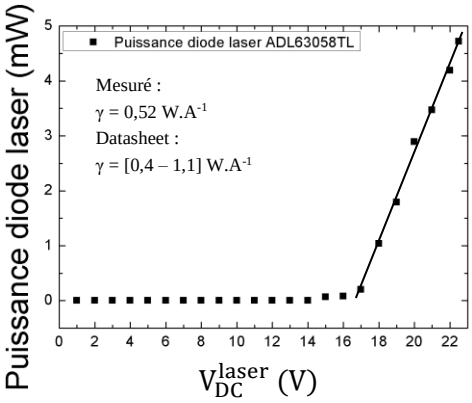


Figure III-8 Puissance émise par la diode laser ADL-63058TL à 630 nm en fonction de la tension DC du circuit d'alimentation.

Pour mesurer la valeur de puissance en temps réel qui arrive sur l'échantillon, la photodiode (Hamamatsu S10784) a été choisie car elle présente une assez haute sensibilité (0,45 $A \cdot W^{-1}$ à 660 nm). Un circuit amplificateur I/V (annexe I) permet d'obtenir une relation linéaire entre la puissance incidente et la tension de sortie [Aryan 2013]. Nous pouvons voir le comportement de la tension de sortie de l'amplificateur I/V en fonction de la puissance incidente sur la photodiode sur la Figure III-9. Le rapport tension/puissance mesuré en sortie du circuit électronique de polarisation de la photodiode, R_V =1050 $V \cdot W^{-1}$, nous a permis d'estimer le rapport courant/puissance, R_i = 0,48 $A \cdot W^{-1}$ à 630 nm, compatible avec les données de la datasheet à 660 nm.

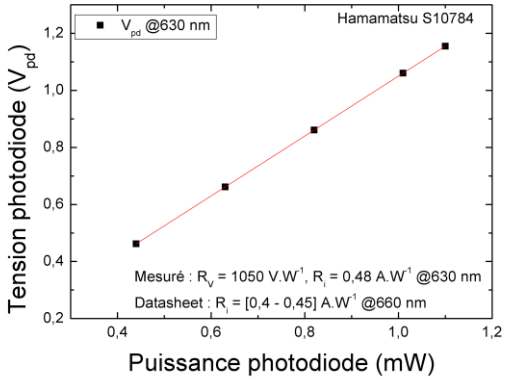
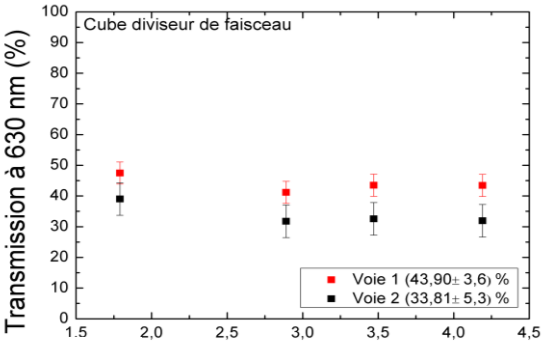


Figure III-9 Fonction de transfert de la photodiode S10784 avec le circuit amplificateur I/V à 630 nm. Comparaison avec la datasheet à 660 nm.

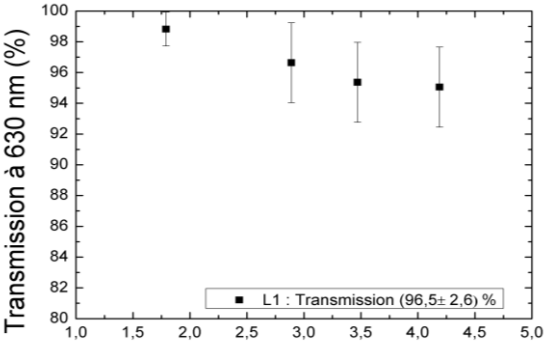
L'estimation de la puissance incidente sur l'échantillon est faite à partir des mesures des transmissions des éléments optiques, de la mesure de la tension de sortie du circuit amplificateur I/V de la photodiode et de la taille du spot laser. Deux lentilles convergentes, L1 de distance focale 225 mm placée entre le cube diviseur et le polariseur et L2 de focale 100 mm placée entre le cube diviseur de faisceau et la photodiode, et la puissance incidente sur la photodiode (voie 2) et dans la direction de l'échantillon (voie 1). Les mesures de transmission des éléments optiques réalisées avec des puissances incidentes de 1 à 5mW sont montrées dans la *Figure III-11*. Les transmissions utilisées dans la suite du manuscrit sont dans le tableau de la *Figure III-11* (d).

Ce banc optique permet de mesurer la sensibilité des bolomètres ainsi que la constante de temps thermique. Pour cela, la puissance de la diode laser est modulée électriquement par le circuit électronique d'alimentation (détails en annexe I). Un balayage en fréquence est réalisé pour avoir la fonction de transfert de l'échantillon rapport entre la tension alternative de l'échantillon et la tension mesurée en sortie de l'amplificateur I/V de la photodiode. La fonction de transfert est mesurée en temps réel avec un analyseur de spectre HP3562A connecté à un ordinateur via Labview.

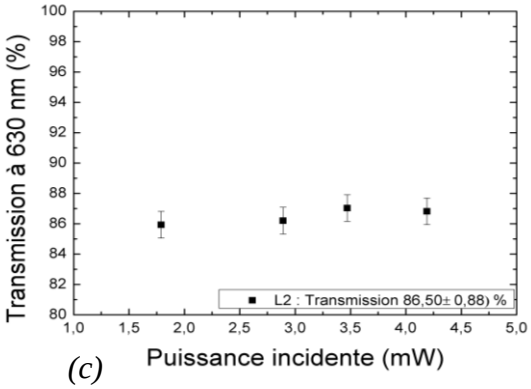
Une photo du bolomètre excité par la diode laser rouge est présentée dans la Figure III-10. Il est possible d'observer l'échantillon 10×5 mm^2, composé de huit bolomètres, avec le spot laser centré sur l'un d'eux. Dans un premier temps, le spot est centré à « l'œil ». Puis dans un second temps, un balayage plus fin de la position du spot est effectué de façon à avoir une réponse maximale au niveau du bolomètre (tension de sortie de la voie AC). Nous sommes ainsi assurés d'avoir placé correctement le spot laser.



(a)



(b)



(c)

N° Voie	Transmission	
Voie 1	Cube	43,9 ±3,6
	L1	96,5 ±2,6
	Hublot	83% (NaCl)
Voie 2	Cube	33,8 ±5,3
	L2	86,50 ±0,88

(d)

Figure III-11 Mesure de la transmission du banc optique avec le laser visible (630 nm) du (a) cube diviseur de faisceau, (b) lentille L1 (225 mm), (c) lentille L2 (100 mm) et (d) tableau récapitulatif des transmissions.

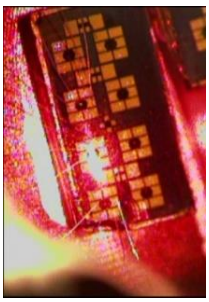


Figure III-10 Photo d'un bolomètre excité par la diode laser rouge.

La méthode la plus courante pour mesurer la taille d'un faisceau consiste à considérer le diamètre du faisceau formé entre deux points opposés dont l'intensité est égale à une fraction spécifiée de l'intensité maximale du faisceau. Quand la forme du faisceau est gaussienne, ou approximativement gaussienne, la valeur couramment prise est le diamètre dit « $1/e^2$ ». Il s'agit du point où l'intensité du faisceau a diminué jusqu'à $1/e^2$ (13,5%) de sa valeur maximale mesurée dans un plan orthogonal à l'axe optique. Une autre mesure courante est la largeur à mi-hauteur (appelé FWHM - *full width at half maximum*), qui est une estimation de la largeur d'une distribution ou d'un pic d'intensité d'un phénomène, où l'intensité chute à la moitié de sa valeur maximale [Aryan 2013]. C'est cette largeur à mi-hauteur qui sera utilisée pour déterminer la taille du spot laser.

La taille du spot de cette diode (630 nm) a été mesurée à l'aide d'une caméra thermique (Watec 221S, avec une taille de pixel de 8,6×8,3 µm²)[Aryan 2013], placée à la position de l'échantillon. Le calcul de la surface est basé sur le fait que le spot a une forme presque elliptique, donc sa surface est égale à $S = \pi \cdot X \cdot Y$. Les dimensions X et Y sont présentées dans le Tableau III-3. La puissance reçue par l'échantillon sera donc calculée par le rapport de surfaces de l'échantillon et du spot laser.

	Diamètre FWHM		
Diode laser	X (µm)	Y (µm)	S_{FWHM} (10^3 µm²)
	152	176	84,1

Tableau III-3 Mesure de la taille du faisceau du laser 630 nm [Aryan 2013].

Maintenant que nous connaissons la surface du spot laser nous pouvons estimer la puissance incidente sur les bolomètres. Par exemple, pour une puissance de 1 mW en sortie de la diode laser qui passe par le cube diviseur de faisceau (transmission de 43,9 %), puis par la lentille L1 (transmission de 96,5 %) et enfin par la fenêtre en NaCl (83 % de transmission à 630nm), il reste une puissance de 352 µW sur toute la surface du spot laser. Pour estimer la puissance incidente sur les structures suspendues, il faut multiplier la puissance incidente totale par le rapport des surfaces du bolomètre et du spot laser $S_{bolomètre}/S_{FWHM}$ (Tableau III-3). Par exemple, un pont typique de 100 × 4 µm² sera illuminé par une puissance incidente de 1,7 µW, soit 0,1 % de la puissance de la diode laser.

III.3.b Caractérisation à 630 nm

Des mesures optiques avec des bolomètres LSMO à 630 nm ont été faites auparavant au sein du laboratoire lors de précédentes thèses [Aryan 2013], [Liu 2013a] et [Silva 2015]. Différents bolomètres non suspendus sur différents substrats et des bolomètres suspendus sur substrat de silicium ont été étudiés. Néanmoins une étude comparative sur la sensibilité optique pour différents courants et températures s'est avérée nécessaire pour pouvoir choisir les meilleurs points de fonctionnement du détecteur (cf. caractérisation électrique II.3).

Ces mesures ont comme objectif de trouver la sensibilité optique des détecteurs de rayonnement à une longueur d'onde donnée. Cette dernière dépend du courant de polarisation, de la conductance thermique et de la valeur de dR/dT (voir équation (I-11)). Nous ne pouvons donc réaliser ces mesures uniquement après la caractérisation électrique présentée dans le chapitre II.

La sensibilité optique a été mesurée à 30 Hz pour des ponts simples de 50 et 100 µm de longueur, 4 µm de largeur et 75 nm de LSMO sur 20 nm de STO [Liu 2013a]. Les ponts ont été polarisés avec un courant fixe (valeurs dans la Figure III-12) entre 300 K et 340 K. On remarque dans la Figure II-12 que la sensibilité optique est proportionnelle

au dR/dT en fonction de la température, ce qui confirme donc, une réponse de nature bolométrique.

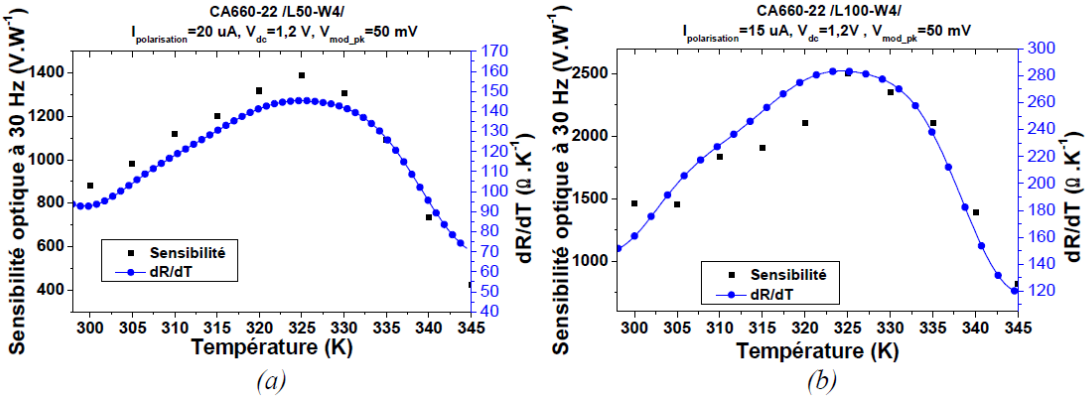


Figure III-12 Sensibilité optique (à 630 nm) mesurée en fonction de la température comparée avec la dérivée de la résistance électrique en fonction de la température dR/dT pour les ponts (a) 4 µm×50 µm et (b) 4 µm×100 µm de l'échantillon CA660-22 [Liu 2013a].

La sensibilité optique en fonction de la température pour les ponts simples atteint une valeur maximale entre 320 K et 330 K et diminue ensuite pour des températures plus élevées.

La sensibilité optique a été également mesurée pour des ponts parallèles 100×100 µm² (CA615-6) pour des températures comprises entre 240 et 340 K et des courants compris entre 0 et 230 µA avec une fréquence de modulation de 8 Hz pour être sûr d'être dans la bande passante du bolomètre (cf. section IV.1.b). On remarque sur la Figure III-13, que nous pouvons, comme pour la sensibilité électrique, atteindre le maximum de sensibilité à fort courant et à faible température ou à température ambiante et à faible courant (cf. section II.3.g). Il est également important de noter qu'une fois la valeur maximale atteinte, la sensibilité optique diminue même si le courant augmente, donc il n'est pas intéressant d'augmenter beaucoup le courant pour chercher le point maximal de sensibilité optique.

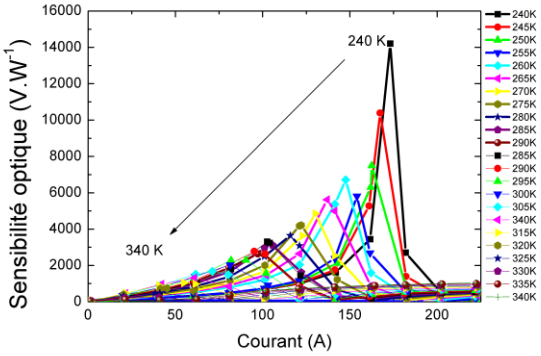


Figure III-13 Sensibilité optique à 8 Hz de ponts parallèles 100×100 µm² (CA615-6) en fonction du courant pour différentes températures.

La Figure III-14 montre les valeurs maximales de sensibilité électrique et optique ainsi que le courant optimal, le courant donnant le dR/dT maximal (voir section II.3.f), en fonction de la température du thermostat. Lors de la mesure optique, le bolomètre reçoit 2 puissances : la puissance électrique (liée à l'effet Joule provoqué par le courant de polarisation) et la puissance optique. Nous pouvons néanmoins nous permettre de comparer directement la sensibilité optique et la sensibilité électrique car la puissance optique incidente de l'ordre du µW pour un pont simple, est faible par rapport à la puissance électrique dissipée (107,4 µW à 240 K et 44,1 µW à 300 K).

La proximité des deux sensibilités pour une puissance optique incidente faible, montre qu'il est bien possible de déduire un courant optimal à partir des mesures électriques même si ces deux puissances ne sont pas absorbées de manière identique. La puissance optique est en effet absorbée de manière homogène en surface tandis que la puissance électrique est dissipée de façon non linéaire dans le volume de l'échantillon et est proportionnelle à la résistance électrique locale due à l'échauffement par effet Joule (voir Figure II-29). Les écarts de sensibilité à faible température viennent du fait qu'à fort courant, nous ne maitrisons pas le courant qui passe par chaque pont (voir chapitre IV) provoquant une surestimation de la conductance thermique effective. Pour des températures plus élevées, la température moyenne du pont arrive à des valeurs auxquelles nous n'avons pas de mesures de résistance électrique, le dR/dT est donc sous-estimé.

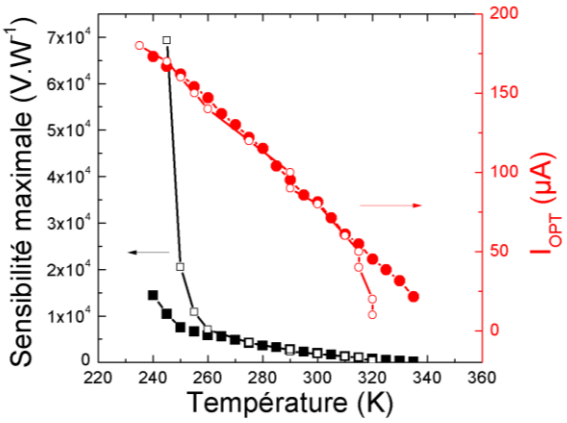


Figure III-14 Comparaison entre les sensibilités (symboles carrés) et le courant de polarisation optimal (symboles ronds) mesuré électriquement et optiquement pour les ponts parallèles 100×100 µm² (CA615-6). Les symboles vides proviennent de mesures électriques et les symboles pleins proviennent de mesures optiques. La puissance optique incidente modulée est de 24 µW.

Le ratio de la sensibilité optique et électrique (voir équation (I-13)) donne une absorption de l'ordre de 80 % à 630 nm, ce qui est conforme à ce qui a été mesuré précédemment (voir section II.1).

III.4 Banc optique du corps noir

Après avoir vérifié les performances des bolomètres LSMO dans le visible, un banc de mesures utilisant un corps noir (voir section I.1.a.) a été mis en place pour évaluer leurs performances dans la gamme infrarouge. Des mesures précédentes ont montré que le LSMO absorbe dans l'infrarouge grâce à des mesures d'absorption à l'aide d'un spectromètre infrarouge pour des couches minces non structurées de différentes épaisseurs de LSMO sur STO/Si (Figure III-15). Une absorption d'environ 85 % a été mesurée à 1,5 µm, pour des couches assez épaisses (>20 nm). Aucune mesure n'avait été réalisée sur des structures à base de LSMO.

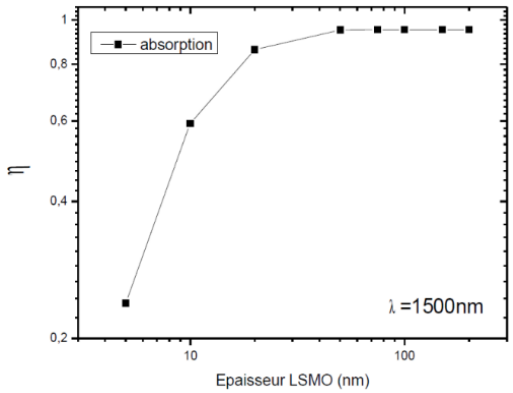


Figure III-15 Absorption mesurée sur les couches minces non structurées de LSMO/STO/Si pour différentes épaisseurs (5 nm à 200 nm) à 1,5 µm [Liu 2013b].

Un corps noir à cavité (LANDCAL R1500T) était disponible parmi les équipements du laboratoire. Il permet d'obtenir des températures élevées (au-dessus de 150 ºC) et d'émettre des rayonnements infrarouges en fixant la température de la cavité. Le diamètre de l'ouverture de sa cavité cylindrique, faite en carbure de silicium, est de 40 mm et la longueur de la cavité est de 100 mm. Sa température d'utilisation nominale se situe entre 500 ºC et 1450 ºC. La température interne est mesurée par un thermocouple (Pt-PtRh) situé au fond de la cavité et est contrôlée par un contrôleur Eurotherm 2416.

Maintenant que nous avons présenté les caractéristiques techniques du corps noir, nous allons exposer les caractéristiques de l'ensemble du banc de mesures utilisé.

Une des différences par rapport au banc optique visible est que nous ne pouvons pas moduler électriquement le flux émis par le corps noir. Nous avons donc, utilisé un chopper nous permettant de moduler mécaniquement le flux optique. Le chopper sélectionné (Stanford Research 540) module les signaux optiques grâce à différentes roues codeuses. Il peut moduler des sources lumineuses à des fréquences allant de 4 Hz à 4 kHz.

Lors des mesures de flux, il faut s'assurer que le bolomètre ne reçoit que le rayonnement émis par le corps noir. Généralement, des écrans froids sont installés autour de l'échantillon pour éviter que le bolomètre ne reçoive pas des photons provenant du fond ambiant. Le cryostat utilisé pendant cette thèse n'a pas cette possibilité malheureusement. Des diaphragmes peuvent également être utilisés devant le hublot pour contrôler l'angle sous lequel le détecteur voit le corps noir.

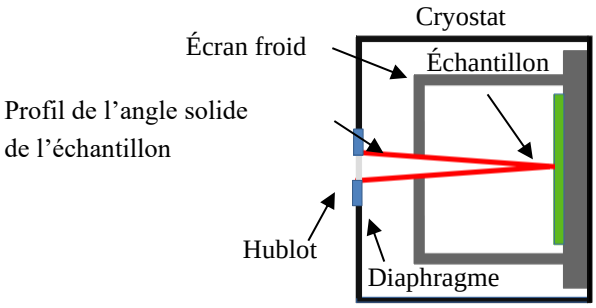


Figure III-16 Schéma de principe d'un cryostat adapté pour la mesure avec un corps noir.

La configuration utilisée lors des mesures avec le corps noir est présentée dans la Figure III-17. Le chopper a été placé entre le cryostat et le corps noir et un diaphragme permet de réduire l'angle solide du détecteur.

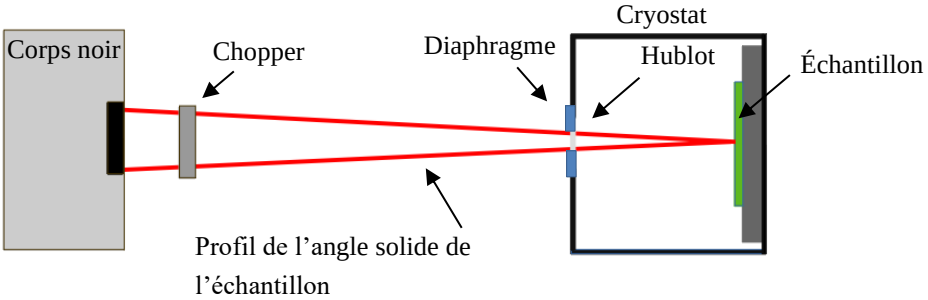


Figure III-17 Configuration utilisée lors des mesures avec le corps noir.

La puissance étant inversement proportionnelle à la distance au carré (voir section III.4.a), le cryostat a été placé devant le corps noir de façon à être le plus proche possible. Cette configuration permet d'envoyer plus de puissance à l'échantillon et de normalement maîtriser le flux. Dans la pratique, le corps noir et le cryostat sont éloignés d'une distance juste suffisante pour y placer le chopper. Si le corps noir est à 800 ºC, et si les éléments sont trop proches, il y a un suréchauffement du moteur et du disque du chopper. En effet le disque du chopper est plaqué contre la paroi externe du corps noir, en face de l'ouverture de la cavité. Lors de nos essais cette paroi atteint des températures élevées d'environ 100 °C, ce qui nous a contraint à limiter le temps de mesures pour laisser refroidir le chopper entre chaque essai. De plus, bien que la distance entre le corps noir et le cryostat ait été minimisée, cela n'était pas suffisant pour que le bolomètre soit exactement aligné et avoir l'angle solide de la Figure III-17. Un diaphragme de 8,4 mm de diamètre a donc été placé devant la fenêtre du cryostat pour réduire l'angle solide dans lequel l'échantillon voit le corps noir.

III.4.a Calcul de la puissance émise par le corps noir

Pour mesurer la stabilité de la puissance émise, nous avons placé un wattmètre (Ophir 7Z01565) et le filtre passe bande étroite FPB 2,7 µm (cf. Tableau III-1) devant le corps noir à une distance de 15 cm. Dans la Figure III-18, nous observons la stabilité de

la puissance au cours du temps pour différentes températures (entre 600 ºC et 1300 ºC) en laissant un temps de stabilisation d'environ 30 minutes entre chaque essai. Sur la Figure III-18-(b), un zoom de la puissance mesurée par le wattmètre permet d'observer la régulation de température effectuée par le contrôleur PID (Eurotherm 2416). La radiance spectrale du corps noir à 800 °C et la puissance filtrée par le filtre passe-bande FPB 2,7 sont données sur la Figure III-18-(c).

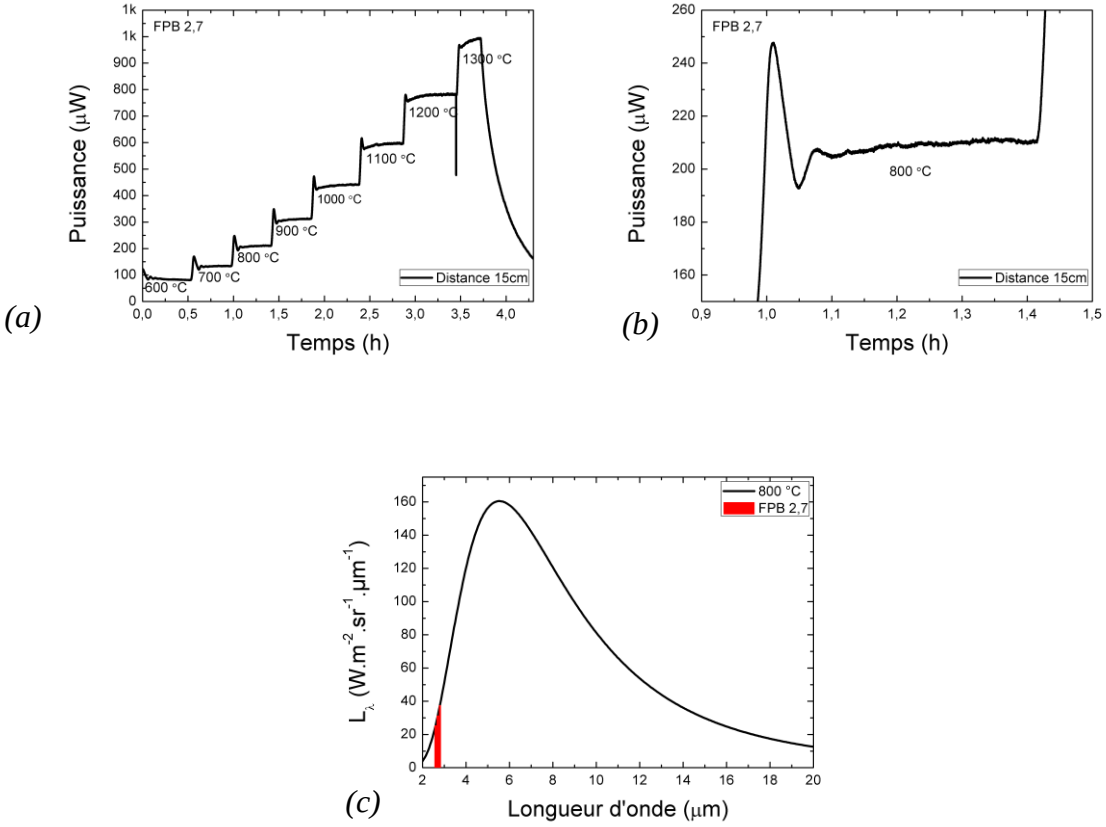


Figure III-18 (a) Puissance mesurée du corps noir avec le filtre FPB 2,7 avec (a) le wattmètre en fonction du temps à une distance de 15 cm pour différentes températures du corps noir (b) zoom sur la fluctuation de la puissance pour une température de 800 ºC et (c) radiance spectrale du corps noir en fonction de la longueur d'onde pour la température de 800 ºC et la bande spectrale filtrée par FPB 2,7 (en rouge).

A présent, nous allons montrer comment nous avons estimé la puissance reçue par l'échantillon. Dans la Figure III-19, nous avons A_1 et A_2 la surface du bolomètre et du diaphragme (qui diminue l'angle solide), respectivement et *d* la distance les séparant. Dans ce modèle, la température de la pale du chopper n'a pas été prise en compte.

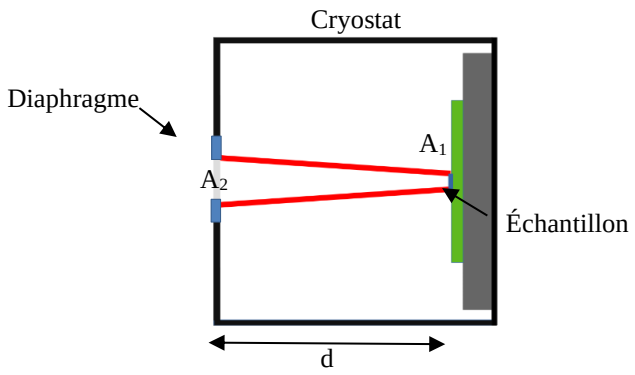


Figure III-19 Schéma du cryostat montrant les grandeurs d'intérêt pour l'estimation de la puissance reçue par l'échantillon

L'estimation de la puissance reçue est réalisée en faisant l'intégration de la radiance L_λ, équation (I-3), dans la gamme de longueur d'onde liée à la fenêtre utilisée et en multipliant par la transmission associée (présentée dans la Figure III-6). La distance entre le détecteur et le corps noir étant relativement faible, typiquement inférieure à 20 cm, l'absorption atmosphérique est négligée. La puissance émise par le corps noir vers le bolomètre est donnée par :

$$P_{opt\ 2\to1} = T_R \Omega_2 A_2 M_2 \qquad \text{(III-7)}$$

où l'angle solide est $\Omega_2 = A_1/d^2$, T_R la transmission de la fenêtre et M_2 l'émittance du corps noir (voir équation (I-3)). La puissance émise par le bolomètre et reçue par le corps noir est donné par :

$$P_{opt\ 1\to2} = T_R \Omega_1 A_1 M_1 \qquad \text{(III-8)}$$

où l'angle solide est $\Omega_1 = A_2/d^2$ et M_1 l'émittance du bolomètre. La puissance totale reçue par le bolomètre est la différence $P_{opt} = P_{opt\ 2\to1} - P_{opt\ 1\to2}$. En considérant l'émittance $M_2 \gg M_1$ nous avons :

$$P_{opt} = \frac{T_R A_1 A_2 M_2}{d^2} \qquad \text{(III-9)}$$

Si nous prenons le diamètre du diaphragme D_0 nous pouvons réécrire l'équation (III-9) :

$$P_{opt} = \frac{T_R A_1 \pi D_0^2 M_2}{4d^2} \qquad \text{(III-10)}$$

où la distance entre l'échantillon et le diaphragme, *d*, est de 34 mm (voir Figure III-20).

III.4.b Mesure de la puissance reçue par le corps noir

L'échantillon utilisé lors de la campagne de mesures avec le corps noir était le pont simple 150×4 µm² (CA508-17A). La configuration, à l'échelle, ainsi qu'une photo du banc de mesures avec le corps noir est présentée dans la Figure III-20. Il est important de remarquer que l'emplacement de l'échantillon sur le porte-échantillon dans le cryostat doit être assez précis. Le bolomètre à mesurer doit être donc positionner au centre du porte échantillon pour avoir un angle solide proche de la configuration idéale de la figure III-19.

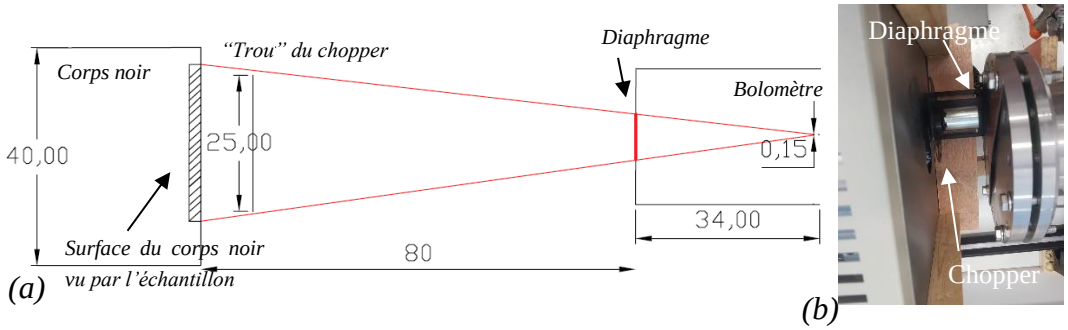


Figure III-20 (a) Banc optique avec le corps noir à l'échelle (dimensions en mm) et (b) photo du corps noir, le chopper et le cryostat avec le diaphragme installé devant le hublot.

Des mesures pour tester le banc de mesures complet, optique et électronique ont été faites dans la configuration de la Figure III-20 (a). La température du corps noir a été fixée à 800 ºC (1073 K) de façon à avoir un bon compromis entre le niveau de puissance optique et une température suffisamment basse pour ne pas endommager le chopper comme expliqué précédemment. Le flux est modulé à une fréquence de 30 Hz pour être sûr de se trouver dans la bande passante de l'échantillon (estimée à une centaine de Hz, voir modèle I.2.d). La fenêtre NaCl a été utilisée avec le diaphragme de 8,4 mm de diamètre. Le pont 150×4 µm² était polarisé à 5 µA. La tension AC en sortie de l'électronique du bolomètre éclairé par le flux modulé est montrée dans la Figure III-21.

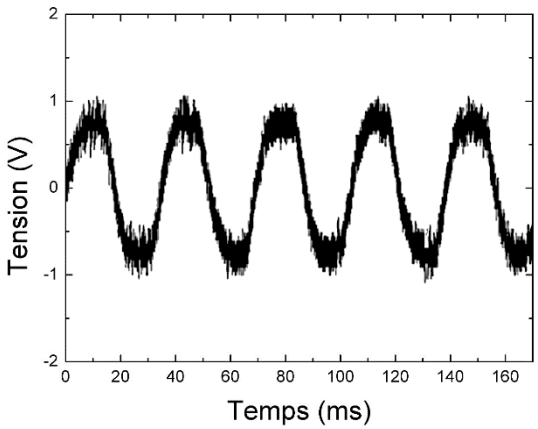


Figure III-21 Mesure d'un pont 100×4µm (CA508-17A) polarisé a 5 µA, éclairé par le corps noir à 800 ºC, modulé à 30 Hz, via la fenêtre de NaCl et le diaphragme de 8,4 mm.

Nous observons la forme trapézoïdale de la courbe qui aurait dû être carré. Ce problème apparait quand le diamètre du spot de la source est du même ordre de grandeur que la taille du trou du chopper [Duma 2013]. Idéalement, nous devrions avoir une taille de spot beaucoup plus faible que la taille du trou du chopper, ce dernier ayant une surface de 315 mm². Nous aurions pu placer un diaphragme directement devant l'ouverture de la cavité du corps noir de façon à réduire la taille du spot par rapport au trou du disque du chopper. Malheureusement, une telle configuration rend encore plus difficile l'alignement entre le corps noir, le cryostat et le bolomètre. Or, nous savons que cet alignement est critique pour obtenir des mesures de qualité.

Cette forme non carrée nous pose problème pour calculer correctement le niveau de puissance reçue. En effet, s'il est facile de connaître le niveau de puissance contenu dans un signal carré, l'exercice s'avère plus difficile pour un signal très déformé. Pour résoudre ce problème, nous avons décidé de filtrer le signal de façon à ne conserver que la puissance contenue à la fréquence fondamentale du signal. En effet, la dégradation du signal que nous observons se fait pour les harmoniques de plus haute fréquence. En ne conservant que la puissance contenue à la fréquence fondamentale nous pouvons faire une comparaison plus précise entre la puissance absorbée et la puissance réelle et étudier la constante de temps thermique [McCloskey 2014].

Nous avons donc ajouté un filtre passe bande d'ordre 4 de gain unitaire (Wavetek Rockland Dual Hi/Lo Filter 452B) à la sortie de l'amplificateur AC : la configuration est donc celle de la *Figure III-23*. Le filtre passe bande est composé de deux filtres en série, un passe-haut et un passe-bas avec des fréquences de coupure de 20 et 40 Hz respectivement. A la fréquence de modulation 30 Hz, proche de la fréquence centrale du filtre, un gain de 0,96 a été mesuré. Sa fonction de transfert est présentée dans la Figure III-22.

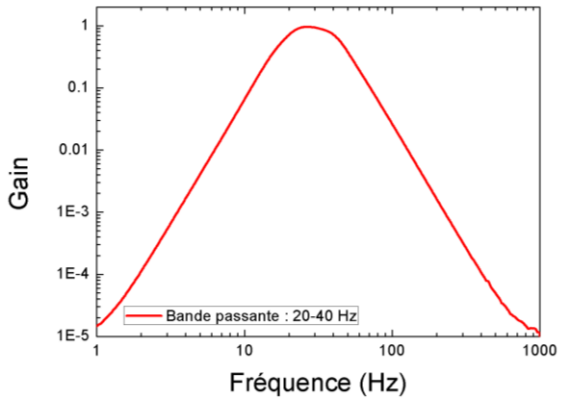


Figure III-22 Fonction de transfert du filtre passe bande de 4ème ordre de gain unitaire ajouté en sortie de l'électronique pour filtrer la fréquence fondamentale du signal de sortie.

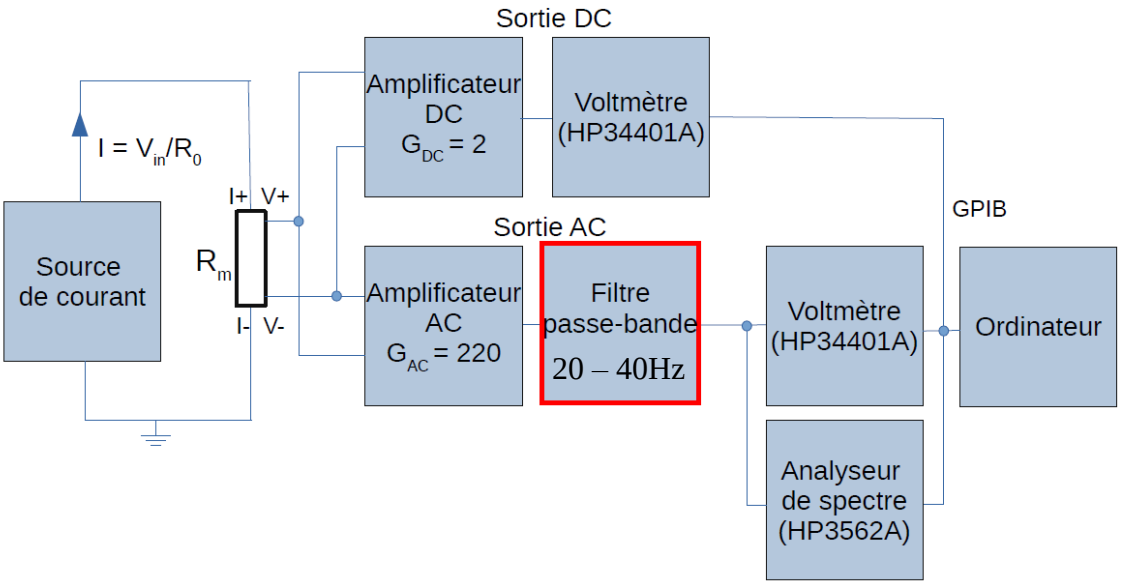


Figure III-23 Schéma modifié de la chaine de mesure électronique utilisant un filtre passe-bande pour le filtrage de la raie fondamentale lors de la modulation par un chopper.

Nous avons calculé les valeurs de puissance théorique reçue par l'échantillon (sans modulation) dans le Tableau III-4, à partir des équations (I-3), en faisant l'intégration dans la bande spectrale des filtres optiques (Figure III-6) et en utilisant l'équation (III-5).

Fenêtres	**M à 800 °C ($W \cdot m^{-2}$)**	**M à 1000 °C ($W \cdot m^{-2}$)**	**$P_{théo}$ à 800 °C (nW)**	**$P_{théo}$ à 1000 °C (nW)**
NaCl	21215	42245	610,2	1215,1
Ge	7411	11650	213,2	335,1
Saphir	17448	38307	501,9	1101,9
FPB 2,7	466	1025	13,4	29,5
FPB 4,26	732	1235	21,1	35,5
FPH 7,3	3389	3752	97,5	107,9
FPH 2,4	15096	30435	434,2	875,4

Tableau III-4 Émittance M du corps noir et l'estimation de la puissance théorique incidente reçue par le bolomètre (CA508-17A) de dimension 150×4 µm² avec le diaphragme de 8,4 mm de diamètre à 800 °C et 1000 °C pour les différents filtres optiques.

Il faut maintenant mesurer la puissance incidente. L'estimation de la puissance absorbée par l'échantillon a été faite à partir de la mesure de la tension AC, en prenant en compte la sensibilité au courant de polarisation et la fonction de transfert de la chaine de mesures. La courbe R(T) du pont 100×4µm² a été présentée en Figure II-23 (d). A partir de la valeur de $\frac{dR}{dT}$ (égale à 1650 $\Omega \cdot K^{-1}$ à 300 K), et de la conductance thermique $G_{géo}$ de $3{,}8 \times 10^{-7}$ $W \cdot K^{-1}$, il est possible d'estimer la sensibilité à 23,3 kVW^{-1} (en supposant $\eta = 1$).

La puissance incidente reçue est donnée par la tension en sortie, ramenée à l'amplitude du signal modulée, divisée par la sensibilité électrique au courant et à la température donnée :

$$P_{reçue} = \frac{V_{AC} \cdot \sqrt{2}}{G_{AC} \cdot G_{filtre} \cdot \Re_V \cdot F_T} \text{ (W)} \qquad \text{(III-11)}$$

où F_T = 0,64 [Lam] est un facteur correctif correspondant à la décomposition de Fourier du fondamental d'un signal carré(ce facteur permet de prendre en compte le fait que nous ne mesurons que la puissance contenue à la fréquence fondamentale du signal tout en faisant l'hypothèse raisonnable, qu'il n'y a pas de différence entre la puissance du fondamental d'un signal carré et celle du signal trapézoïdale mesuré). Le facteur $\sqrt{2}$ est dû à la mesure de la tension efficace V_{AC} en sortie du filtre à l'aide d'un multimètre. Les résultats des mesures sont présentés dans le Tableau III-5.

	V_{AC} (mV) 800 °C	**V_{AC} (mV) 1000 °C**	**P_r (nW) 800 °C**	**P_r (nW) 1000 °C**
NaCl	55,5	95,5	23,1	39,6
Ge	30	31	12,4	12,9
Saphir	44,4	51	18,4	21,1
FPB 2,7		1,2		0,5
FPB 4,26		0,9		0,4
FPH 7,3	11	13	4,6	5,4
FPH 2,4	33	66	13,7	27,3

Tableau III-5 Tension efficace de sortie VAC et estimation de la puissance reçue par le pont de 100×4µm² (CA508-17A) polarisé à 5 µA à 300 K (en supposant η≈1).

En utilisant les résultats estimés du Tableau III-4 et la puissance reçue mesurée du Tableau III-5, le rapport de ces valeurs permet d'obtenir une estimation de l'absorption, η, du bolomètre.

	Rapport $P_r/P_{théo}$ (%) 800 °C	Rapport $P_r/P_{théo}$ (%) 1000 °C
NaCl	3,8	3,3
Ge	5,8	3,8
Saphir	3,7	1,9
FPB 2,7		1,7
FPB 4,26		1,0
FPH 7,3	4,7	5,0
FPH 2,4	3,2	3,1

Tableau III-6 Rapport entre la puissance mesurée et la puissance théorique pour les différents filtres optiques pour le pont de 100×4µm² (CA508-17A) polarisé à 5 µA à 300 K (en supposant η≈1).

Nous constatons que le rapport entre la puissance mesurée et théorique est très faible. Cet écart pourrait s'expliquer par une faible absorption pour les longueurs d'onde concernées. Cependant, l'absorption dans la gamme du visible étant d'environ 80 % (cf. II.1.a), nous avons décidé de conduire des mesures complémentaires de façon à s'assurer que nous mesurions bien le signal en provenance du corps noir.

En faisant varier la distance entre l'échantillon et le corps noir, nous allons chercher à voir si la réponse est effectivement inversement proportionnelle au carré de la distance. La réponse optique du bolomètre a été mesurée à l'aide du corps noir à 1200 °C, température plus élevée que pour les mesures précédentes, pour avoir suffisamment de signal à distances plus importantes, sans surchauffer le chopper, avec une modulation à 30 Hz et un filtre Ge. Les mesures obtenues sont présentées sur la Figure III-24, on y voit également un ajustement en 1/d². Cette figure tend à nous conforter dans l'idée que c'est bien le flux lumineux que nous mesurons.

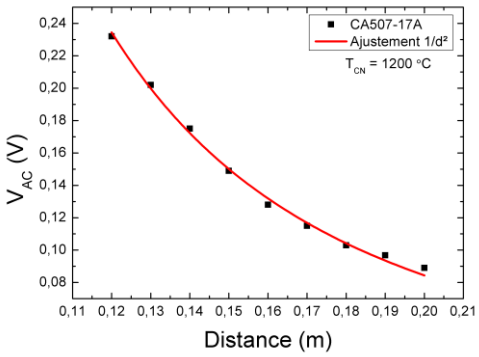


Figure III-24 Tension efficace AC en sortie du pont de 100x4µm² (CA508-17A) polarisé à 5 µA à 300 K en fonction de la distance du corps noir à 1200 °C.

Pour chercher les autres sources possibles de problèmes pouvant expliquer le faible niveau des puissances mesurées, il faut analyser le banc optique. Nous pouvons voir dans la Figure III-25, une vue de face à l'échelle du disque du chopper, le diamètre

de la cavité du corps noir (4 cm) en rouge et de l'angle solide vu par le détecteur à travers de l'ouverture du diaphragme (en bleu). Nous remarquons alors que le détecteur voit une surface plus grande que la taille des trous du disque du chopper. Ce qui signifie que la surface vue par le détecteur n'est pas intégralement éclairée, cette différence engendre une perte d'environ 52 % pour le diaphragme de 8,4 mm.

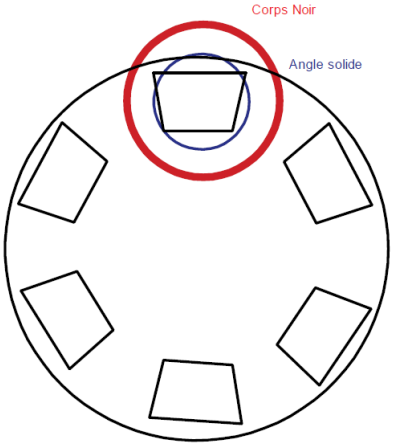


Figure III-25 Vue de face à l'échelle du disque du chopper (SR540) avec le diamètre du corps noir, et la projection de l'angle solide vu par le bolomètre à travers le diaphragme.

En plus de cette perte, j'ai observé également que si le cryostat est déplacé pour changer d'échantillon, il est difficile de remettre tous les éléments exactement à la même place. Ce qui dégrade la reproductibilité des mesures.

Des nouvelles mesures avec les filtres passe bande (FB 2,7 et 4,26) et le corps noir à 1000 ºC ont été faites. Pour cela, une attention toute particulière a été portée sur le positionnement du bolomètre au centre du porte échantillon. On peut noter la forte réduction de l'écart entre la puissance reçue et théorique (Tableau III-7) : il y a présent un facteur d'environ 10. Il reste probablement trop nombreuses incertitudes sur la valeur exacte de la puissance reçue par le bolomètre. Cette différence, nous a incité à utiliser des sources cohérentes plus faciles à quantifier (laser 3,39 µm par exemple).

	V_{AC} (mV) Première mesure	V_{AC} (mV) Bolomètre recentré	P_r (nW) Première mesure	P_r (nW) Bolomètre recentré	Rapport Première mesure $P_r/P_{théo}$ (%)	Rapport Bolomètre recentré $P_r/P_{théo}$ (%)
FPB 2,7	1,2	21,5	0,4	6,2	1,2	13,7
FPB 4,26	0,9	13,8	0,3	4,1	0,7	17,6

Tableau III-7 Valeurs de tension efficace et puissance incidente reçue estimée avant et après repositionnement du bolomètre sur le porte échantillon, pour 2 filtres optiques pour le pont de 100×4µm² (CA508-17A) polarisé à 5 µA à 300 K éclairé par un corps noir à 1000 °C

Malgré ces problèmes de métrologie, nous avons pu constater que le bolomètre LSMO absorbe dans la gamme IR. Le coefficient d'absorption à 2,7 µm et 4,26 µm est probablement environ de 20 % compte tenu des rapports observés.

Les puissances théoriques et les puissances mesurées sont présentées respectivement sur la Figure III-26-(a) et (b). Nous pouvons remarquer la similarité d'allure entre les deux histogrammes. Cette similarité nous indique que le détecteur est bien sensible aux effets provoqués par les changements de filtres. Ce qui nous conforte dans le fait que le signal mesuré est bien en provenance du corps noir.

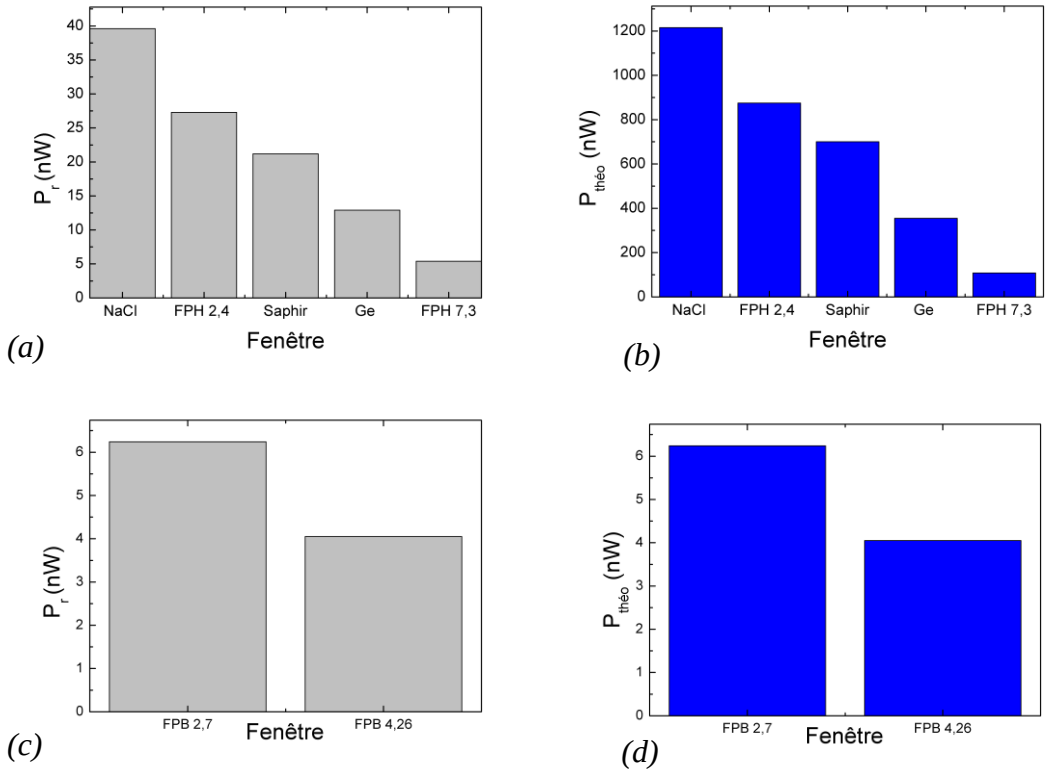


Figure III-26 (a) Puissance mesurée et (b) théorique avec différents filtres (Tabelau III-5) *(avant recentrage du porte échantillon) (c) Puissance reçue par l'échantillon et (d) théorique avec les filtres FPB 2,7 et FPB 4,26 (après recentrage du porte échantillon).*

III.5 Performances optiques à 3,39 µm (He-Ne)

Les résultats obtenus, présentés au tableau III-5, lors des mesures en utilisant le corps noir indiquent que les bolomètres LSMO absorbent dans l'infrarouge lointain (au-dessus de 7,3 µm). Cependant, nous ne pouvons pas quantifier correctement les performances des bolomètres (absorption, détectivité, NEP) car il y a trop d'incertitudes lors des mesures avec le corps noir. Pour la suite, un banc de mesures optique a été développé en utilisant un laser IR de longueur d'onde 3,39 µm. Le banc optique sera décrit, et les mesures de sensibilité optiques seront présentées et analysées.

III.5.a Description du banc laser 3,39 µm

Le laser à gaz He-Ne (R-32172) offre un faisceau en continu à une longueur d'onde de 3,39 µm avec une puissance nominale de 2,0 mW. Le milieu actif est un mélange He : Ne (10 : 1). Le laser possède une cavité optique adapté pour tirer parti de la transition 3s-3p entre deux sous niveaux de l'atome de néon.

Le banc de mesures peut être observé dans la Figure III-27. Le faisceau issu du laser passe par le filtre passe haut FPH 2,4, présenté précédemment dans la Figure III-6. Il permet de couper la composante visible du faisceau. La modulation optique du faisceau laser est réalisé par un chopper (SR540). Le faisceau est divisé en deux à l'aide d'une fenêtre de CaF_2 ayant un dépôt d'un verre de GaGeSbSe à sa surface. Cette fenêtre permet d'avoir une atténuation fixe, en effet l'indice élevé du verre déposé sur la fenêtre cause des réflexions qui atténuent le signal.

Une partie du faisceau est alors focalisée, à l'aide d'une lentille convergente (f = 225 mm), sur le détecteur. L'autre partie va sur un photodétecteur (PDA20H-EC) PbSe, fonctionnant dans la gamme 1,5 – 4,8 µm, pour mesurer la puissance du faisceau en temps réel. La fenêtre de NaCl a été utilisée dans le cryostat car elle permet d'avoir une transmission de 90 % pour la longueur d'onde du laser (Figure III-6).

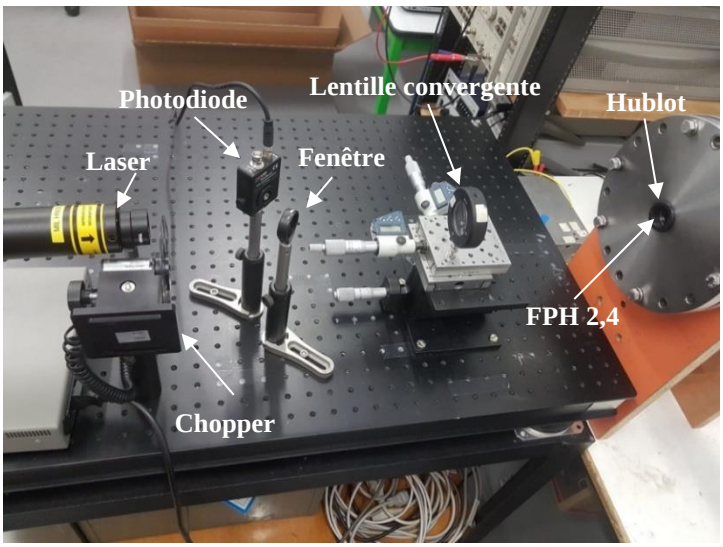


Figure III-27 Banc de mesures optiques avec le laser He-Ne 3,39 µm.

Toujours dans le but de faire les mesures de sensibilité il est important, comme nous l'avons montré pour le laser visible, de connaitre la taille du spot laser He-Ne. N'ayant pas de caméra adaptée, une technique classique de mesure de la taille d'un faisceau gaussien appelée « *Knife-Edge* » ou « lame de couteau » a été utilisée pour la mesure de la taille du spot. Comme il s'agit d'un laser qui émet une puissance continue, la technique, bien que longue, est adaptée. Cette technique consiste à déplacer une lame droite dans l'axe orthogonal à l'axe de propagation optique avec un pas connu et de mesurer la puissance derrière la lame. Une fois que la lame couvre tout le spot la puissance

mesurée tombe à zéro. La dérivée de la courbe de puissance, ainsi obtenue, en fonction de la position donne une fonction gaussienne, si le spot est bien gaussien.

Pour la réalisation de cette mesure, le wattmètre a été mis à la place de l'échantillon, les éléments optiques (lentille et fenêtre NaCl) ont été conservés dans la même position pour avoir la valeur de puissance incidente directement sur l'échantillon. Une lame droite a été installée sur une table micrométrique et un pas de 20 µm a été utilisé. La Figure III-29 présente la mesure de la taille du laser He-Ne, une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 1,17 mm a été trouvée. En considérant que la largeur à mi-hauteur est identique dans la direction orthogonale, la surface du spot sera de 1,08 mm². Nous pouvons observer, dans la Figure III-28, la mesure de la puissance en fonction de la distance parcourue par la lame, la puissance diminue en mesure que la lame couvre le spot laser.

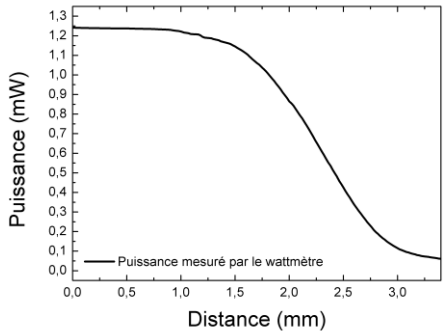


Figure III-28 Puissance mesurée par le wattmètre en fonction de la distance totale parcourue par la lame devant le spot laser 3,39 µm.

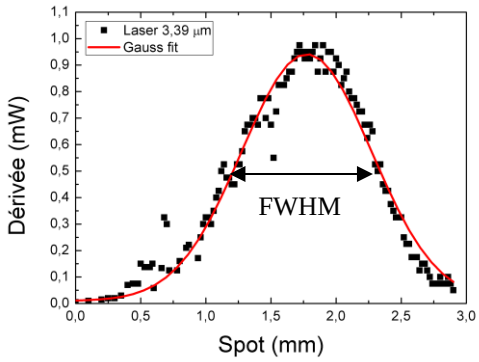


Figure III-29 Mesure de la taille du spot laser 3,39 µm.

III.5.b Caractéristiques à 3,39 µm

Le laser IR à 3,39 µm a été utilisé pour l'étude des ponts simples et ponts parallèles de 30 nm d'épaisseur de LSMO. Les échantillons sont listés sur le Tableau III-8.

Échantillon	Dimensions (µm²)	dR/dT (Ω·K⁻¹) à 300 K	I_{opt} (µA) à 300 K	TCR (%·K⁻¹)	R (kΩ) à 300 K
BA029	50×4	1065	12	4,24	25,1
BA029	100×4	1674	7	3,70	45,3
BA082	50×4	727	10	2,46	29,5
BA082	100×4	1037	4	1,37	75,4
BA082	50×50	113	86	2,59	4,4
BA082	100×100	111	84	2,81	3,9

Tableau III-8 Échantillons caractérisés avec le laser IR à 3,39 µm. Les ponts simples sont situés dans la partie supérieure du tableau et les ponts parallèles dans la partie inférieure.

Un exemple de mesure de la sensibilité optique en fonction de la température pour l'échantillon BA029 est donné dans la Figure III-30 : nous pouvons vérifier que le pont a bien une réponse bolométrique, car la sensibilité optique est proportionnelle à dR/dT.

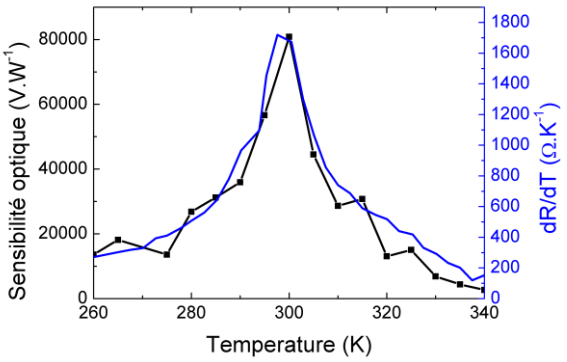


Figure III-30 Sensibilité optique à 3,39 µm et dR/dT d'un pont suspendu de 100×4 µm² polarisé à 7 µA en fonction de la température (BA029).

La sensibilité optique en fonction du courant pour différents températures, Figure III-31, été mesurée pour les ponts simples de 50 et 100 µm de longueur de l'échantillon BA029.

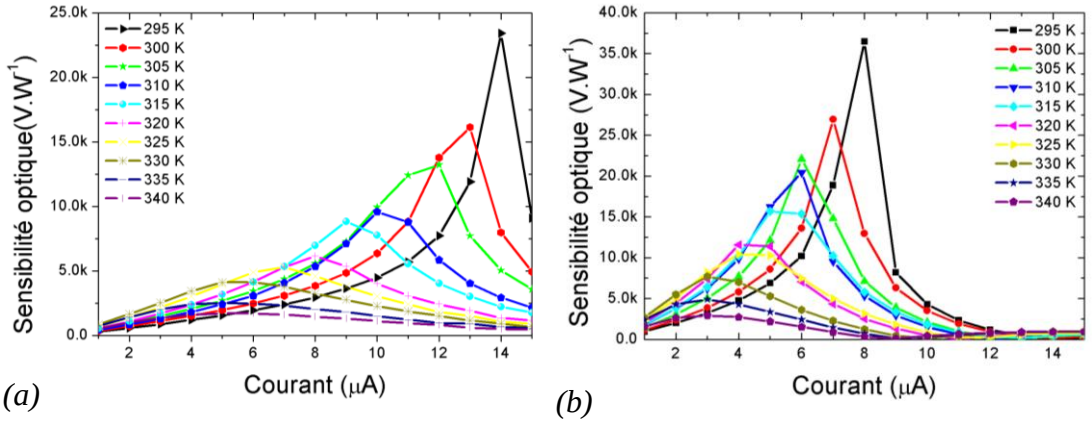


Figure III-31 Sensibilité optique à 3,39µm (pour un signal modulé à 30 Hz) en fonction du courant pour les ponts simples de (a) 50×4 µm² et (b) 100×4 µm² de l'échantillon BA029.

Nous remarquons un comportement similaire de la sensibilité optique avec celui observé à 630 nm. Nous pouvons voir que le maximum de sensibilité optique, comme pour les mesures dans le visible (voir Figure III-12), est plus importante à faible température.

Pour le pont plus long, celui de 100 µm de longueur, le courant optimal est plus faible que pour celui de 50 µm dans les mêmes conditions de température. La sensibilité optique est également plus importante pour des ponts plus longs. La conductance thermique est en effet inversement proportionnelle à la longueur. Cette analyse a été détaillée précédemment (cf. section II.4.a).

Dans la Figure III-32, nous présentons la sensibilité électrique et optique des ponts simples en fonction du courant à 300 K, pour l'échantillon BA082. Nous remarquons que la sensibilité des ponts simples de cet échantillon est plus petite que de celle de l'échantillon présenté dans la Figure III-31. Ce fait est dû à la valeur de dR/dT qui est plus petite pour cet échantillon (voir section II.3.f), les bolomètres fabriqués à partir de ce dernier sont donc tous un peu moins sensibles.

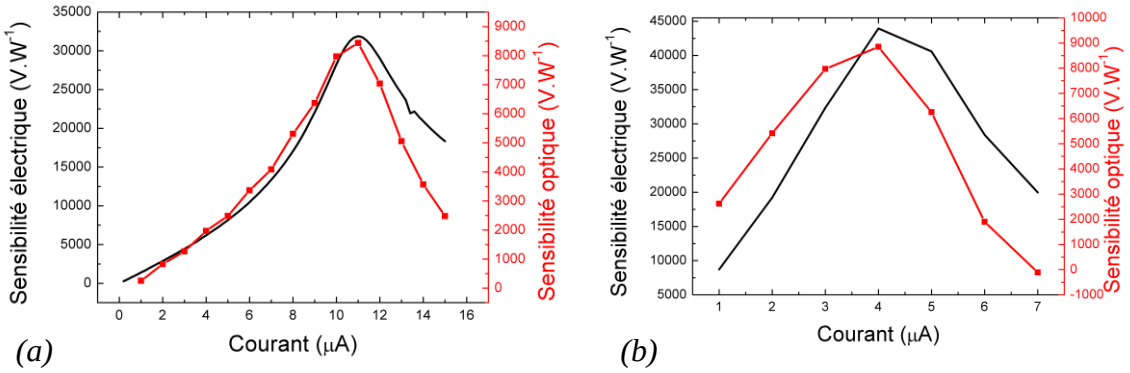


Figure III-32 Sensibilité optique à 3,39µm (pour un signal modulé à 30 Hz) en fonction du courant pour les ponts simples de (a) 50×4 µm² et (b) 100×4 µm² de l'échantillon BA082 à 300 K.

La Figure III-33 présente la sensibilité électrique et optique des ponts parallèles (BA082) en fonction du courant à 300 K. Les deux ponts ont des résistivités électriques similaires (voir la résistivité électrique de l'échantillon Figure II-24) ainsi que des valeurs de conductance thermique très proches. Pour le bolomètre 50×50 µm² la conductance thermique vaut $3{,}2\times10^{-6}$ W·K^{-1} et celle du bolomètre 100×100 µm² $3{,}0\times10^{-6}$ W·K^{-1} (Tableau II-9 BA082 PP50-1 et BA082 PP100-1). Comme attendu, ces paramètres expliquent le fait que la sensibilité électrique des deux échantillons est similaire.

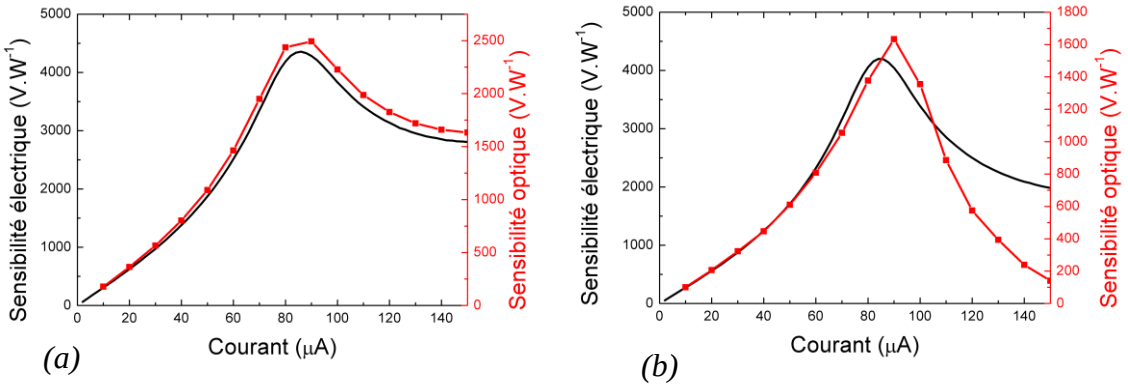


Figure III-33 Sensibilité optique à 30 Hz en fonction du courant pour les ponts parallèles de (a) 50×50 µm² et (b) 100×100 µm² de l'échantillon BA082 à 3,39µm, à 300 K.

Dans la Figure III-34 nous avons alors vérifié la linéarité de la réponse des bolomètres en fonction de la puissance reçue. Cette mesure a été réalisé à 300 K avec les courants optimaux de chaque structure. La puissance du laser étant fixe, nous avons dû l'atténuer à l'aide de fenêtres en verre pour avoir différents niveaux de puissance optique. Les fenêtres à notre disposition engendrant un niveau relativement important d'atténuation (environ 70% pour chaque fenêtre), nous n'avons pu réaliser que deux atténuations (en combinant deux fenêtres). Le rapport des surfaces réelles des bolomètres de 50×50µm² et de 100×100µm² est de 3,68 : la puissance incidente reçue par chacun d'entre eux est donc différentes. Le rapport entre la tension efficace V_{AC} (donc la puissance reçue) par les deux bolomètres est légèrement différent et vaut environ 3,13. Cet écart est vraisemblablement dû aux incertitudes de mesures des dimensions des ponts parallèles.

En calculant les rapports entre sensibilités électrique et optique, nous en déduisons une absorption d'environ 30 % à 3,39 µm. Cette valeur est comparable avec les coefficients d'absorption mesurés à 630 nm et avec le corps noir : le bolomètre absorbe bien dans l'IR moyen et sans couche absorbante.

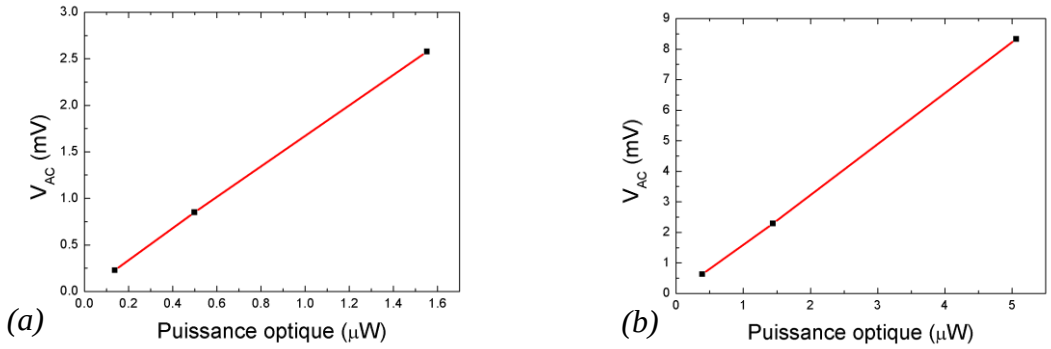


Figure III-34 Tension aux bornes des ponts parallèles de (a) 50×50 µm² et (b) 100×100 µm² en fonction de la puissance optique reçue (3,39 µm) modulée à 30 Hz, à 300 K et pour le courant optimal de polarisation I_{opt} de 86 et 84 µA respectivement.

III.6 Performances dans le MIR et FIR

Les résultats obtenus lors des mesures en utilisant le corps noir et le laser IR de longueur d'onde 3,39 µm nous a permis de voir les performances des bolomètres LSMO dans l'infrarouge moyen. Pour aller plus loin, des mesures sur la ligne AILES du synchrotron SOLEIL ont été faite pour connaître le comportement des bolomètres suspendus dans d'autres gammes de longueur d'onde (MIR, LIR). Une campagne de mesures de deux jours a été effectuée en Juillet 2019.

III.6.a Description synchrotron Soleil

Une simple description du principe d'émission de rayonnement synchrotron est faite ci-après. Nous nous limiterons aux aspects nécessaires à la compréhension des mesures effectuées.

Le synchrotron SOLEIL « *Source Optimisée de Lumière d'Énergie Intermédiaire du LURE* », le LURE étant le « *Laboratoire d'Utilisation de Rayonnement Électromagnétique* », est un accélérateur de particules. Les électrons sont produits au sein d'un canon à électrons au LINAC « *LINear Accelerator* » puis sont groupés en paquets et accélérés. Ils sont ensuite introduits dans un booster pour être accélérées et énergisées. Ils sont ensuite transférés dans l'anneau de stockage qui est constitué de plusieurs sections rectilignes liées entre elles par des aimants de courbures. Le rayonnement synchrotron est émis quand les électrons perdent de l'énergie quand ils sont déviés par le champ magnétique des aimants de courbures ou par des onduleurs [Gruet 2016].

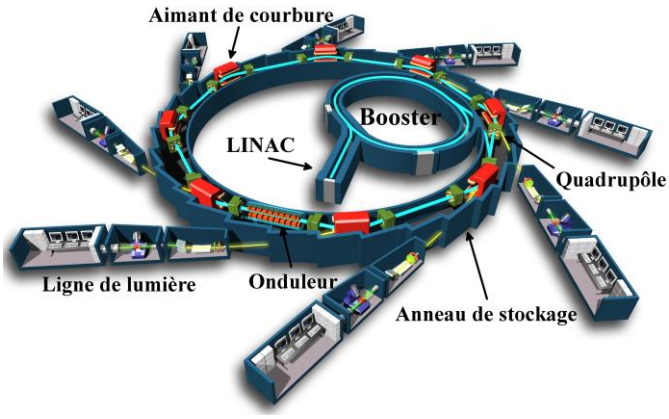


Figure III-35 Schéma du synchrotron SOLEIL et de la circulation des électrons.[11]

La ligne AILES « *Advanced Infrared Line Exploited for Spectroscopy* » couvre la gamme s'étendant des infrarouges aux térahertz (3 µm à 1,25 mm). La ligne est utilisée dans des applications où il est nécessaire de combler le gap spectral entre l'IR et les micro-ondes avec une intensité importante et une grande stabilité.

III.6.b Caractéristiques du faisceau Soleil

Dans la Figure III-36 nous pouvons voir l'intérieur du cryostat utilisé lors des mesures au synchrotron SOLEIL auquel l'échantillon a été placé. Le faisceau a été modulé à l'aide du chopper (SR540). L'échantillon a été collé sur un port échantillon en cuivre comportant une sonde Pt100 pour mesurer la température.

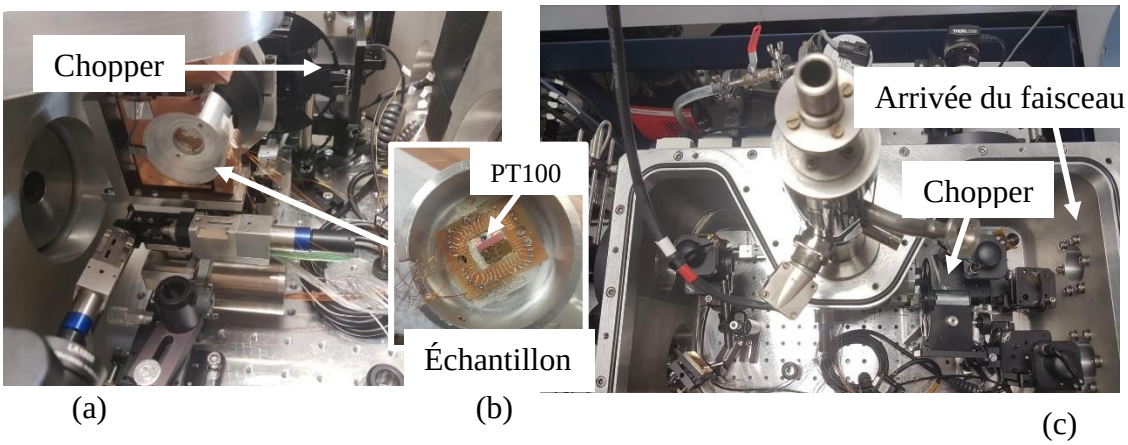


Figure III-36 (a) Vue de l'intérieur du cryostat où l'échantillon a été placé, (b) vue détaillée du porte l'échantillon avec la sonde Pt100, (c)vue de dessus du cryostat avec l'entrée du faisceau et le chopper.

La chaine de mesures décrite dans la section III.1 a été utilisé lors de la campagne de mesure au synchrotron SOLEIL. L'ensemble du cryostat (contenant l'échantillon et le

[11] https://www.synchrotron-soleil.fr/fr/recherche

chopper) est placé sous vide secondaire pour être compatible avec l'installation et les performances des bolomètres suspendus.

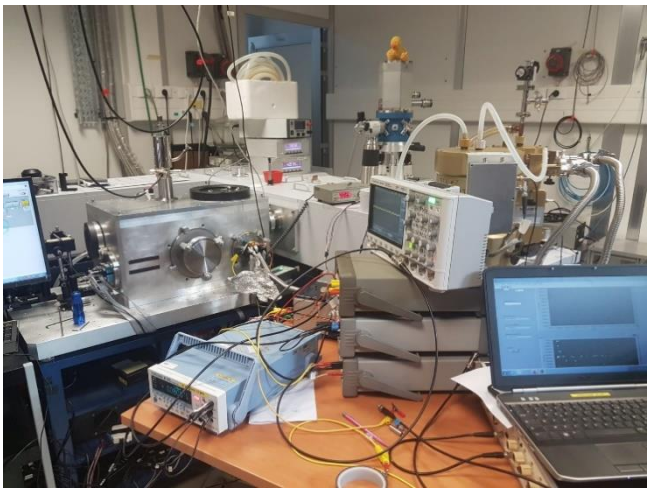


Figure III-37 Photographie de l'ensemble avec le cryostat, notre équipement et l'ordinateur qui récupère les données.

Deux types de rayonnement sont disponibles : un rayonnement MIR et un rayonnement FIR. La source synchrotron est plus intense aux faibles longueurs d'ondes (MIR). Le profil spectral normalisé du faisceau des deux gammes (MIR et FIR) est présenté dans la Figure III-38. Le rayonnement émis dépend de la longueur d'onde et ressemble grossièrement à un profil gaussien entre 2 µm et environ 20 µm pour la gamme MIR, et entre 12 µm et 200 µm pour la gamme FIR. Le faisceau a été filtré par des filtres optiques différents en fonction de la gamme de rayonnement.

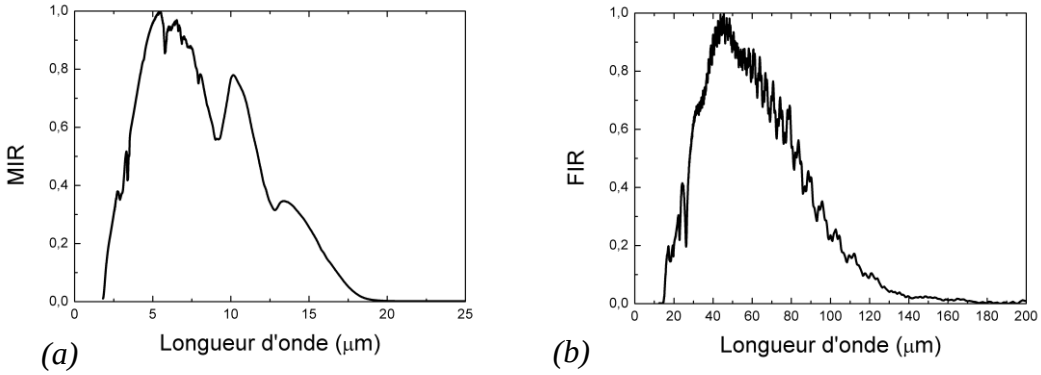


Figure III-38 Profil du spectre du faisceau synchrotron dans la gamme (a) MIR et (b) FIR.

Le faisceau a été filtré par deux filtres optiques. Pour le MIR, nous avons utilisé des fenêtres en KBr et la beamsplitter en KBr, un avec une transmission de 85 % dans la gamme 1,2 – 25 µm. Les mesures faites dans le MIR le sont avec un filtre optique passe-

bande (BBP 8600-12200 nm- Spectrogon), utilisé en série pour pouvoir quantifier les performances du détecteur dans cette gamme de longueur d'onde. Le spectre de transmission du filtre est présenté dans la Figure III-39. Dans la bande de transmission, le filtre a une transmission de 87 %.

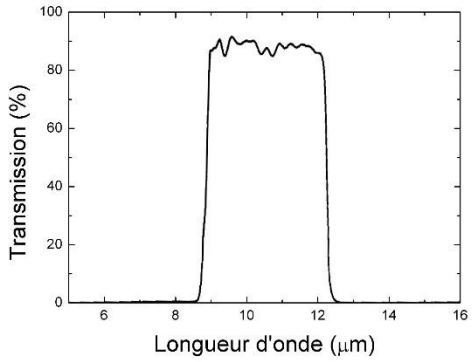


Figure III-39 Spectre de transmission du filtre passe bande 8,6 - 12,2 µm (FPB 10).[12]

Pour la gamme FIR nous avons utilisé une autre lame séparatrice (*beamsplitter*) et des fenêtres en polyéthylène (Mylar) transmettant dans la gamme 16 à 1000 µm. Le Tableau III-9 résume les filtres utilisés et leurs gammes de transmission respectives.

Filtre	**Gamme de transmission (µm)**
IR proche/moyen/lointain (MIR)	1,25 – 25
IR lointain (FIR)	16 - 1000
Filtre passe bande (FPB 10)	8,6 ± 0,2 – 12,2 ± 0,2

Tableau III-9 Filtres utilisés avec le faisceau SOLEIL avec leurs gammes de transmission nominale respectives.

Le faisceau est focalisé sur un iris qui permet de modifier l'intensité de la puissance incidente en changeant son diamètre d'ouverture. Un wattmètre a été mis en lieu et place de l'échantillon, les filtres optiques (MIR et FIR) ont été conservés dans la même configuration que celle des mesures de façon à connaître la valeur de puissance incidente reçue par l'échantillon. La puissance a été mesurée pour différentes ouvertures de l'iris (Figure III-40). On remarque que la puissance incidente est plus importante dans la gamme MIR : il y a environ un facteur 4 par rapport à la puissance incidente dans la gamme FIR. Pour une ouverture d'iris d'environ 2 mm^2, la puissance incidente n'est plus proportionnelle à la surface d'ouverture. La totalité du faisceau passe donc totalement à travers les grandes ouvertures. Sa surface doit être de l'ordre de 2 à 3 mm^2.

[12] https://www.spectrogon.com/

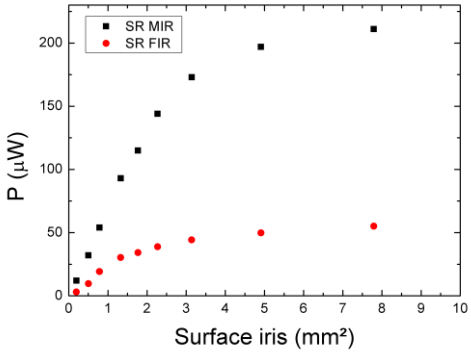


Figure III-40 Puissance mesurée par le wattmètre à la place du détecteur pour les mêmes conditions de mesures pour les gammes MIR et FIR[13].

III.6.c Caractérisation optique et électrique dans l'infrarouge moyen et lointain

Après avoir présenté les caractéristiques du faisceau SOLEIL et des filtres utilisés, nous allons à présent présenter les mesures effectuées.

III.6.c.1 Caractérisation d'un pont non suspendu

La première mesure réalisée avec le faisceau SOLEIL était dans la gamme MIR, avec un bolomètre non suspendu pour vérifier le protocole de mesure, la chaine de mesure et vérifier que le LSMO absorbe dans cette gamme de longueur d'onde. Ce détecteur est une piste en LSMO de 200 µm de largeur, 600 µm de longueur et d'épaisseur 50 nm sur substrat de STO (échantillon BA006). La courbe de R(T) est donnée Figure III-41-(a). Pour une puissance incidente donnée, une variation de courant a été réalisée pour estimer la sensibilité optique du bolomètre (Figure III-41-(b)). Comme attendu par le modèle du bolomètre (cf. formule (I-13)), on remarque que la tension efficace AC est bien proportionnelle au courant de polarisation. Il est aussi possible d'utiliser un courant de polarisation élevé car le bolomètre n'étant pas suspendu, la conductance thermique est élevée (de l'ordre de $10^{-3}\times W\cdot K^{-1}$). La sensibilité de ce bolomètre est donc au moins 1000 fois plus faible que les structures suspendues présentées auparavant dans cette thèse.

[13] Mesures effectuées par J.-B. Brubach (SOLEIL)

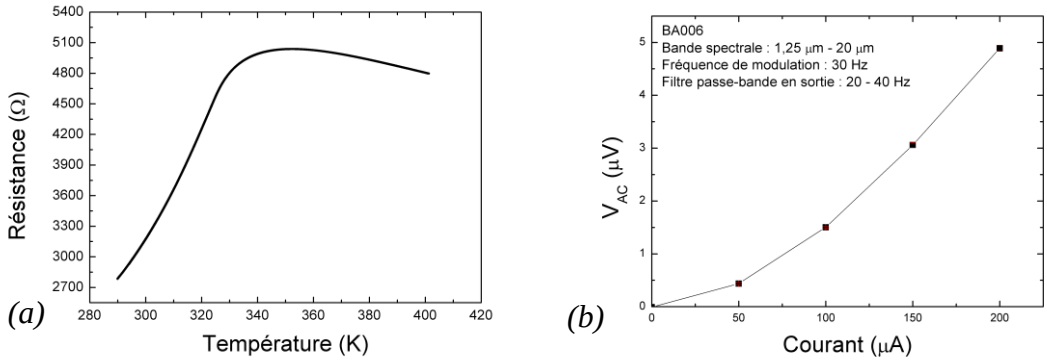


Figure III-41 (a) Résistance électrique en fonction de la température (b) Variation de la tension efficace du bolomètre non suspendu (BA006) en fonction du courant de polarisation à 300 K avec le faisceau dans la gamme MIR modulé à 30 Hz. (BA006).

III.6.c.2 Caractérisation d'un pont suspendu

La sensibilité optique du pont suspendu de 100×4 µm² (BA082) polarisé à 4 µA a été mesuré dans les 3 configurations du Tableau III-9, avec une ouverture d'iris de 2 mm.

Pour mesurer la taille du spot dans la gamme MIR (Figure III-45) et dans la gamme FIR (Figure III-43), le faisceau a été déplacé sur l'échantillon dans deux axes différents orthogonaux, sur la largeur (Z) et la longueur (Y). Les largeurs à mi-hauteur ont été estimées pour ces deux gammes et présentées dans le Tableau III-10.

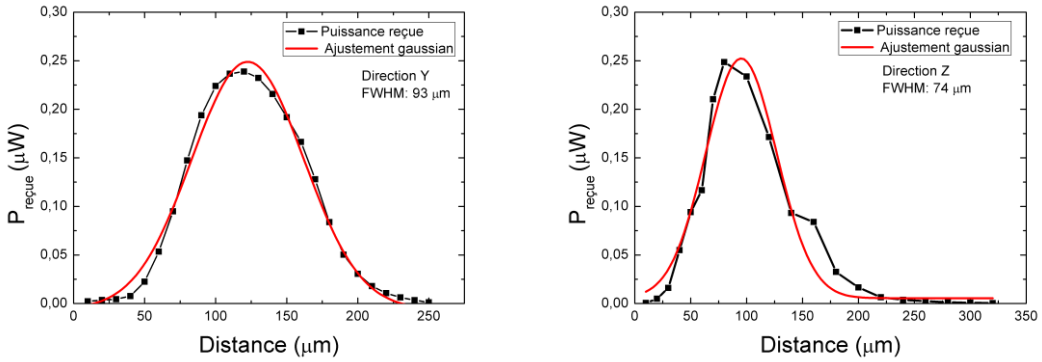


Figure III-42 Déplacement du faisceau sur la longueur et largeur du pont dans la gamme MIR

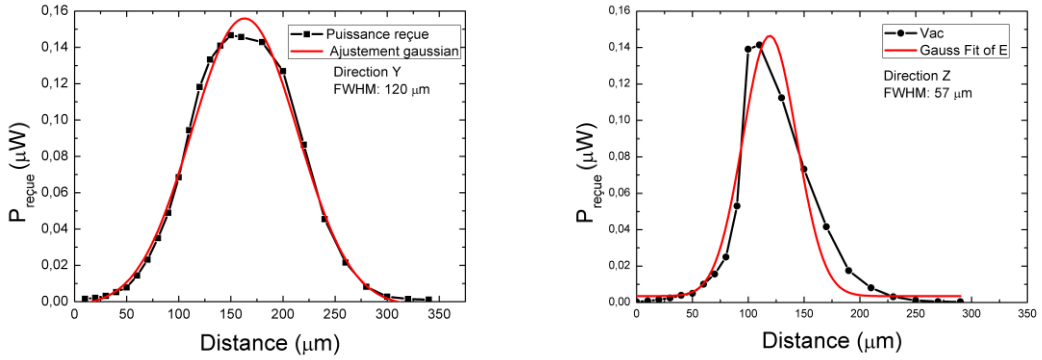


Figure III-43 Déplacement du faisceau sur la longueur et largeur du pont avec le filtre FIR et le faisceau modulé à 30 Hz.

	X (µm)	Y (µm)	Surface (µm²)
MIR	93	74	21620
FIR	120	57	21488

Tableau III-10 Mesure de la taille du faisceau SOLEIL, avec l'échantillon 100×4 µm² (BA082), modulée à 30 Hz.

La puissance reçue par l'échantillon a été estimée en calculant le rapport entre la surface du pont suspendu et la surface estimée à partir de la largeur à mi-hauteur mesurée par le bolomètre (Tableau III-10) et en considérant la calibration effectuée précédemment (Figure III-40).

La linéarité de la sensibilité optique dans la gamme MIR en fonction de la puissance incidente a été réalisé avec le pont suspendu. Le protocole est identique à celui présenté lors de la calibration du faisceau (figure III-40). La Figure III-44 montre la puissance mesurée par le pont et la puissance totale du faisceau (voir figure III-40) en fonction de la surface l'iris. On remarque la réponse linéaire de la mesure de puissance par le pont contrairement à la mesure de calibration.

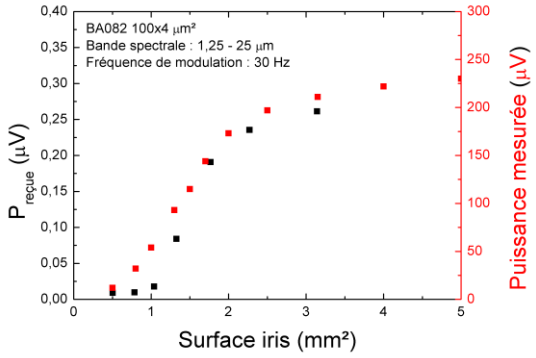


Figure III-44 Puissance reçue par l'échantillon et puissance total mesurée avec le wattmètre en fonction de l'ouverture de l'iris pour le filtre MIR.

Afin d'examiner l'évolution de la sensibilité optique du pont dans différentes gammes de longueur d'onde, nous avons mesuré ces sensibilités optiques à 300 K pour différents courants de polarisation (0 à 8 µA). Lors de ces mesures, le faisceau optique était modulé à 30 Hz et l'ouverture de l'iris était de 2 mm et 1 mm pour respectivement les mesures dans la gamme MIR et la gamme FIR. La Figure III-45 présente les sensibilités optiques mesurées dans les 3 configurations : gamme MIR, gamme 8,6 – 12,2 µm et gamme FIR ainsi que la sensibilité électrique (mesurée auparavant, cf. section II.3.g).

Les sensibilités optiques ont été calculées en prenant en compte la puissance incidente dans chaque gamme de longueur d'onde. Ces calculs de puissance sont estimés à partir de la calibration de puissance (Figure III-40), de la surface des spots (cf. Tableau III-10). On remarque que les sensibilités optiques ont la même forme que la sensibilité électrique : nous avons donc bien une réponse bolométrique dans ces gammes de longueur d'onde. Les maximas de sensibilité optique sont tous situés au courant optimal de 4 µA. La sensibilité optique est plus grande dans la gamme MIR. Une estimation de l'absorption est de 10% dans toute la gamme (1,25 µm -25 µm). Dans la gamme 8,6 µm-12,2 µm, sa valeur est légèrement plus faible (~3 %). Dans la gamme FIR, les mesures indiquent un coefficient d'absorption de 50 %. Cette mesure n'est pas correcte car en réalité une partie du faisceau située dans la gamme MIR n'a pas été correctement filtré. Des mesures complémentaires sont envisagées début 2020 pour reproduire ces mesures.

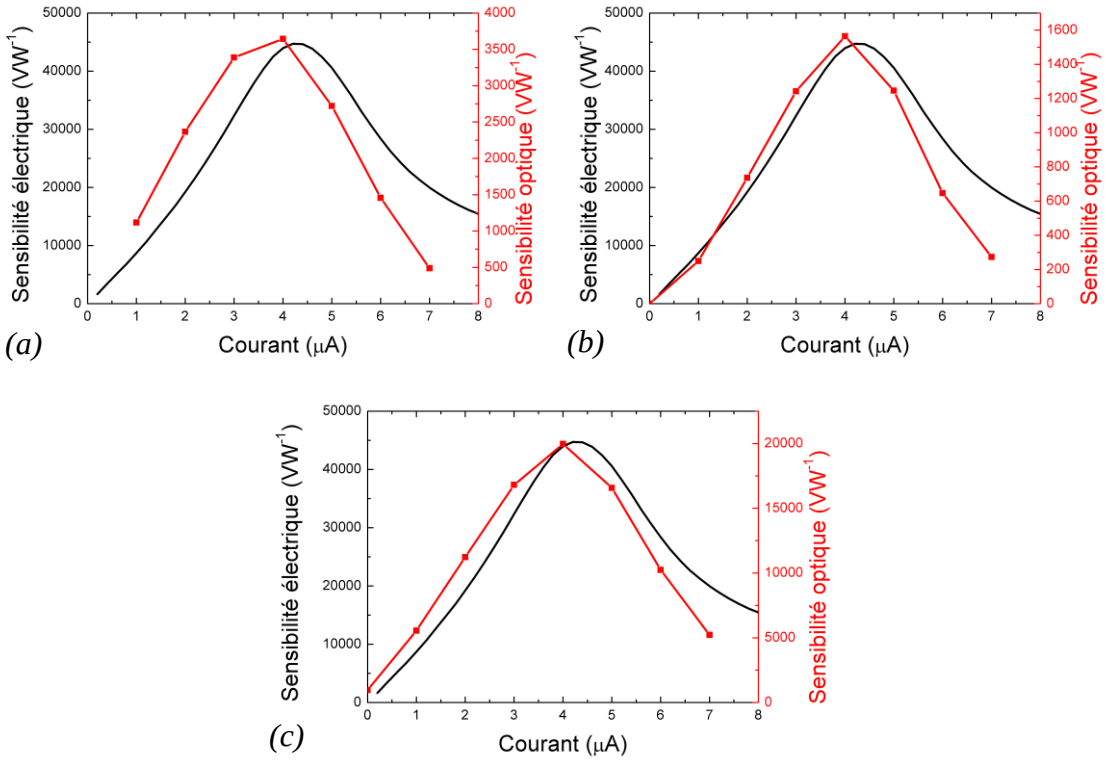


Figure III-45 Sensibilité électrique et optiquement fonction du courant à 300 K pour le pont simple 100×4 µm (BA082) pour les gammes (a) MIR (b) FPB 10, et (c) FIR.

Pour voir la linéarité de la sensibilité en fonction de la puissance incidente, nous avons augmenté la taille de l'iris et donc augmenter la puissance incidente. Nous pouvons voir dans la Figure III-44 qu'au début la courbe est linéaire et après un phénomène de saturation apparaît. La saturation apparaît quand le faisceau devient plus grand que l'échantillon et donc, l'agrandissement de l'ouverture ne change plus proportionnellement la puissance incidente sur l'échantillon.

III.7 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la caractérisation optique des bolomètres LSMO suspendus à différentes longueurs d'onde. Après une présentation des chaînes de mesures, j'ai étudié les performances des bolomètres du visible à l'IR. Pour cela, différentes sources de rayonnement ont été utilisées : laser visible 630 nm, laser IR 3,39 µm, corps noir et le rayonnement synchrotron SOLEIL Les résultats montrent que les bolomètres sont très sensibles du visible au proche IR.

La dernière partie de cette thèse présente les performances bolométriques des bolomètres : constante de temps thermique, puissance équivalente de bruit NEP et détectivité spécifique.

La dernière partie de ce chapitre, et de cette thèse, présentera des mesures de bruit pour pouvoir estimer la performance des bolomètres LSMO pour des gammes de longueurs d'onde et pouvoir le comparer et d'améliorer les performances.

IV : Performances bolométriques

Table des matières

IV : Performances bolométriques **123**

IV.1 Estimation de la constante de temps thermique **125**

IV.1.a Techniques de mesure de la constante de temps thermique 126

IV.1.a.1 Réponse à un échelon de température 126

IV.1.a.2 b Réponse à une excitation modulée de température 126

IV.1.b Mesure de la constante de temps thermique des ponts suspendus 127

IV.1.b.1 Constantes de temps thermique intrinsèque et effective à 300 K 127

IV.1.b.2 Constantes de temps de réponse thermique effective des ponts parallèles . 130

IV.1.b.3 Évolution de la constante de temps thermique effective en fonction de la température 130

IV.2 Mesures des paramètres de bruit blanc et de bruit 1/f **131**

IV.2.a Mesures de bruit blanc des structures suspendues 132

IV.2.b Mesures de bruit en 1/f des structures suspendues 133

IV.3 Puissance équivalente de bruit (NEP) **135**

IV.3.a NEP de ponts simples 136

IV.3.a.1 NEP en fonction de la température 136

IV.3.a.2 NEP en fonction du courant de polarisation à 300 K 138

IV.3.b Mesures de bruit des ponts parallèles 145

IV.3.b.1 NEP minimum en fonction de la température 145

IV.3.b.2 Évolution du NEP en fonction du courant à 300 K 146

IV.3.c Conclusion des mesures de NEP 148

IV.4 Détectivité spécifique D* **149**

IV.5 Conclusion **153**

Le chapitre II a permis de mettre en évidence le comportement électrothermique des bolomètres LSMO. Le chapitre III a ensuite présenté les performances optiques des bolomètres dans le visible et l'infrarouge. Nous présenterons dans la première section de ce dernier chapitre une description des diverses méthodes utilisées pour la mesure de la constante de temps thermique des bolomètres, puis les mesures seront présentées ainsi que des analyses en fonction de la géométrie des structures suspendues.

Dans la deuxième section, nous présenteron les mesures de densité spectrale de bruit dans diverses conditions de mesures. Ensuite, des analyses sur la puissance équivalente de bruit NEP seront présentées : il s'agit en effet d'une figure de mérite importante car elle désigne la plus petite puissance possible qu'un bolomètre est capable de détecter. Nous analyserons alors les paramètres critiques des détecteurs en fonction de leur géométrie, constante de temps et bande passante. Pour finir nous verrons comment il est possible de faire des compromis sur ces différents paramètres en fonction du type de performances que l'on souhaite privilégier.

IV.1 Estimation de la constante de temps thermique

La constante de temps thermique τ est définie comme le temps nécessaire pour que le signal de sortie atteigne 63% de la valeur finale lors d'une réponse à un échelon appliqué à filtre passe bas thermique du 1er ordre. La constante de temps thermique est le rapport entre la capacité calorifique et la conductance thermique (cf. chapitre I). La constante de temps thermique dépend des grandeurs intrinsèques du bolomètre, telles que la masse volumique, la chaleur spécifique, la conductivité thermique et de sa géométrie. Nous pouvons également définir la fréquence de coupure (exprimée en Hz) à partir de τ :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{G}{2\pi C} \qquad \text{(IV-1)}$$

Il convient de distinguer la constante de temps thermique effective τ_{eff} et la constante de temps thermique intrinsèque τ. Là où la constante de temps thermique intrinsèque ne tient compte que des propriétés intrinsèques des matériaux, la constante de temps thermique effective représente celle du détecteur à son point de fonctionnement. Le parti pris dans cette thèse a été de mesurer uniquement la constante de temps thermique effective. En effet, l'objectif est ici d'optimiser les performances des bolomètres en déterminant les points de fonctionnement optimaux. Dans ces conditions, la contre réaction thermique diminue la conductance thermique augmentant par conséquent la constante de temps thermique (cf. modèle I.2.d).

Une approche possible serait de mesurer indirectement la constante de temps thermique en mesurant séparément la conductance thermique et la capacité calorifique. Malheureusement, la détermination expérimentale de la capacité calorifique (ou de la chaleur spécifique) est assez délicate.

IV.1.a Techniques de mesure de la constante de temps thermique

La mesure de la constante de temps thermique peut être réalisée soit à l'aide d'un échelon de température induit par un échelon optique ou électrique (courant ou tension en fonction de la polarisation utilisée), ou bien à l'aide d'une excitation sinusoïdale de température induite électriquement ou optiquement.

IV.1.a.1 Réponse à un échelon de température

La constante de temps thermique peut être estimée en mesurant la réponse du détecteur face à un échelon de température. Cet échelon de température peut être généré par un échelon électrique ou de rayonnement. Classiquement, pour cette technique de mesure nous nous plaçons dans l'hypothèse d'un bolomètre dont la résistance électrique varie linéairement avec la température. Le bolomètre se comporte alors comme un filtre passe bas thermique du 1er ordre et on peut exprimer sa résistance électrique en fonction du temps par :

$$R(t) = R_0 + \Delta R(1 - \mathrm{e}^{-t/\tau}) \qquad \text{(IV-2)}$$

où R_0 est la résistance électrique initiale.

Plusieurs techniques ont été reportées dans la littérature. On peut citer par exemple, pour éliminer la composante continue souvent grande par rapport à la variation induite par l'échelon, l'utilisation de montage soustracteur [Deep 1992], l'utilisation d'un montage en pont de Wheatstone [Neuzil 2002] ou l'utilisation de deux échelons électriques d'amplitude différente [Deep 1992]. D'autres techniques proposent des impulsions de tension très courtes (inférieure à la constante de temps thermique) [Neuzil 2002] et [Karunasiri' 1998] ou des impulsions d'amplitude très faible [Svatoš 2018] pour limiter au maximum la puissance dissipée dans le bolomètre.

IV.1.a.2 b Réponse à une excitation modulée de température

La mesure de la constante de temps thermique par excitation sinusoïdale ou carrée de température est réalisée avec une modulation du signal de polarisation ou avec une modulation du signal optique.

Dans le cas de la modulation électrique, le signal de polarisation provoque une oscillation de puissance dissipée par effet Joule. Il y a donc une variation du signal de sortie avec une composante fondamentale et une composante de 3ème harmonique. La méthode dite 3ω consiste à mesurer l'amplitude de cette 3ème harmonique qui est uniquement liée à l'auto-échauffement par effet Joule [Yamane 2002], [Cheenne 2000]. La modulation du signal optique (sous forme sinusoïdale ou carrée) provoque une modulation de température de même fréquence, qui induit alors une variation de

résistance électrique du bolomètre. La mesure de la fonction de transfert du bolomètre permet alors de déterminer la fréquence de coupure [Dong 2005] et [Bhan 2009].

C'est cette dernière méthode de caractérisation optique qui sera utilisée dans cette thèse (cf. chapitre III) : la modulation du signal optique sera réalisée soit par une modulation sinusoïdale d'une diode laser (635 nm) soit par une modulation carrée réalisée via un hacheur optique (Corps Noir, laser 3,39 µm et rayonnement synchrotron).

IV.1.b Mesure de la constante de temps thermique des ponts suspendus

Dans le cadre de cette thèse, la constante de temps thermique des ponts suspendus a été mesurée par la méthode de la réponse optique liée à une excitation carrée à l'aide du banc utilisant le laser IR (cf. section III.5). La Figure IV-1 présente un exemple de la mesure de la fréquence de coupure des ponts simples et ponts parallèles de l'échantillon BA082 polarisé avec le courant optimal (cf. Tableau II-7) et à température ambiante. On remarque que les réponses normalisées sont bien de type filtre passe bas du 1er ordre (avec une pente -20 dB par décade).

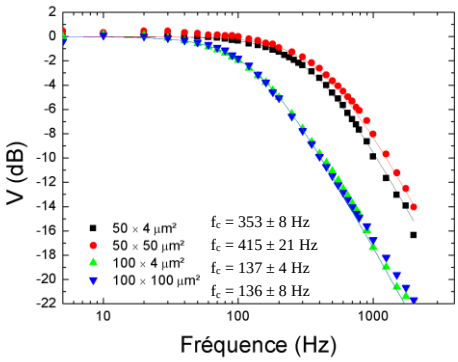


Figure IV-1 Mesures de la fréquence de coupure des ponts suspendus polarisés à I_{opt} de l'échantillon BA082 à 300 K avec le laser 3,39 µm.

IV.1.b.1 Constantes de temps thermique intrinsèque et effective à 300 K

À partir des mesures de fréquence de coupure et de conductance thermique, la constante de temps thermique effective et la capacité calorifique ont été estimées et présentées dans le Tableau IV-1. Les mêmes grandeurs sont calculées à partir des propriétés thermiques issues de la littérature (présentée dans la section II.1).

Échantillon	f_c (Hz) mesure	f_c (Hz) théorique	τ_{eff} (ms) estimée	τ (ms) théorique	C ($\times 10^{-10}$J.K^{-1}) estimée	C ($\times 10^{-10}$J.K^{-1}) théorique
BA082 50×4	353	820	0,46	0,20	1,5	0,5
BA082 100×4	137	205	1,17	0,78	1,3	1,0
BA029 50×4	292	820	0,55	0,20	1,69	0,5
BA029 100×4	85	205	1,87	0,78	1,98	1,0
CA615-6 100×100	106	163	1,50	0,99	75,0	16,7
BA082 50×50	415	820	0,39	0,20	12,5	3,8
BA082 100×100	136	205	1,18	0,78	35,5	14,7

Tableau IV-1 Comparaison des mesures et des valeurs théoriques pour la fréquence de coupure, la constante de temps thermique et la capacité calorifique des structures suspendues polarisées à courant optimal à 300 K. Les ponts simples sont situés dans la partie supérieure du tableau et les ponts parallèles dans la partie inférieure.

Les constantes de temps thermique effective sont de l'ordre de 1 ms. Ces valeurs sont intéressantes car elles sont faibles pour des détecteurs thermiques. Ces performances sont atteintes grâce au faible volume des ponts suspendus.

En exprimant la constante de temps thermique, donnée par le rapport entre la capacité calorifique et la conductance thermique (cf. équation (I-12)), en fonction de la dimension du pont nous obtenons l'équation (IV-3). Dans le cas d'une polarisation à faible courant (c'est-à-dire pas au courant optimal), la contre-réaction ne modifie pas la réponse thermique du bolomètre. Dans ce cas, la constante de temps thermique évolue en fonction de la longueur du pont au carré (cf. Figure IV-2).

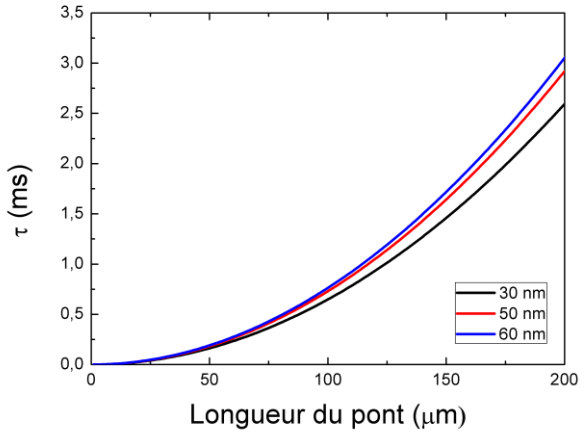


Figure IV-2 Constantes de temps de réponses thermiques en fonction de la longueur des ponts suspendus de différentes épaisseurs de LSMO, à partir des valeurs de conductivité thermique, de chaleur spécifique et de masse volumique de la littérature Tableau IV-2

Par contre, quand le bolomètre est polarisé au courant optimal, la constante de temps thermique est modifiée. La constante de temps thermique effective est en effet donnée par :

$$\tau_{eff} = \frac{C}{G_{eff}} = \frac{C}{G_{géo} - \frac{I^2 dR}{dT}} \qquad \text{(IV-3)}$$

Au courant optimal, le terme lié à la contre-réaction $I^2 dR/dT$ n'est en effet plus négligeable par rapport à $G_{géo} = 12(w/l)\ (k_{LSMO} t_{LSMO} + k_{STO} t_{STO}\ )$.

	Longueur (µm)	$G_{géo}$ (10^{-7}×W·K^{-1})	I²×dR/dT (10^{-7}×W·K^{-1})	τ_{eff}
BA029	50	3,1	1,5	2τ
BA029	100	1,2	0,8	3τ
BA082	50	3,3	0,7	1,5τ
BA082	100	1,1	0,2	τ

Tableau IV-2 Variables importantes pour la constante de temps thermique effective : conductance thermique géométrique et terme de contre réaction I²dR/dT

Enfin, on peut noter que les capacités calorifiques estimées sont supérieures aux valeurs théoriques. Cette différence n'est pas surprenante car la capacité calorifique du LSMO n'est pas bien documentée et la valeur utilisée dans les calculs théoriques ne tient pas compte du saut de chaleur spécifique à la transition (cf. section II.1.a).

IV.1.b.2 Constantes de temps de réponse thermique effective des ponts parallèles

Les ponts simples et parallèles de même longueur doivent avoir la même constante de temps thermique effective. Selon l'équation (IV-4) la constante de temps thermique effective est le rapport entre la capacité calorifique et la conductance thermique effective. Pour les ponts parallèles, ces deux paramètres sont multipliés par le nombre de ponts *n*, ce qui donne la constante de temps thermique effective d'un pont simple :

$$\tau_{ponts\ parallèles} = \frac{n \cdot C}{n \cdot G_{eff}} = \frac{C}{G_{eff}} = \tau_{pont} \qquad \text{(IV-4)}$$

Comme l'indique le tableau IV-1, les mesures confirment ce comportement. L'augmentation de la surface des bolomètres ne dégrade donc pas la constante de temps thermique effective quand le bolomètre est constitué de ponts parallèles.

IV.1.b.3 Évolution de la constante de temps thermique effective en fonction de la température

Afin de choisir le bon point de fonctionnement, il faut vérifier maintenant que la constante de temps thermique effective ne varie pas trop en fonction de la température de fonctionnement. Pour cela, la sensibilité optique de l'échantillon CA615-6 en fonction de la fréquence a été évaluée à 635 nm, pour différentes températures à courant optimal entre 240 K et 315 K.

Tout d'abord, on retrouve l'augmentation de la sensibilité optique (environ d'un facteur 10) aux basses températures (cf. section III.3). On remarque également une faible augmentation (environ 40%) de la bande passante en fonction de la température. La fréquence de coupure f_c est de 86 ± 6 Hz à 240 K et atteint 124 ± 18 Hz à 315 K. Cette évolution est due à la variation de la conductance effective qui dépend du courant et de dR/dT (cf. expression (I-12)). Comme à faible température, le courant optimal et le dR/dT sont plus importants (cf. section II.3.f) le produit I^2dR/dT est plus grand. La fréquence de coupure étant directement proportionnelle à la conductance thermique effective (cf. équation (IV-1)), plus la température augmente, plus la fréquence de coupure augmente. Aux fréquences élevées (au-delà de 500 Hz), un comportement non bolométrique a été mesuré. Ce phénomène, déjà observé sur des bolomètres LSMO/STO/Si non suspendus lors de la thèse de A. Aryan [Aryan 2013], avait été interprété par des effets photoélectriques. L'estimation de la fréquence de coupure pour des températures élevées (>315 K) est donc très difficile.

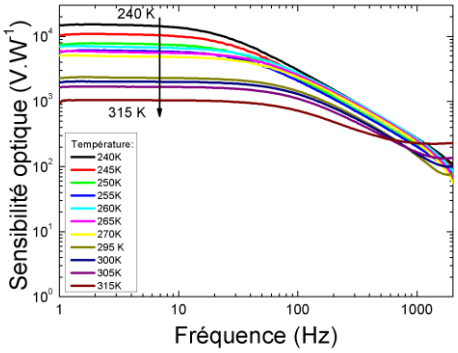


Figure IV-3 Sensibilité optique à 635 nm en fonction de la fréquence pour différentes températures à courant optimal (échantillon CA615-6).

Le Tableau III-3 synthétise les performances des ponts parallèles de l'échantillon CA516-6 polarisés à courant optimal à différentes températures. Bien que la sensibilité optique soit améliorée à baisse température (cf. section III.3), nous constatons aussi que la consommation électrique est plus importante à faible température car comme discuté dans la section II.3.f, le courant optimal pour atteindre le maximum de dR/dT est inversement proportionnel à la température. Typiquement, la consommation à 300 K est environ deux fois plus faible qu'à 240 K.

Ponts parallèles 100×100 µm² (CA615-6) $G_{géo\ mesurée}$ = 5·10^{-6} W.K^{-1}			
Température (K)	240	300	315
f_c (Hz)	86	106	124
τ (ms)	1,85	1,50	1,29
I_{opt} (µA)	175	80	55
dR/dT (T(I_{opt}))	162	123	132
G_{eff} (10^{-6}W.K^{-1})	0,32	4,21	4,79
C (10^{-10}J.K^{-1})	5,92	63,2	61,8
R (Ω)	3507	6894	8098
Sensibilité (V.W^{-1})	14412	1968	1033
Consommation (µW)	107,4	44,1	24,5

Tableau IV-3 Résumé des performances des ponts parallèles 100×100 µm² (CA615-6).

IV.2 Mesures des paramètres de bruit blanc et de bruit 1/f

Les mesures de bruit ont été effectuées à l'aide d'un analyseur de spectre (HP3562A) et de l'électronique présentée dans la section III.1.a. Les données sont récupérées à l'aide d'un ordinateur portable avec une interface GPIB pour lire et stocker les valeurs mesurées. Un exemple typique de mesure de densités spectrales de bruit en tension, ramenée en entrée de l'amplificateur, S_V^2 pour un pont simple de 100 × 4 µm² (échantillon BA082) pour différents courants à 300 K est présenté dans la Figure IV-4.

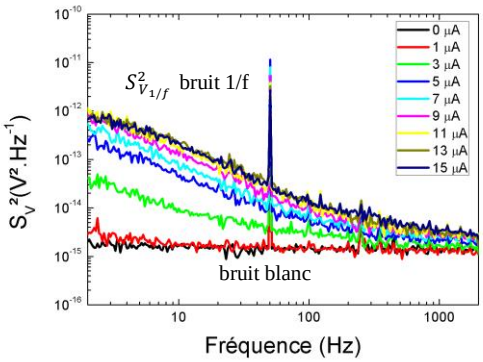


Figure IV-4 Exemple de mesure de densités spectrales de bruit en entrée pour différents courants de polarisation pour le pont simple suspendu 100×4 µm² à 300 K (BA082).

Il est possible d'observer que le bruit possède une composante de bruit blanc et une composante en 1/f. Le bruit blanc est composé du bruit de Johnson (proportionnel à la résistance électrique), du bruit de phonon (proportionnel à la conductance thermique) et du bruit blanc de la chaine de mesures. Le bruit basse fréquence excédentaire est composé du bruit en 1/f de la chaine de mesures et du bruit intrinsèque 1/f du bolomètre.

L'équation de la densité spectrale de bruit en tension est donnée dans l'équation (IV-5).

$$S_V^2(f) = 4k_BTR + \Re_V^2(T,I,f) \cdot 4k_BT^2G_{géo} + e_{nA}^2(f) + R^2 \cdot i_{nA}^2(f) + \frac{\alpha_H}{n_c} \cdot \frac{V_m^2}{\Omega \cdot f} \qquad \text{(IV-5)}$$

Nous y retrouvons la somme de toutes les composantes du bruit, à savoir dans l'ordre de gauche à droit : le bruit Johnson, le bruit de phonon, le bruit blanc de la chaîne de mesures (composé des densités spectrales de bruit de l'amplificateur et de la source de courant) et enfin le bruit intrinsèque 1/f du bolomètre.

IV.2.a Mesures de bruit blanc des structures suspendues

La mesure à courant nul est la somme du bruit blanc de la chaîne de mesure, du bruit de Johnson du bolomètre $4k_BTR$ et du bruit de Johnson des contacts en tension. En pratique, on soustrait de la mesure le bruit blanc de la chaîne de mesure pour déterminer le bruit de Johnson. A courant élevé, le bruit blanc augmente ce qui peut être expliqué par l'augmentation du bruit de phonons.

Le bruit de la résistance à mesurer est facilement calculable par la formule ($4k_BTR$). Le bruit des contacts de tension est dépendant du design du masque. Ces derniers ont été conçus de façon réduire les résistances de contact, par des connexions courtes et larges, et donc, réduire le bruit de Johnson, mais pas trop large pour que le courant de polarisation ne rentre pas dedans et ne génère pas du bruit 1/f non souhaité [Liu 2013b; Wu 2012].

Le bruit de l'électronique de mesure est composé d'une composante de bruit blanc et 1/f. Le bruit blanc de la chaine de mesures est de $1{,}0\cdot10^{-16}$ $V^2\cdot Hz^{-1/2}$ (cf. III.1) peut être considéré comme négligeable vis-à-vis du bruit de l'échantillon qui est de l'ordre de 10^{-15} $V^2\cdot Hz^{-1/2}$ (voir Figure IV-4).

IV.2.b Mesures de bruit en 1/f des structures suspendues

Le bruit basse fréquence est dépendant du courant de polarisation. Pour déterminer le bruit 1/f intrinsèque au bolomètre, j'ai utilisé le paramètre normalisé de Hooge α_H/n_c, introduit dans la section I.3.e.4, qui permet de comparer le niveau de bruit de plusieurs échantillons indépendamment de leur volume, courant de polarisation et géométrie. Rappelons que cette méthode empirique suppose un matériau homogène, ce qui n'est pas le cas quand le bolomètre est polarisé à fort courant. La méthode utilisée dans cette thèse s'inspire d'une des méthodes de l'article [Guillet 2011] et se déroule en quatre étapes :

- soustraction de la densité spectrale de bruit en tension à courant nul $S_V^2(0)$ de chaque densité spectrale de bruit en tension mesurée à un courant donné $S_V^2(I)$ puis multiplication par la fréquence, pour estimer le bruit en 1/f à 1 Hz (cf. Figure IV-5-(a)).

- estimation des valeurs des plateaux, correspondant à $\frac{\alpha_H V_m^2}{n_c \Omega}$.

- soustraction de la mesure de la tension continue à courant nul (lié à un éventuel offset) des mesures V_m à chaque courant.

- extraction du paramètre de Hooge, $\frac{\alpha_H}{n_c}$, en prenant en compte la largeur mesurée des ponts (cf. équation (I-23)) à l'aide d'un ajustement linéaire de la Figure IV-5-(b)

La Figure IV-5-(c) montre que le bruit 1/f augmente linéairement en fonction de V_m^2 à faible courant alors que l'évolution quadratique du bruit en fonction du courant n'est plus valable pour des courants entre 7 µA et 15 µA, correspondant à des tensions V_m^2 supérieure à 1 V. A ces valeurs, le transport électrique n'est probablement plus homogène car une partie du LSMO a transité (cf. figure Figure IV-5).

Pour estimer correctement le paramètre normalisé de Hooge, il faut donc utiliser de faibles courants de polarisation et vérifier que le bruit excédentaire de la chaine de mesures ne domine pas. C'est le cas dans les mesures de bruit présentées dans cette thèse : le bruit à 1Hz lié à la source de courant et à l'amplificateur est de $6{,}0\cdot10^{-16}$ $V^2\cdot Hz^{-1/2}$.

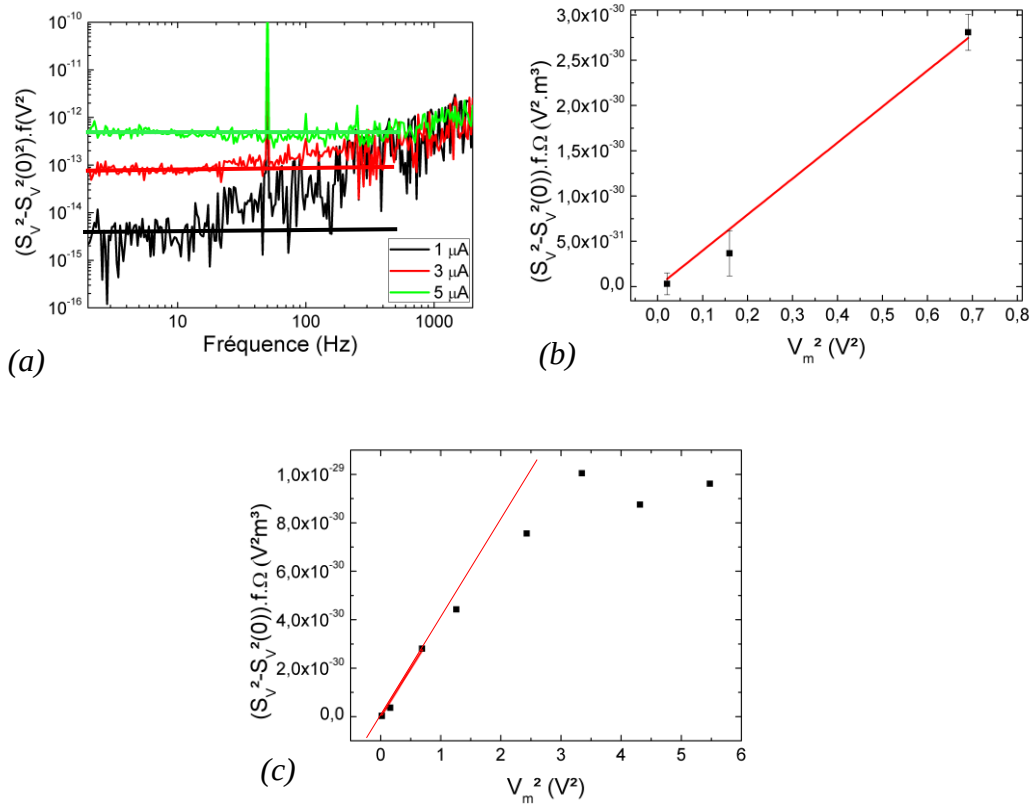


Figure IV-5 Exemple de la méthode d'extraction du paramètre normalise de Hooge à partir des mesures de densités spectrales de bruit en tension pour le pont 100×4 µm² (BA082). (a) Soustraction de la densité spectrale de bruit en tension à courant nul pour chaque densité spectrale de bruit en tension mesurée à un courant donné (Figure IV-7) puis multiplication par la fréquence, pour estimer le bruit en 1/f à 1 Hz (b) Densités spectrales de bruit en tension de l'échantillon à 1 Hz en fonction de V_m^2 pour des courants entre 1 et 5 µA. (c) Densités spectrales de bruit en tension de l'échantillon à 1 Hz en fonction de V_m^2 pour courants entre 1 et 15 µA.

La Figure IV-6 représente les densités spectrales de tension à 1 Hz multiplié par les volumes respectifs des échantillons à 300 K en fonction de la tension pour les différents ponts de 30 nm d'épaisseur. On a bien une relation quadratique pour l'ensemble des structures étudiées à faible courant.

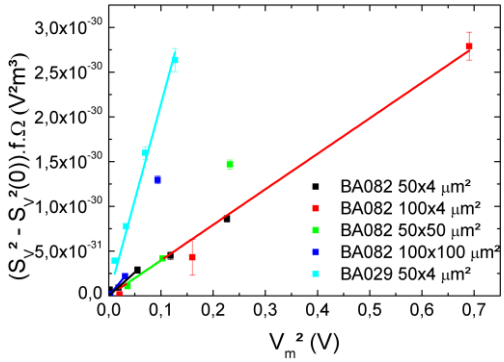


Figure IV-6 Densité spectrale de bruit en tension multiplié par la fréquence et le volume en fonction de V_m^2.

Les paramètres normalisés de Hooge des ponts suspendus sont présentés dans le Tableau IV-4 et sont de l'ordre de 10^{-30} m^3 ce qui est faible par rapport aux matériaux classiquement utilisés en bolométrie à 300 K. On peut remarquer qu'il n'y a pas de différence notable entre ponts simples et ponts parallèles. Ces valeurs sont comparables aux mesures effectuées sur des couches non suspendues LSMO sur STO ou sur STO/Si [Méchin 2012, 2013], et des structures suspendues LSMO/STO ou LSMO/CTO [Liu 2019]. L'ensemble de ces mesures montre que le procédé de fabrication des ponts suspendus ne dégrade pas la qualité électrique des couches de LSMO.

Échantillon	**Couche suspendue α_H/n_c (m^3)**
BA082 50×4	$5{,}2\pm3{,}1\times10^{-30}$
BA082 100×4	$2{,}8\pm0{,}2\times10^{-30}$
BA029 50×4	$2{,}3\pm0{,}2\times10^{-29}$
BA029 100×4	
BA082 50×50	$4{,}0\pm0{,}7\times10^{-30}$
BA082 100×100	$7{,}0\pm0{,}8\times10^{-30}$

Tableau IV-4 Paramètres normalisés de Hooge de ponts suspendus. Les ponts simples sont situés dans la partie supérieure du tableau et les ponts parallèles dans la partie inférieure.

IV.3 Puissance équivalente de bruit (NEP)

Afin de de déterminer les performances des bolomètres, il faut analyser la puissance équivalente de bruit NEP en fonction de la géométrie et des paramètres critiques du bolomètre. Pour rappel, le NEP est donné par le bruit divisé par la sensibilité du détecteur. Les contributions des différentes sources de bruit sur le NEP ont déjà été présentées dans le chapitre I. A l'aide des paramètres normalisés de Hooge (cf. section précédente), de l'estimation des sensibilités (cf. chapitre II), il semble alors envisageable de prévoir le NEP d'un bolomètre connaissant ses dimensions et le courant de polarisation avec la formule ci-dessous :

$$NEP^2(f) = NEP_f^2(f) + NEP_{ph}^2(f) + NEP_{1/f}^2(f) + NEP_A^2(f) \qquad \text{(IV-6)}$$

Pour atteindre un NEP le plus petit possible, il faut réduire au maximum chaque contribution des différentes sources de bruit du détecteur. L'équation précédente peut être alors réécrite sous la forme :

$$NEP^2(f) = \frac{4k_B TR(T,I)}{\Re_v^2(T,I,f)} + 4k_B T^2 G_{géo}(T,I) + \frac{\alpha_H}{n_c}\frac{V_m^2}{\Omega f \Re_v^2(T,I,f)} + \frac{S_{VA}^2}{\Re_v^2(T,I,f)} \qquad \text{(IV-7)}$$

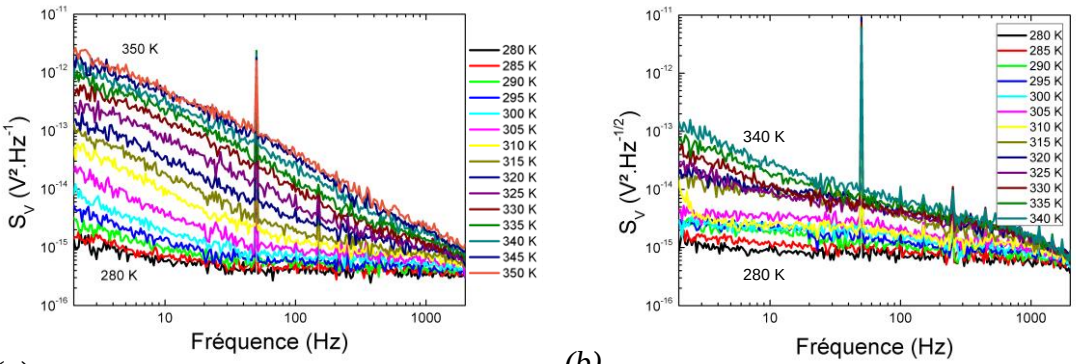
Pour minimiser le NEP, il faut maximiser la sensibilité et réduire la conductance thermique. Ces 2 paramètres étant inversement proportionnels, on peut réduire le NEP avec une faible conductance et un courant optimal permettant d'avoir la sensibilité maximale (cf. équation (I-13)).

Les performances en NEP des ponts simples et des ponts parallèles de 2 échantillons (BA029 et BA082) sont par la suite étudiées en fonction du courant de polarisation et de la température de fonctionnement.

IV.3.a NEP de ponts simples

IV.3.a.1 NEP en fonction de la température

Les densités spectrales de bruit en tension ont été mesurées pour les ponts simples de longueur 50 µm et 100 µm de l'échantillon BA029 pour différentes températures (de 280 K à 340 K), pour un courant fixe de 5 µA. Pour l'ensemble des ponts mesurés, on remarque que la densité spectrale de bruit en tension augmente en fonction de la température mais ces 2 ponts ont deux comportements distincts (Figure IV-7).



(a) *(b)*

Figure IV-7 Mesures de densités spectrales de bruit en tension pour un courant de 5 µA pour des ponts simples de (a) 50×4 µm² et (b) 100×4 µm² (BA029) à différentes températures.

Pour le pont 50×4 µm², le courant optimal est relativement élevé (I_{opt}=12 µA à 300 K). Une polarisation à 5 µA ne va donc pas provoquer un important auto-échauffement sur une grande gamme de température. Le courant optimal augmente en effet quand la température diminue (Figure II-31). Le bruit de Johnson est seulement visible aux basses températures. Le bruit 1/f domine pour quasiment toutes les

températures. Aux températures élevées, le bruit de phonons devient de plus en plus important car la sensibilité augmente (I_{opt} devient de plus en plus proche de 5 µA). La densité spectrale de bruit en tension n'est plus alors inversement proportionnelle à la fréquence.

Le pont 100×4 µm² a un courant optimal faible (I_{opt} = 7 µA à 300 K). Le bruit de phonons va donc dominer au voisinage de 300 K. On remarque en effet qu'un bruit blanc associé à une fréquence de coupure d'environ 100 Hz augmente avec la température (cf. formule (IV-7)). Aux plus hautes températures, le bruit 1/f devient le terme dominant, en effet le bruit de phonons diminue légèrement car la sensibilité électrique diminue (cf. Figure III-32).

Les NEP électriques des 2 ponts sont présentés sur la Figure IV-8. Le NEP du pont 50×4 µm² dépend de la fréquence pour toutes les températures. Aux basses températures (< 310 K), le NEP atteint sa valeur minimale (~5×10^{-12} W·Hz$^{-1/2}$) sur une petite bande de fréquence. Le bruit en 1/f étant dominant, le NEP suit l'augmentation de ce bruit en fonction de la température. Il y a donc une augmentation monotone du NEP en fonction de la température.

Pour le pont 100×4 µm², le NEP est constant sur une large bande de fréquence, pour des températures de 280 à 320 K. Le bruit 1/f est en effet négligeable par rapport au bruit de phonons. Le NEP électrique minimum (~8×10^{-13} W·Hz$^{-1/2}$) est obtenu pour le pont 100×4 µm² à 310 K. Le courant optimal est probablement proche de la valeur du courant de polarisation 5 µA à cette température. A plus haute température, le NEP augmente avec la température car celui-ci est dominé par le bruit en 1/f.

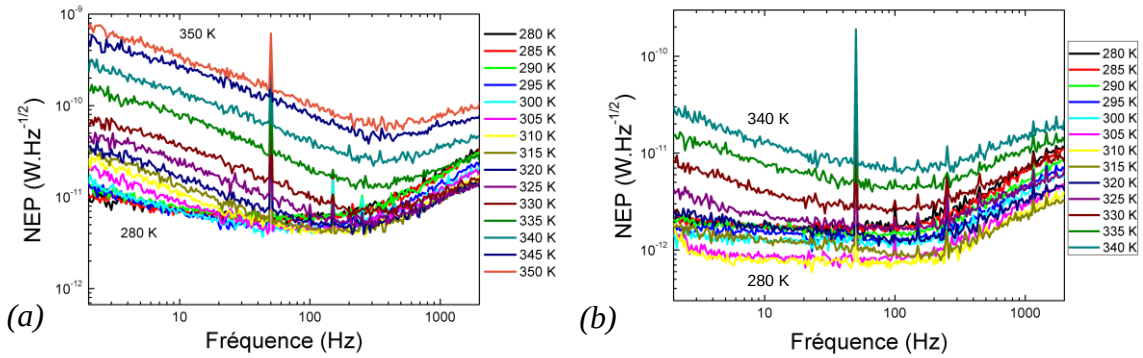


Figure IV-8 NEP électrique en fonction de la fréquence à courant 5 µA des ponts simples de (a) 50×4 µm² et (b) 100×4 µm² (BA029) à différentes températures.

Nous venons d'observer le comportement en fonction de la température. Etant donné que les variables comme la résistance électrique, la sensibilité électrique et la conductance thermique sont toutes dépendantes les unes des autres et varient en fonction de la température et du courant, et ce de façon non linéaire, il est difficile de prédire le comportement du système. Une analyse pour chaque variable est donc nécessaire.

IV.3.a.2 NEP en fonction du courant de polarisation à 300 K

Pour étudier les performances des bolomètres à température ambiante, les densités spectrales de bruit en tension ont été mesurées à 300 K pour différentes valeurs de courant de polarisation. Le NEP a alors été estimé à partir des valeurs de la sensibilité électrique et de la conductance thermique (voir caractérisation électrique et thermique dans les sections II.3 et II.4). On peut distinguer des comportements différents en fonction de la sensibilité du pont suspendu.

a) Cas d'un échantillon ayant de faibles sensibilités BA082

Les ponts suspendus (50 µm et 100 µm) de l'échantillon BA082 présentent de faibles dR/dT (cf. Tableau II-7). Les sensibilités électriques augmentent en fonction du courant jusqu'à atteindre leur valeur maximale au courant optimal, respectivement 32000 $V \cdot W^{-1}$ à 11 µA et 45000 $V \cdot W^{-1}$ à 4 µA pour le pont de 50 µm et 100 µm de long (Figure IV-9).

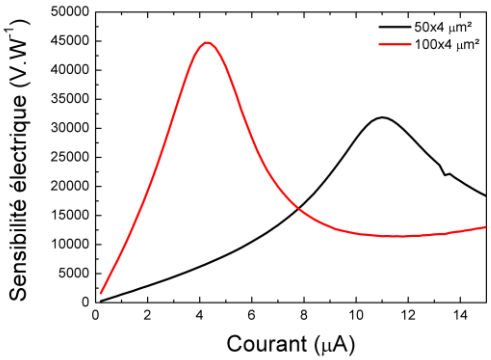


Figure IV-9 Sensibilité électrique en fonction du courant des ponts simples de 50×4 µm² et 100×4 µm² (BA082) à 300 K.

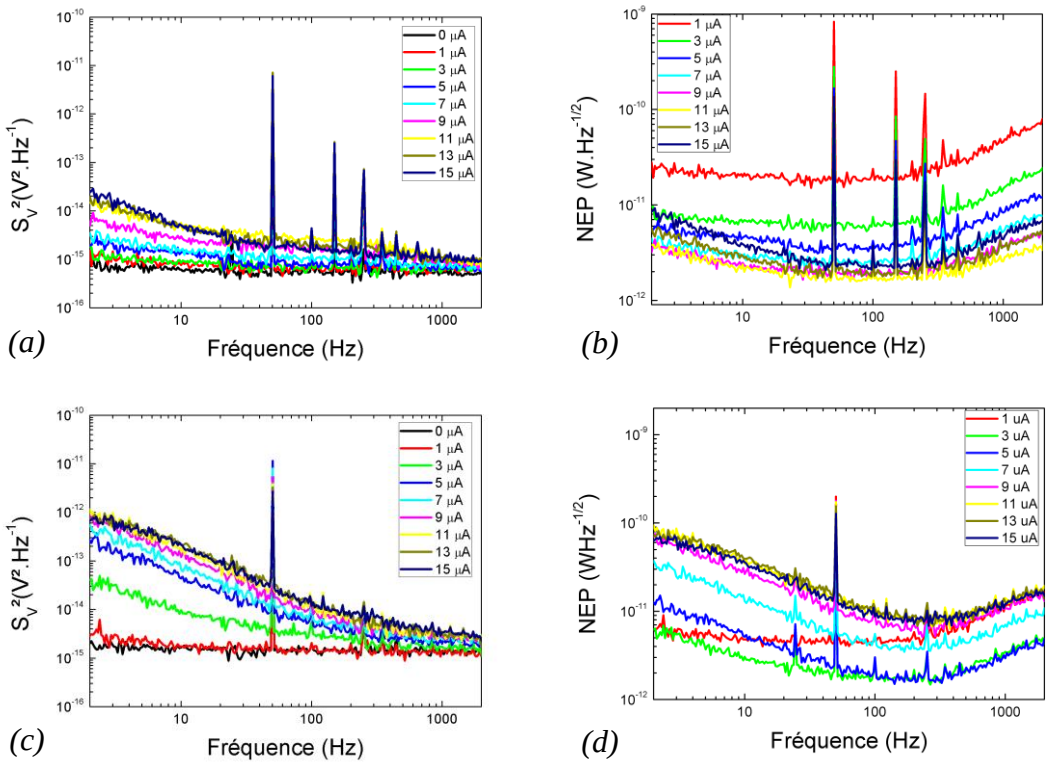


Figure IV-10 (a) Densité spectrale de bruit en tension et (b) NEP électrique en fonction de la fréquence pour différents courants pour le pont simple de 50×4 µm² (BA082). (c) Densité spectrale de bruit en tension et (d) NEP électrique en fonction de la fréquence pour différents courants pour le pont simple de 100×4 µm² (BA082).

Nous pouvons constater que le bruit 1/f domine à basse fréquence pour les deux échantillons. Pour l'échantillon de 100 µm de long (Figure IV-10-(c)) le bruit 1/f domine sur toute la bande passante. Nous remarquons également que le niveau de bruit de ce dernier est plus important. Malgré cela, les NEP des deux sont du même ordre de grandeurs. En effet, la sensibilité de l'échantillon de 100 µm est plus importante que celle de l'échantillon de 50 µm (Figure IV-9) ce qui compense le niveau de bruit plus important de l'échantillon de 100 µm.

b) Cas d'un échantillon ayant de fortes sensibilités BA029

Les sensibilités électriques des ponts suspendus de l'échantillon BA029 sont plus élevées que ceux de l'échantillon BA082, voir Figure IV-11. De plus, il y a une très forte augmentation de la sensibilité électrique au courant optimal I_{opt}. Cette évolution est directement liée aux courbes R(T) plus marquées à 300K. Le pont 100×4 µm² a une sensibilité électrique d'environ 300000 V·W^{-1} à 7 µA.

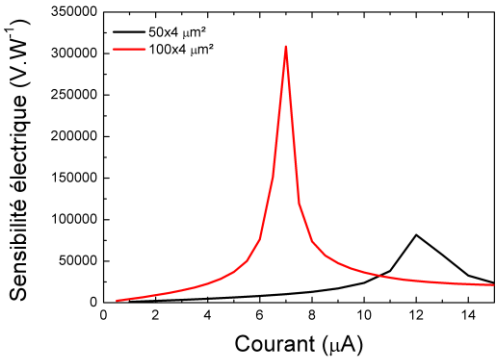


Figure IV-11 Sensibilité électrique en fonction du courant des ponts simples de 50×4 µm² et 100×4 µm² (BA029) à 300 K.

La densité spectrale de bruit en tension et le NEP électrique en fonction de la fréquence pour différents courants pour le pont simple de 50×4 µm² et 100×4 µm² (BA029) sont présentés. Figure IV-12.

Dans la Figure IV-12-(a), nous pouvons voir que les mesures et les calculs de la densité spectrale de bruit en tension sont en accord. Une fréquence de coupure de 2200 Hz liée à la chaîne de mesure associée à l'échantillon est observée. Le bruit en 1/f augmente en fonction du courant ainsi que le bruit blanc. À fort courant (11 µA) le bruit devient non homogène et les calculs ne suivent plus les mesures effectuées.

Nous pouvons observer que le NEP électrique (Figure IV-12-(b)) minimum est atteint pour un courant de 11 µA, bien que pour ce courant le bruit soit le plus élevée (voir Figure IV-12-(a)). Ceci est dû au fait que le NEP est inversement proportionnel à la sensibilité, cette dernière va venir contrebalancer l'augmentation du bruit. En effet, la sensibilité de cet échantillon étant maximale pour un courant I_{opt} de 12 µA (voir Figure IV-11). Malheureusement nous n'avons pas fait de mesures pour un courant de 12 µA. Les valeurs de NEP obtenues, bien que non mesuré pour la sensibilité maximale, sont de l'ordre de 10^{-12} $W \cdot Hz^{-½}$..Les mêmes mesures ont été effectuées pour l'échantillon de 100×4 µm². Il y a un bon accord entre les mesures et les calculs (Figure IV-12-(c)). Il faut cependant noter que la sensibilité utilisée pour l'ajustement a été légèrement réduite pour probablement compenser une variation de température. Le bruit blanc augmente, atteint son maximum à 7 µA et diminue à partir de 9 µA pour rester quasiment constant jusqu'à 15 µA (Figure IV-12-(c)).

La sensibilité électrique de l'échantillon BA029 est d'environ six fois plus grande que l'échantillon BA082, voir Figure IV-11 et Figure IV-9. Le NEP dépendant de l'inverse de la racine carré de la sensibilité, le rapport entre le NEP des deux échantillons sera alors égal à la racine carrée du rapport de la sensibilité. Le NEP électrique pour l'échantillon BA082 est donc deux fois plus petit pour la même géométrie. Nous atteignons un NEP électrique de l'ordre de 1 pW·Hz$^{-1/2}$ pour les deux ponts.

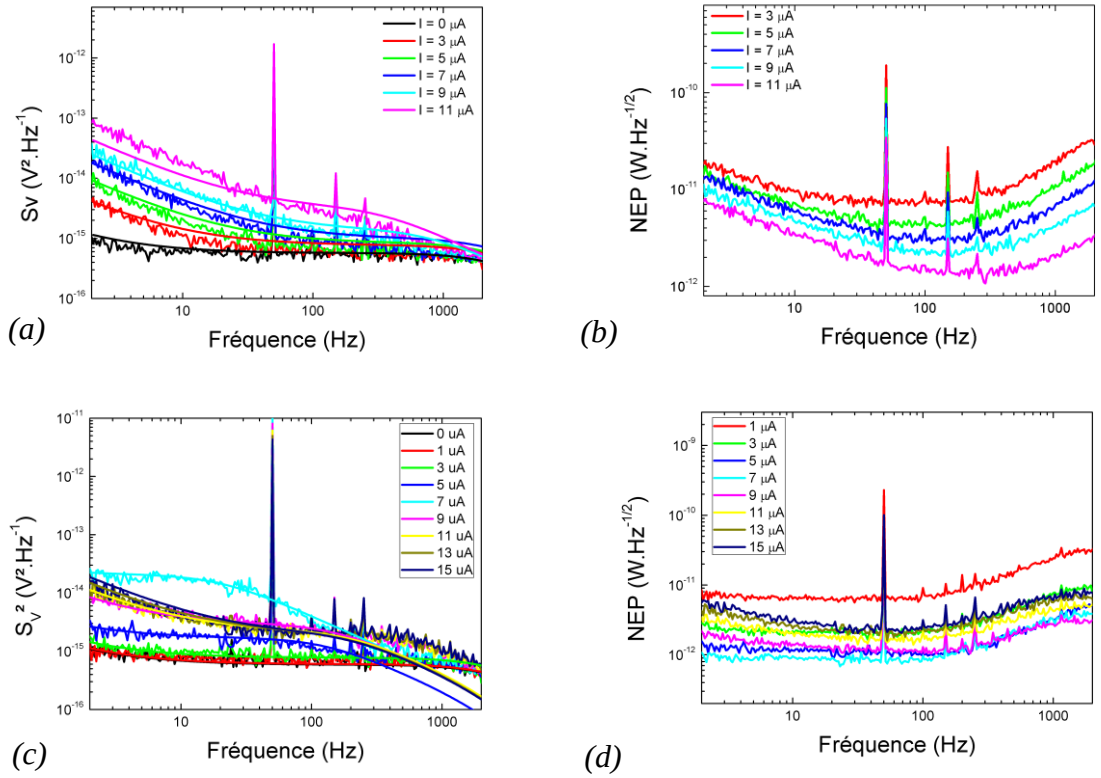


Figure IV-12 (a) Densité spectrale de bruit en tension et (b) NEP électrique en fonction de la fréquence pour différents courants pour le pont simple de 50×4 µm² (BA029). (c) Densité spectrale de bruit en tension et (d) NEP électrique en fonction de la fréquence pour différents courants pour le pont simple de 100×4 µm² (BA029).

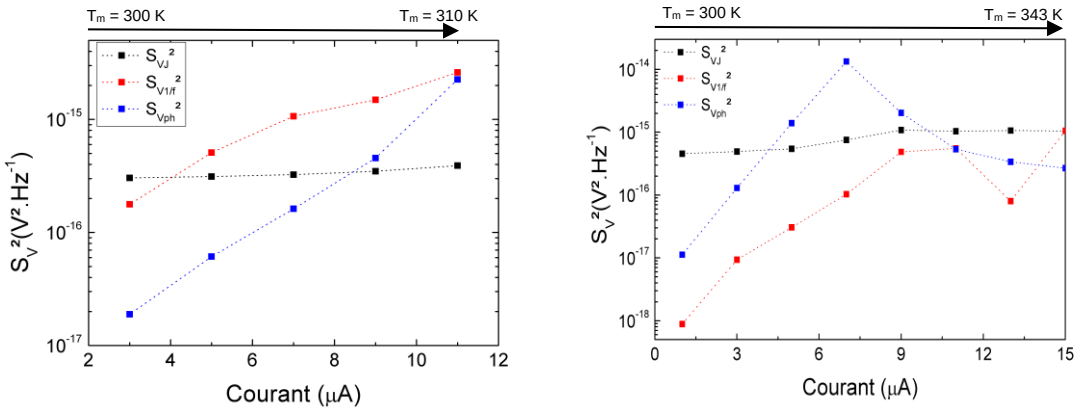
La Figure IV-13 donne l'évolution des différentes contributions de bruit en fonction du courant pour les 2 ponts à 30 Hz et à 300 K. Cette fréquence a été choisie car c'est la fréquence à laquelle les mesures optiques ont été faites. Les courbes ont été estimées à partir des paramètres de bruit blanc et 1/f précédemment déterminés pour plusieurs valeurs de courant. La température moyenne T_m à différents courants est également reportée sur les 2 courbes. Cette température est estimée par la valeur de la résistance électrique ramenée à courant à nul. Le pont de 50 µm n'a malheureusement pas été caractérisé jusqu'au courant optimal car il a été détérioré lors d'une erreur de mesure.

Nous pouvons voir que le bruit Johnson augmente très peu avec le courant pour les longueurs de ponts. En effet, pour les variations de courant de polarisation étudiées, la température moyenne des ponts varie de quelques dizaines de kelvin. Cette variation

de température moyenne induit alors une variation maximale de résistance électrique d'environ 200 %. Finalement, le bruit de Johnson augmentera seulement d'un facteur 2.

Pour le pont de 50 µm, Figure IV-13-(a), le bruit 1/f est dominant. La conductance thermique plus grande, liée à la géométrie de l'échantillon (voir section II.4.c), engendre une faible sensibilité, le bruit 1/f domine donc pour tous les courants de polarisation. Pour le pont de 100 µm, Figure IV-13-(b), le bruit 1/f, n'est pas dominant même à faible courant, il est du même ordre de grandeur que le bruit de Johnson. A fort courant, il diminue due à la diminution de la résistance électrique du pont à fort température (cf. Figure II-30).

Le bruit de phonons augmente en fonction du courant car il est proportionnel au carré de la sensibilité électrique (cf. équation (IV-5)). Pour le pont de 100 µm, il atteint son maximum à I_{opt} (7 µA) et il diminue après, en suivant la forme de la sensibilité (cf. Figure IV-11).



(a) (b)

Figure IV-13 (a) Densité spectrale de bruit en tension en fonction des différents courants pour les ponts simples de (a) 50×4 µm² et (b) 100 × 4 µm² à 300 K (BA029).

c) Comparaison NEP mesuré et valeurs théoriques à 300 K

Pour bien comprendre l'allure des courbes du NEP et les composantes du bruit dominantes pour chaque courant, j'ai repris les mesures du pont 100×4 µm² de l'échantillon BA029 car ses performances sont intéressantes. J'ai donc tracé sur la Figure IV-14 le NEP électrique mesuré à 300 K pour différents courants (de 3 à 9 µA), issus de la Figure IV-12-(d), et ses différentes composantes calculées séparément (à partir de la fréquence de coupure mesurée).

On remarque tout d'abord que les puissances équivalentes de bruit sont très faibles (< 3 pW $Hz^{-1/2}$) pour toutes les valeurs de courants polarisation. Les NEP sont constants dans la bande passante et augmente ensuite linéairement avec la fréquence. En effet, la majorité des contributions sont inversement proportionnel à la sensibilité électrique. Seule le NEP_{ph} est indépendant de la fréquence (cf. formule (I-28)).

Par ailleurs, la contribution liée à la chaine de mesures est négligeable : le bruit en tension est toujours inférieur au bruit de Johnson du bolomètre. De plus, on peut noter que le bruit excédentaire en 1/f n'est pas dominant pour des courants de polarisation assez faible. Un paramètre normalisé de Hooge d'environ 10^{-30} m^3 est donc suffisant pour ne pas avoir un bolomètre limité par le bruit en 1/f.

A faible courant de polarisation (3 µA), la contribution dominante est liée au bruit de Johnson (cf. Figure IV-14-(a)). Le bolomètre ayant une faible sensibilité électrique, le NEP_J domine.

Quand le courant de polarisation augmente, la sensibilité électrique augmente sensiblement (cf. Figure IV-11). Les contributions en bruit liées à la sensibilité (NEP_J, NEP_A, $NEP_{1/f}$) sont donc fortement réduites. Seule la contribution liée au bruit de phonons est faiblement affectée et reste quasi constante. On note cependant une évolution liée à l'auto-échauffement au sein du pont suspendu. En effet, le passage du courant engendre une augmentation de la température moyenne.

Au courant optimal, 7 µA, la sensibilité électrique devient maximale ce qui accroit la diminution de NEP_J, NEP_A et $NEP_{1/f}$. La forte augmentation de la température moyenne dans le pont (T_m= 320 K) augmente la résistance électrique (de 29,8 kΩ à 42,5 kΩ) et donc le bruit de Johnson. Mais cette augmentation n'a aucune influence car le NEP_J est inversement proportionnel au carré de la sensibilité. Le bruit de phonons devient donc clairement dominant. A ce point de fonctionnement, le NEP minimum d'environ 0,9 pW $Hz^{-1/2}$ est obtenu. On peut noter à nouveau le petit changement de fréquence de coupure.

A plus fort courant de polarisation, la sensibilité diminue (cf. Figure II-33). Les contributions redeviennent alors du même ordre de grandeur (cf. Figure IV-14-(d)). On retrouve quasiment le même comportement qu'à 5 µA. Toutefois, à faible fréquence, le bruit 1/f domine et commence à augmenter le NEP. Sa contribution ne devient plus négligeable à partir de ces valeurs de courant.

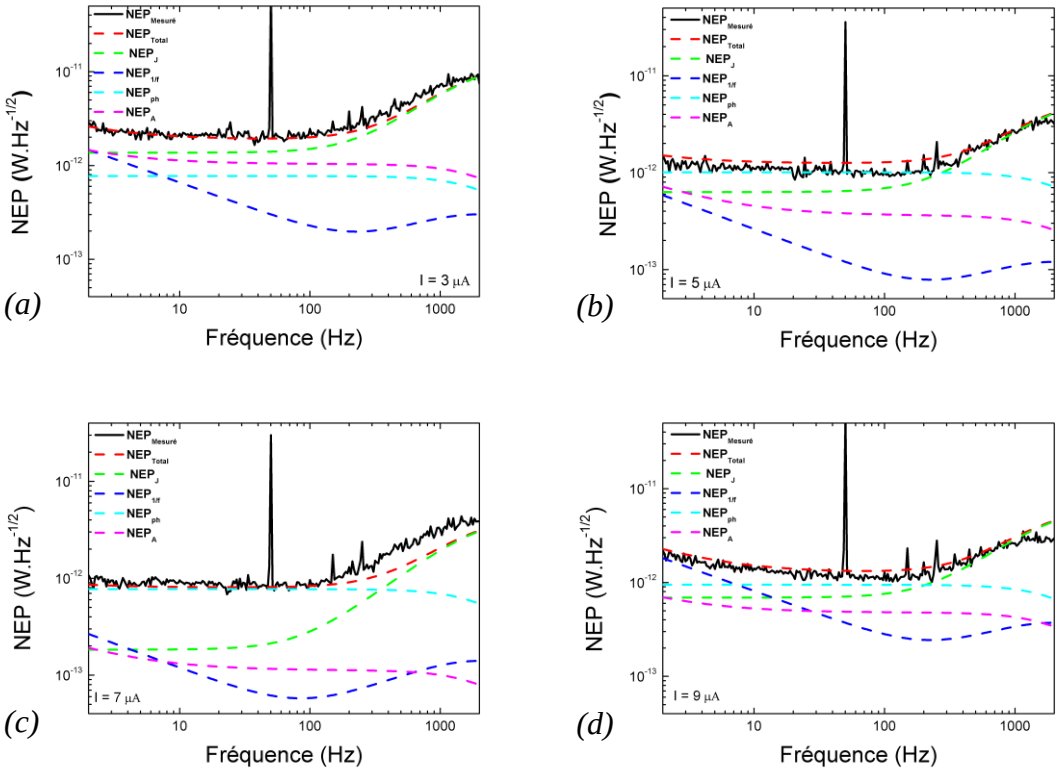


Figure IV-14 NEP électrique estimé et calculé à partir des mesures de la densité spectrale de bruit en tension en fonction de la fréquence à 300 K pour les courants (a) I = 3 µA, (b) I = 5 µA, (c) I = 7 µA et (d) I = 9 µA pour le pont simple de 100×4 µm² (BA029).

Le Tableau IV-5 présente pour les différents cas les éléments (résistances électriques, température moyenne du pont, sensibilité électrique, courant de polarisation et consommation mesurés auparavant) utilisés dans les calculs du NEP électrique de la Figure IV-14.

BA029	I (µA)	R (kΩ)	T_{moy} (K)	Sensibilité (10^3×V·W^{-1})	Consommation (µW)
100×4 µm²	3	29,8	305	14,7	0,3
	5	32,4	322	37,1	0,8
	7	42,5	335	150,0	2,1
	9	58,6	340	47,7	4,8

Tableau IV-5 Valeurs de résistance électrique, température moyenne, sensibilité électrique et consommation pour différents courants pour le pont simple de 100×4 µm² (BA029).

Pour conclure, sur les mesures du bruit et estimation du NEP électrique pour des ponts simples de longueurs différentes, le NEP électrique minimum à température ambiante, a été atteint pour le courant optimal. Ceci est dû à la forte sensibilité de l'échantillon à I_{opt} puisque les résultats des mesures de bruit montrent qu'ils ont le même ordre de grandeur pour les différents courants de mesure. Parmi les échantillons de longueur 50 et 100 µm mesurés, l'échantillon de longueur 100 µm de BA029 a le NEP le plus faible. Nous allons continuer notre étude aves les mesures de bruit sur les ponts parallèles.

IV.3.b Mesures de bruit des ponts parallèles

IV.3.b.1 NEP minimum en fonction de la température

Afin d'évaluer les performances des bolomètres pour de grande surface de détection, j'ai étudié l'évolution du NEP minimum obtenu au courant optimal en fonction de la température pour les ponts parallèles 100×100 µm² de l'échantillon CA615-6. Pour cela, j'ai donc mesuré la densité spectrale de bruit en tension à différentes températures et à I_{opt}. Il est possible de voir sur la Figure IV-15 qu'à basse fréquence le bruit diminue quand la température augmente ceci est dû au fait que le courant optimal est plus petit à mesure que la température augmente. I_{opt} est en effet de 175 µA et 55 µA, respectivement à 240 K et 315 K. Le bruit en 1/f étant quadratiquement proportionnel au courant de polarisation, sa contribution diminue donc quand la température augmente.

En ce qui concerne le NEP électrique, on peut noter la faible différence entre les différents points de fonctionnement optimum : on obtient des NEP minimum de l'ordre de 3×10^{-11} W·Hz$^{-1/2}$. A basse température, le bruit est plus élevé mais en contrepartie la sensibilité électrique est élevée (cf. Figure III-14). Il n'y a donc pas d'effet sur le NEP car celui est le rapport en bruit et sensibilité. Il n'est donc pas intéressant de baisser la température pour améliorer le NEP car malgré l'amélioration de la sensibilité, I_{opt} est plus important et donc le bruit est plus grand, ce qui, en fin de compte, impact peu la valeur du NEP.

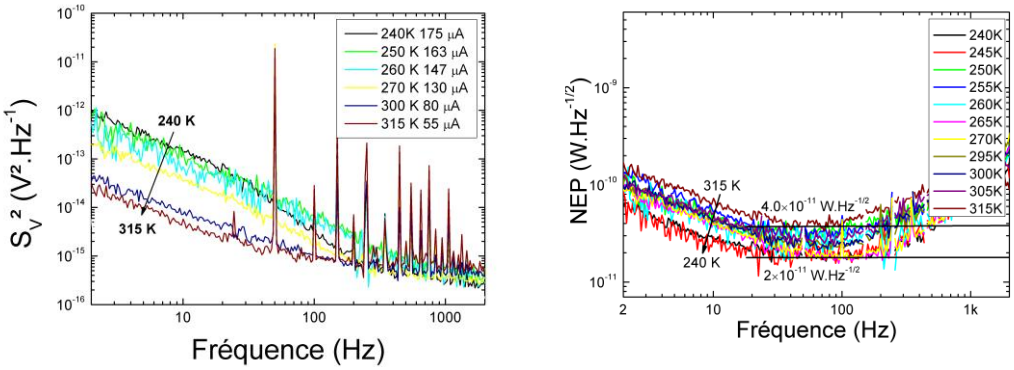


Figure IV-15 (a) Densité spectrale de bruit en tension et (b) NEP électrique en fonction de la fréquence pour différentes températures à I_{opt} pour les ponts parallèles de 100 × 100 µm² (CA615-6).

IV.3.b.2 Évolution du NEP en fonction du courant à 300 K

Le faible impact de la température étant établi, j'ai décidé de réaliser des mesures à 300 K. La densité spectrale de bruit en tension pour différents courant à 300 K a été mesurée pour les ponts parallèles 50×50 µm² et 100×100 µm² de l'échantillon BA082. Les Figure IV-16-(a) et (b) montrent que le bruit 1/f est dominant. Le NEP électrique minimum d'environ 10^{-11}×W·Hz$^{-1/2}$ a été mesuré pour un courant voisin du courant optimal I_{opt} (Figure IV-16-(a) et (b)). Les valeurs minimales ont en effet été obtenues vers 70 µA pour des courants optimaux évalués précédemment à 84 et 86 µA.

Comparativement aux mesures de bruit des ponts simples de l'échantillon BA082, le bruit 1/f des ponts parallèles est plus élevé. Pour comprendre ce comportement j'ai fait des simulations COMSOL de la distribution de courant dans les ponts parallèles avec la géométrie de l'échantillon du masque BOLO2011 (présenté section II.2.b). Lors de ces simulations, j'ai considéré le cas idéal où tous les ponts étaient identiques (dimensions, propriétés électriques et thermiques identiques).

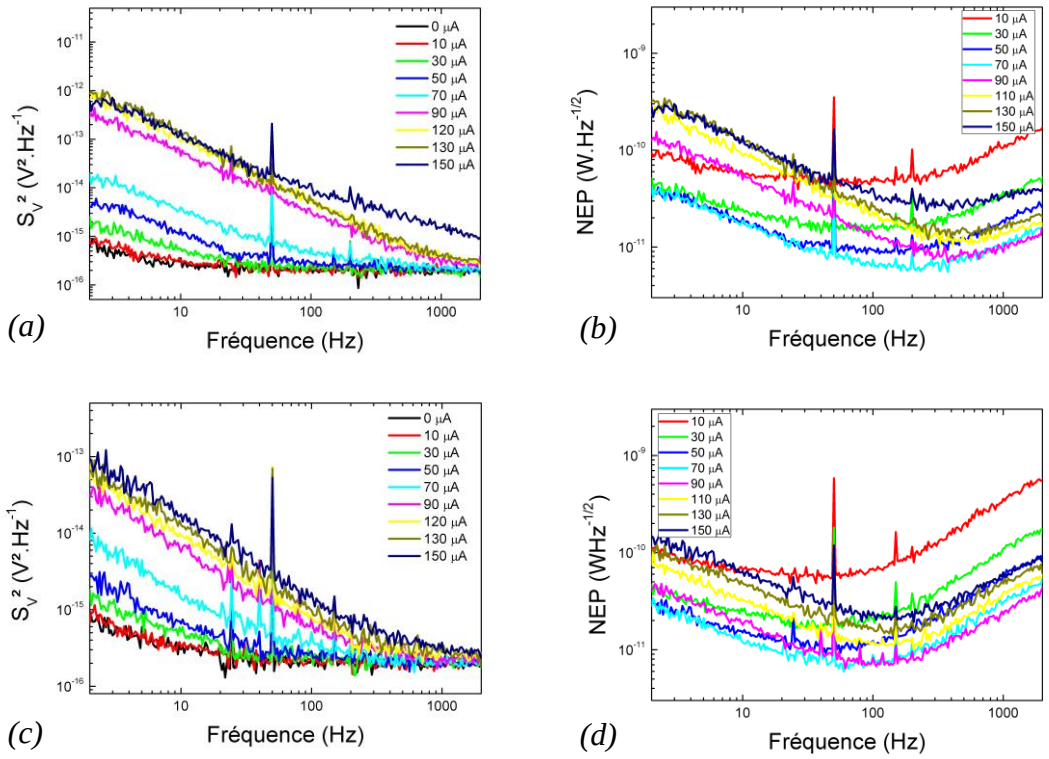


Figure IV-16 (a) Densité spectrale de bruit en tension et (b) NEP électrique en fonction de la fréquence pour différents courants pour les ponts parallèles de 50 × 50 µm² (BA082) (c) Densité spectrale de bruit en tension et (d) NEP électrique en fonction de la fréquence pour différents courants pour les ponts parallèles de 100 × 100 µm² (BA082).

La Figure IV-17-(a) présente la répartition des lignes de courant pour des densités de courant entre $1{\cdot}10^7$ et $6{\cdot}10^7$ A.m^{-2} (respectivement pour des courants entre 25 et 125 µA). On note que le courant ne se répartit pas de façon égale entre les 17 ponts parallèles de ce bolomètre. La densité de courant est plus importante dans les ponts extérieurs par rapport à ceux situés au milieu. Les lignes de courant (Figure IV-17-(b)) sur l'ensemble du bolomètre ne sont en effet pas homogènes. Cette répartition de courant non homogène provoque une non uniformité de l'échauffement et doit probablement modifier les performances. Ce phénomène va en effet modifier la sensibilité électrique moyenne et l'importance de certaines contributions de bruit. On peut en effet imaginer que le bruit en 1/f sera plus élevé dans les ponts extérieurs car le courant le traversant sera plus élevé. Une étude analytique semble donc difficile pour bien estimer les performances de ces ponts parallèles avec le design du masque BOLO2011.

Comme cela a été évoqué dans le chapitre II, un nouveau masque (masque BOLO2019) a été conçu et réalisé au cours de cette thèse. Des simulations COMSOL de ponts parallèles ont permis de trouver un design approprié pour uniformiser au maximum la répartition du courant dans les différents ponts parallèles. La Figure IV-18-(a) montre un exemple de résultat de simulation pour le même échantillon que celui présenté dans la

Figure IV-17, pour des courants compris entre 20 et 80 µA. Nous voyons que l'écart de densité de courant entre le pont du centre et ceux des extrémités est moins important avec la nouvelle géométrie. Malheureusement, par manque de temps et de problèmes techniques de fabrication, je n'ai pas pu mesurer de ponts parallèles avec ce nouveau masque (BOLO2019).

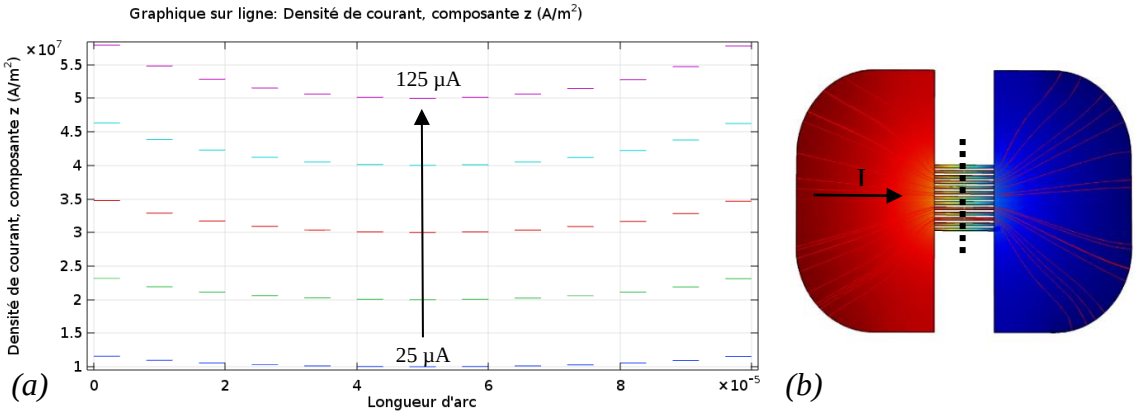


Figure IV-17 (a) Simulations COMSOL de la densité de courant pour les ponts parallèles 100×100 µm² de 30 nm de LSMO pour des courants entre 25 - 125 µA et (b) vue du dessus de la géométrie du masque BOLO2011 de l'échantillon. La ligne pontillée symbolise l'endroit où la densité de courant a été relevé.

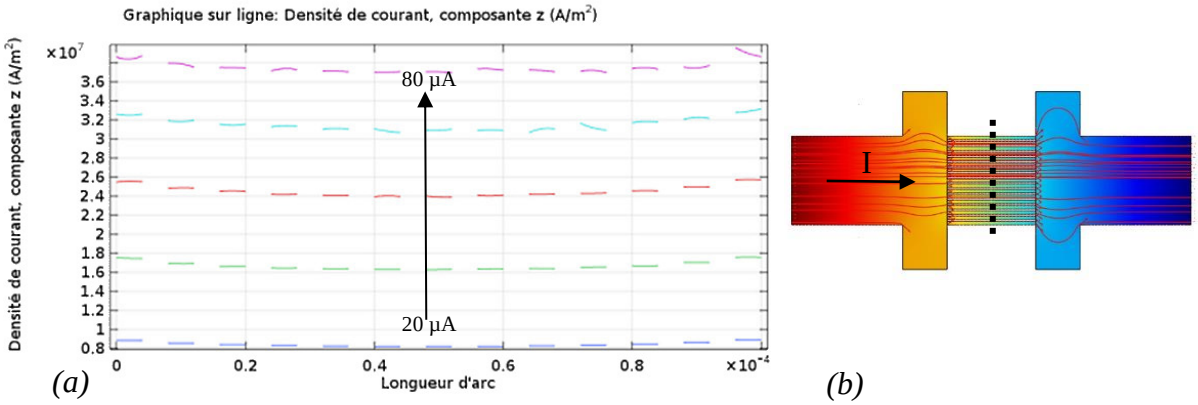


Figure IV-18 (a) Simulations COMSOL de la densité de courant pour les ponts parallèles 100×100 µm² de 30 nm de LSMO pour des courants entre 20 - 80 µA et (b) vue du dessus de la géométrie du masque BOLO2019 de l'échantillon. La ligne pontillée symbolise l'endroit où la densité de courant a été relevé.

IV.3.c Conclusion des mesures de NEP

Le Tableau IV-6 résume les performances en NEP des différents échantillons mesurés à 30 Hz et 300 K aux courants optimal. Les ponts simples ont des NEP de l'ordre de quelques pW·Hz$^{-1/2}$ à 300 K. Ces bonnes performances sont obtenues quand le bruit de phonons devient (ou est) dominant. Les valeurs de NEP pour les ponts parallèles sont

un ordre de grandeur plus élevées car probablement la répartition du courant n'est pas optimale.

	I_{opt} (µA)	R (kΩ)	dR/dT (Ω·K^{-1})	τ (ms)	f_c (Hz)	$\Re_v$ (10^3×V·W^{-1})	NEP (W·Hz$^{-1/2}$)	P (µW)
BA029 50 × 4	12	25,1	1065	0,55	292	81,7	2×10^{-12}	3,6
BA029 100 × 4	7	45,3	1674	0,77	85	150,0	0,9×10^{-12}	2,2
BA082 50 × 4	10	29,5	727	0,46	353	29,5	2×10^{-12}	3,0
BA082 100 × 4	4	75,4	1037	1,17	137	75,4	3×10^{-12}	1,2
BA082 50 × 50	86	4,4	113	0,39	415	3,3	95×10^{-12}	32,6
BA082 100 × 100	84	4,0	111	1,18	136	3,2	70×10^{-12}	28,2
CA615-6 100 × 100	80	6,9	123	1,50	106	6,0	40×10^{-12}	44,2

Tableau IV-6 Paramètres mesurés du NEP électrique à 30 Hz pour le courant optimal à 300 K pour les échantillons BA029, BA082 et CA615-6. Les ponts simples sont situés dans la partie supérieure du tableau et les ponts parallèles dans la partie inférieure.

Il est possible aussi d'observer que la consommation des échantillons est assez faible, de l'ordre du µW. Pour les ponts parallèles il est normal que la consommation soit plus importante (même si elle reste raisonnable) car il faut un courant de polarisation plus grand.

IV.4 Détectivité spécifique D*

Pour l'estimation de la détectivité spécifique D^*, j'ai utilisé les mesures d'absorption η présentées dans le chapitre III et le NEP électrique présenté dans la section IV.3.

La détectivité spécifique pour une longueur d'onde donnée, à courant optimal et pour une absorption η est donnée par l'expression ci-dessous :

$$D^* = \frac{\eta\sqrt{A}}{NEP} = \frac{\eta\Re_v^{elec}\sqrt{A}}{S_V} \qquad \text{(IV-8)}$$

Le Tableau IV-7 résume les valeurs de NEP optique NEP_{opt} = ηNEP utilisés pour le calcul de la détectivité spécifique à 300 K et à 30 Hz. Je me suis limitée aux longueurs d'onde inférieures à 12,2 µm car l'estimation de η est hasardeuse dans l'IR lointain (cf. III.6.c).

	NEP (10^{-12}W·Hz$^{-1/2}$)	NEP_{opt} (10^{-12}W·Hz$^{-1/2}$)			
		630 nm η=0,8	3,39 µm η=0,3	MIR η=0,1	8,6 – 12,2 µm η=0,03
BA029 50 × 4	2	2,5	5,7	20	70
BA029 100 × 4	0,9	1,1	2,6	9	30
BA082 50 × 4	2	2,5	5,7	20	70
BA082 100 × 4	3	3,8	8,6	30	100
BA082 50 × 50	95	120	270	950	~3000
BA082 100 × 100	70	90	200	700	~2500
CA615-6 100 × 100	40	50	120	400	~1500

Tableau IV-7 Résumé des valeurs de NEP électrique et optique à I_{opt}, à 30 Hz à 300 K pour les échantillons mesurés. Les ponts simples sont situés dans la partie supérieure du tableau et les ponts parallèles dans la partie inférieure.

Le Tableau IV-8 résume les valeurs de D* pour différentes longueurs d'onde et les différents échantillons mesurés lors de cette thèse.

Nous pouvons constater que la détectivité spécifique la plus grande est obtenue pour les ponts les plus longs et donc ayant le NEP le plus faible (voir section IV.3). La Figure IV-19 permet de comparer la détectivité spécifique à 300 K mesurée à 3,39 µm en fonction de la constante de temps thermique avec d'autres bolomètres issus de la littérature.

Nos performances sont comparables à celle de l'état de l'art actuel (cf. Figure IV-19). Des détectivités spécifiques supérieures à 5×10^{8} cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1} à 30 Hz ont été obtenues dans le visible. A 3,39 µm, les détectivités spécifiques restent intéressantes car elles sont toujours supérieures à 2×10^{8} cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1}. Dans le moyen IR et l'IR lointain, les valeurs de détectivité spécifique sont plus faibles, d'environ 10^{7} cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1}. Le couplage du rayonnement avec les structures suspendues n'est pas optimal car les longueurs d'onde sont alors du même ordre de grandeur que les dimensions des bolomètres.

	NEP (10^{-12}W·Hz$^{-1/2}$)	A (µm²)	D* (cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1})			
			630 nm η=0,8	3,39 µm η=0,3	MIR η=0,1	8,6 – 12,2 µm η=0,03
BA029 50 × 4	2	180	$5{,}5\times10^{8}$	$2{,}4\times10^{8}$	$6{,}8\times10^{7}$	$2{,}1\times10^{7}$
BA029 100 × 4	0,9	370	$1{,}8\times10^{9}$	$7{,}5\times10^{8}$	$2{,}2\times10^{8}$	$6{,}5\times10^{7}$
BA082 50 × 4	2	180	$5{,}4\times10^{8}$	$2{,}4\times10^{8}$	$6{,}8\times10^{7}$	$2{,}1\times10^{7}$
BA082 100 × 4	3	360	$5{,}1\times10^{8}$	$2{,}3\times10^{8}$	$6{,}4\times10^{7}$	$1{,}9\times10^{7}$
BA082 50 × 50	95	1440	$3{,}2\times10^{7}$	$1{,}4\times10^{7}$	$4{,}0\times10^{6}$	$1{,}2\times10^{6}$
BA082 100 × 100	70	5610	$8{,}6\times10^{7}$	$3{,}8\times10^{7}$	$1{,}1\times10^{7}$	$3{,}3\times10^{6}$
CA615-6 100 × 100	40	6800[14]	$1{,}7\times10^{8}$	$7{,}3\times10^{7}$	$2{,}1\times10^{7}$	$6{,}2\times10^{6}$

Tableau IV-8 Résumé des valeurs de la détectivité spécifique D à I_{opt}, à 30 Hz à 300 K pour les échantillons mesurés. Les ponts simples sont situés dans la partie supérieure du tableau et les ponts parallèles dans la partie inférieure.*

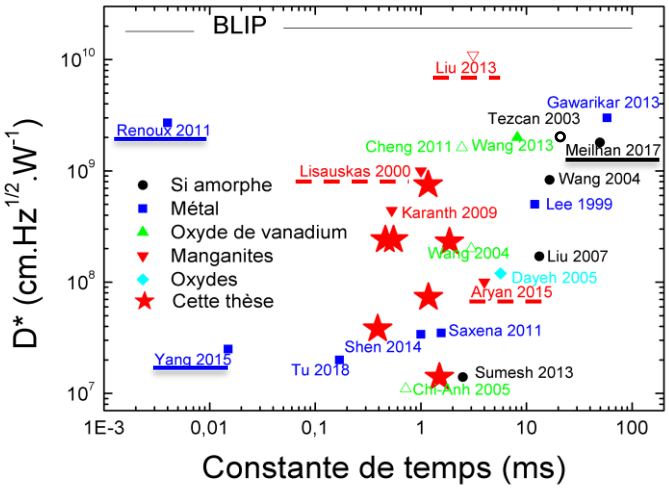


Figure IV-19 Détectivité spécifique à 300 K, 30 Hz, 3,39 µm, estimé à partir du NEP_{opt} pour tous les échantillons présentés dans le tableau IV-8 (symboles étoiles rouges) en fonction de leur constante de temps thermique mesurée et des valeurs de la détectivité spécifique de la littérature pour des bolomètres non-refroidis. Les symbols ouverts ont été estimé à partir des mesures électriques. Les soulignés sont des antennes et les soulignés pontillés ont été mesurés dans le visible. BLIP : détectivité spécifique maximale d'un détecteur thermique à 300 K.

[14] Estimation

Malgré la difficulté de modéliser thermiquement les ponts parallèles, ils présentent une bonne performance assez proche de celle des ponts simples. Bien que les valeurs de NEP soient un ordre de grandeur au-dessus des ponts simples, leur surface étant entre 9 et 17 fois plus grande que celle des ponts simples, ces ponts parallèles présentent des valeurs de D* du même ordre de grandeur. Des valeurs supérieures à 1×10^{8} cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1} ont été également obtenues à 630 nm.

Le tableau IV-9 présente un résumé des performances d'un des ponts simples de 100×4 µm² de l'échantillon BA029.

Paramètres à 300 K :	**100×4 µm² (BA029)**
A (µm²)	370
G (W.K^{-1})	$1{,}2\times10^{-7}$
ρ (mΩ.cm) à I = 0	3,3
R (kΩ) à I = 0	29,8
dR/dT (Ω.K^{-1}) à I = 0	515
TCR (%.K^{-1}) à I = 0	1,73
I_{opt} (µA)	7
ρ (mΩ.cm) à I_{opt}	5,3
R (kΩ) à I_{opt}	45,3
dR/dT (Ω.K^{-1}) à I_{opt}	1674
TCR (%.K^{-1}) à I_{opt}	3,70
NEP (10^{-12}W·Hz$^{-1/2}$)	0,9
D* (cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1}) à 630 nm	$1{,}8\times10^{9}$
D* (cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1}) à 3,39 µm	$7{,}5\times10^{8}$
D* (cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1}) 1,25 – 25 µm	$2{,}2\times10^{8}$
D* (cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1}) 8,6 – 12,2 µm	$6{,}5\times10^{7}$

Tableau IV-9 Résumé des performances de l'échantillon 100×4 µm² (BA029).

La Figure IV-20 permet de comparer les détectivités spécifiques D* des différents types de détecteurs à une température donnée, en fonction de la longueur d'onde. Nous pouvons voir que nos détecteurs sont intéressants pour la détection infrarouge en comparaison à des autres détecteurs thermiques non refroidiµcadre rouge dans la Figure IV-20).

Enfin, on peut souligner que les faibles constantes de temps thermiques permettent d'obtenir des détectivités percusionnelles de l'ordre de 10^9 cm·J^{-1}.

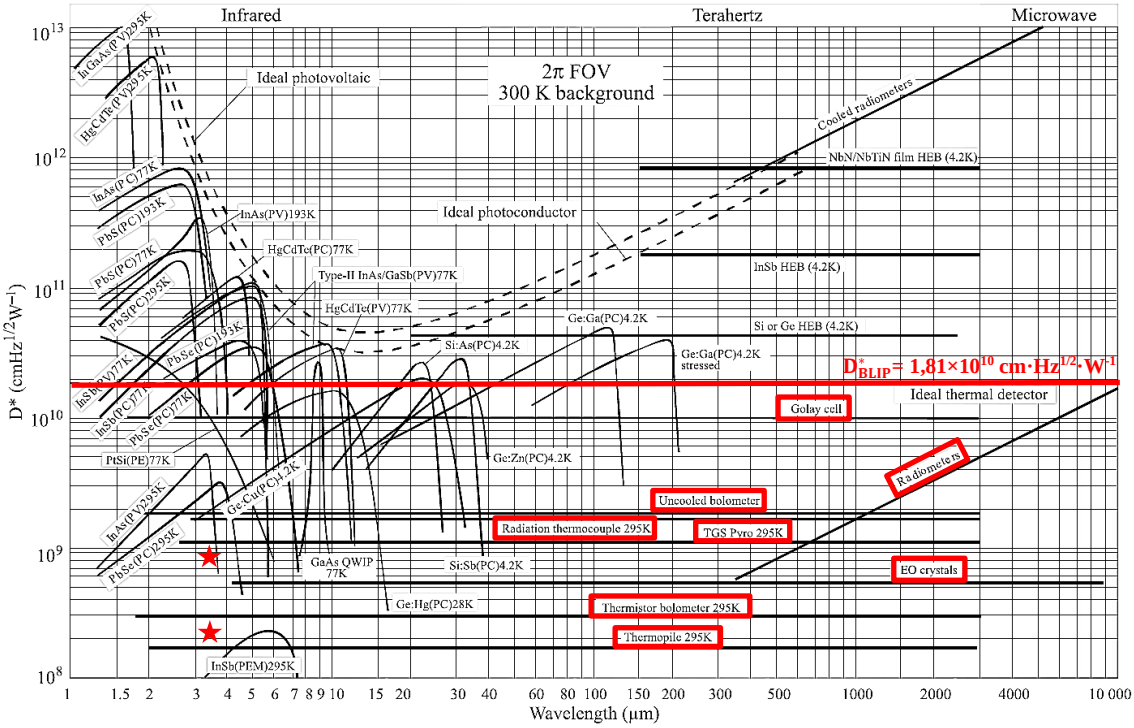


Figure IV-20 Comparaison de la détectivité spécifique D en fonction de la longueur d'onde pour différents types de matériaux à une température donnée* [Rogalski 2011]. *Les étoiles rouges symbolisent les valeurs des ponts simples de 100×4 et 50×4 (BA029 et BA082) à 3,39 µm. Les cadres rouges précisent les détecteurs thermiques non refroidies.*

IV.5 Conclusion

Ce chapitre a permis d'évaluer les performances des détecteurs à 300 K. La constante de temps thermique a été mesurée pour différentes géométries et comparée avec les calculs théoriques. Des mesures du bruit ont été ainsi présentées pour différentes températures et courants de polarisation. Les résultats ont été comparés entre eux et une discussion sur la géométrie utilisée a été faite.

Nous pouvons ainsi évaluer le NEP des dispositifs et comparer les performances obtenues à la littérature. La dernière partie de ce chapitre, et de cette thèse, a présenté des axes de recherches permettant d'améliorer les performances des bolomètres monocorps avec la géométrie de pont suspendu.

Un objectif important de ces mesures était de valider les simulations décrites au chapitre II. Ces caractérisations ont également mis en évidence certains phénomènes, tels que l'influence du courant de polarisation sur les performances de l'échantillon et la non homogénéité du courant sur la géométrie des ponts parallèles.

Les bonnes performances en bruit sont dues aux bonnes qualités intrinsèques du LSMO. En effet, la résistivité électrique et son paramètre normalisé de Hooge sont faibles.

Nous avons pu alors démontrer que le LSMO est un candidat prometteur pour la réalisation de bolomètre non refroidi.

Conclusion générale

L'objectif principal de ma thèse a été l'étude de la réponse de bolomètres à base de couches minces de LSMO, soumis à des rayonnements de différentes longueurs d'onde dans la gamme IR. Pour cela, une étude approfondie de bolomètres monocorps à base de structures suspendues a été réalisée à partir de couches LSMO déposées sur Silicium. L'utilisation de couche tampon en STO (ou CTO) et de couche de protection en STO amorphe permet la fabrication de structures suspendues ayant des longueurs de 50 à 200 µm et des largeurs de 4 µm.

Je me suis intéressée à la caractérisation électrique des bolomètres pour différents courants de polarisation et différentes températures. Ces mesures n'avaient pas été réalisées auparavant car une limite de courant avait été imposée pour éviter tout risque d'emballement thermique. L'étude approfondie de la caractérisation électrique des structures suspendues a montré que le comportement non-linéaire de la résistivité électrique en fonction de la température ne provoque pas cet effet.

Un modèle électro-thermique ainsi que des simulations par éléments finis ont été développés et validés par des mesures. Le comportement non linéaire des courbes V(I) peut être expliqué par l'évolution non monotone de la résistivité électrique du LSMO avec la température. En particulier, il est possible d'estimer la température moyenne du pont et sa conductance thermique. L'estimation de ces paramètres thermiques sera utile pour la conception des prochaines générations de bolomètres à base de couches minces de LSMO.

Une analyse critique pour déterminer le(s) meilleur(s) point(s) de fonctionnement des structures suspendues a été présentée. À partir des mesures réalisées pour différentes géométries, j'ai pu constater que la sensibilité maximale est non-linéaire en fonction du courant de polarisation et de la température du thermostat. Pour chaque température, il est possible d'atteindre la sensibilité maximale en chauffant l'échantillon par effet Joule avec un courant optimal. Les simulations ont également permis de montrer la faible influence de la couche de protection en STO amorphe. La faible conductivité thermique de cette couche ne dégrade en effet pas trop la conductance thermique des structures suspendues. La maîtrise du point de fonctionnement et donc de la sensibilité permet de donc d'optimiser les performances souhaitées selon l'application désirée.

Une caractérisation optique du LSMO dans diverses gammes de longueurs d'onde a été entreprise. À l'issue des mesures réalisées au cours de cette thèse avec les différentes sources de rayonnement IR (corps noir, laser 3,39 µm et faisceau synchrotron), j'ai pu déterminer les performances des bolomètres suspendus fabriqués à base de LSMO L'absorption du LSMO dans le visible (η~0,8) et le proche IR (η~0,3) montre que ce type de bolomètres est très intéressant dans ces gammes de longueurs d'onde. Dans l'IR lointain, la faible absorption dégrade malheureusement les performances. Il faudra donc

utiliser des antennes pour coupler le rayonnement. Il serait donc intéressant de poursuivre dans cette voie et d'explorer d'avantage les capacités des bolomètres LSMO dans ces plages de longueur d'onde.

Les différentes contributions du bruit ont été également étudiées en détail. Une analyse a permis d'étudier l'évolution de ces contributions en fonction des points de fonctionnement considérés. La polarisation au courant optimal permet d'atteindre de faibles valeurs de puissances équivalentes de bruit NEP, de 2,6 $pW \cdot Hz^{-1/2}$ et D* de $7{,}5 \times 10^{8}$ $cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$ à 3,39 µm à 300 K. Le bruit 1/f et la faible résistivité électrique des couches LSMO permettent en effet de diminuer la contribution de ces sources de bruit. Grâce aux sensibilités obtenues, les bolomètres peuvent être limités par le bruit de phonons. Dans le cas de bolomètres de plus grande surface, constitués de plusieurs ponts parallèles, les valeurs de NEP sont plus élevées. Des simulations éléments finis semblent montrer que le design utilisé ne permet d'obtenir une répartition égale dans chaque pont suspendu engendrant probablement la contribution des sources de bruit 1/f.

Par ailleurs, les constantes de temps thermique (de l'ordre de 1 ms) et les consommations électriques (quelques dizaines de µW) sont faibles. Ces performances sont très prometteuses comparativement à l'état de l'art des détecteurs non refroidis.

Cette thèse a posé des bases nécessaires pour la conception des détecteurs infrarouge sensibles, sans couplage par des antennes. Un des axes de développement serait le couplage du rayonnement dans les détecteurs afin de les adapter aux gammes de longueur d'onde THz. Des applications envisagées sont celles nécessitant un faible nombre de détecteurs performants, dans la gamme infrarouge jusqu'au THz.

Bibliographie

[Adamo 2015] : C. Adamo, L. Méchin, T. Heeg, M. Katz, S. Mercone, B. Guillet, S. Wu, J. M. Routoure, J. Schubert, W. Zander, R. Misra, P. Schiffer, X. Q. Pan, D. G. Schlom, « Enhanced electrical and magnetic properties in $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ thin films deposited on $CaTiO_3$ buffered silicon substrates », Appl. Mater., 3(6), 2015

[Afalla 2019] : J. Afalla, A. De Los Reyes, A. Faustino, V. D. Vistro, H. R. Bardolaza, « Detection performance of LT-G aAs-on-Silicon bowtie photoconductive antenna prototype », 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2019

[Aryan 2013] : A. Aryan, Thèse, « Uncooled bolometer based on La0.7Sr0.3MnO3 thin films: Thermal model, electrical and optical characterizations », 2013

[Aryan 2015] : A. Aryan, B. Guillet, J. M. Routoure, C. Fur, P. Langlois, L. Méchin, « Measurement of thermal conductance of $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ thin films deposited on $SrTiO_3$ and MgO substrates », 204-210, Appl. Surf. Sci., 2015

[Bevilacqua 2014] : S. Bevilacqua, S. Cherednichenko, « Low Noise Nanometer Scale Room-Temperature YBa Cu O Bolometers for THz Direct Detection », IEEE Trans. THz Sci. Technol., 4(6), 653-660, 2014

[Bhan 2009] : R. K. Bhan, R. S. Saxena, C. R. Jalwania, S. K. Lomash, « Uncooled infrared microbolometer arrays and their characterisation techniques », Def. Sci. J., Vol. 59, pp. 580–589, 2009

[Boudali 2009] : A. Boudali, M. D. Khodja, B. Amrani, D. Bourbie, K. Amara, A. Abada, « First-principles study of structural, elastic, electronic, and thermal properties of SrTiO3 perovskite cubic », Phys. Lett. Sect. A Gen. At. Solid State Phys., 373(8–9), 879–884, 2009

[Brandão 2001] : G. B. Brandão, L. A. L. De Almeida, G. S. Deep, A. M. N. Lima, H. Neff, « Stability conditions, nonlinear dynamics, and thermal runaway in microbolometers », J. Appl. Phys., 90(4), 1999–2008, 2001

[Brown 2003] : E. R. Brown, « A system-level analysis of Schottky diodes for incoherent THz imaging arrays », 2003 International Semiconductor Device Research Symposium, ISDRS 2003 - Proceedings, 380–381, 2003

[Budzier 2011] : H. Budzier, G. Gerlach, « Thermal infrared sensors », Ed. :Springer Netherlands, 2011

[Caniou 1999] : J. Caniou, « Passive Infrared Detection », In Passive Infrared Detection, Ed. : Springer US, 1999

[Carslaw 1959] : Carslaw, Jaeger, « Conduction of heat in solids », 1959

[Catalano 2010] : A. Catalano, A. Coulais, J. M. Lamarre, « Analytical approach to optimizing alternating current biasing of bolometers », Appl. Opt., 49(31), 5938–5946, 2010

[Ceriale 2014] : V. Ceriale, L. Pellegrino, N. Manca, D. Marré, « Electro-thermal bistability in $(La_{0.7}Sr_{0.3})MnO_3$ suspended microbridges: Thermal characterization and transient analysis », J. Appl. Phys., 115(5), 2014

[Chakrabarty 2019] : A. Chakrabarty, M. A. Lindeman, B. Bumble, A. W. Kleinsasser, W. A. Holmes, D. Cunnane, « Operation of YBCO kinetic-inductance bolometers for outer solar system missions », Appl. Phys. Lett., 114(13), 2019

[Chaluvadi 2017] : S. K. Chaluvadi, Thèse, « Influence of the epitaxial strain on magnetic anisotropy in LSMO thin films for spintronics applications », 2017

[Cheenne 2000] : N. Cheenne, Thèse, « Synthèse de films minces de type super réseau pour la réalisation et l'étude de micro-bolomètres. Rôle des interfaces sur la transmission des phonons », 2000

[Chen 2001] : C. Chen, X. Yi, J. Zhang, B. Xiong, « Micromachined uncooled IR bolometer linear array using VO2 thin films », Int. J. Infrared Millimeter Waves, 22(1), 3–58, 2001

[Cheng 2011] : Q. Cheng, S. Paradis, T. Bui, M. Almasri, « Design of Dual-Band Uncooled Infrared Microbolometer », IEEE Sens. J., 11(1), 167-175, 2011

[Cherednichenko 2011] : S. Cherednichenko, A. Hammar, S. Bevilacqua, V. Drakinskiy, J. Stake, A. Kalabukhov, « A room temperature bolometer for terahertz coherent and incoherent detection », IEEE Trans. THz Sci. Technol., 1(2), 395–402, 2011

[Chi-Anh 2005] : N. Chi-Anh, H. J. Shin, K. Kim, Y. H. Han, S. Moon, « Characterization of uncooled bolometer with vanadium tungsten oxide infrared active layer », Sens. Actuators, A Phys., 123–124, 87–91, 2005

[Choudhary 2004] : R. J. Choudhary, A. S. Ogale, S. R. Shinde, S. Hullavarad, S. B. Ogale, T. Venkatesan, R. Kumar, « Evaluation of manganite films on silicon for uncooled bolometric applications », Appl. Phys. Lett., 84(19), 3846–3848, 2004

[Chromik 2014] : Š. Chromik, V. Štrbík, E. Dobročka, T. Roch, A. Rosová, M. Španková, P. Choleva, « LSMO thin films with high metal-insulator transition temperature on buffered SOI substrates for uncooled microbolometers », Appl. Surf. Sci., 312, 30–33, 2014

[Dégardin 2019] : A. F. Dégardin, V. S. Jagtap, X. Galiano, A. J. Kreisler, « Semiconducting Y-Ba-Cu-O thermal detectors: Low noise and fast pyroelectric IR response - Development for future THz imagers », International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, IRMMW-THz, 2019

[Degl 2016] : R. Degl, L. Xiao, D. S. Jessop, S. J. Kindness, Y. Ren, H. Lin, D. A. Ritchie, « Fast Room-Temperature Detection of Terahertz Quantum Cascade Lasers with Graphene-Loaded Bow-Tie Plasmonic Antenna Arrays », ACS Photonics, 3(10), 1747–1753, 2016

[Dennis 1986] : P. N. J. Dennis, « Photodetectors - An Introduction to Current Technology », 1986

[Dillner 2013] : U. Dillner, E. Kessler, H. G. Meyer, « Figures of merit of thermoelectric and bolometric thermal radiation sensors », J. Sensors Sens. Syst., 2(1), 85–94, 2013

[Dong 2003] : L. Dong, R. Yue, L. Liu, « An uncooled microbolometer infrared detector based on poly-SiGe thermistor », Sens. Actuators, A Phys., 105(3), 286–292, 2003

[Dong 2005] : L. Dong, R. Yue, L. Liu, « Fabrication and characterization of integrated uncooled infrared sensor arrays using a-Si thin-film transistors as active elements », J. Microelectromechanical Syst., 14(5), 1167–1177, 2005

[Dore 1996] : P. Dore, A. Paolone, R. Trippetti, « Mid-infrared and near-infrared properties of SrTiO3from transmission and reflection measurements », J. Appl. Phys., 80(9), 5270-274, 1996

[Duma 2013] : V.-F. Duma, « Prototypes and Modulation Functions of Classical and Novel Configurations of Optical Chopper Wheels », In J. Solids. Struct., 10, 5-18, 2013

[Duraffourg 2018] : L. Duraffourg, L. Laurent, J. S. Moulet, J. Arcamone, J. J. Yon, « Array of resonant electromechanical nanosystems: A technological breakthrough for uncooled infrared imaging », Micromachines, 9(8), 1-21, 2018

[Durán 2008] : A. Durán, F. Morales, L. Fuentes, J. M. Siqueiros, « Specific heat anomalies at 37, 105 and 455 K in SrTiO3:Pr », J. Phys. Condens. Matter, 20(8), 2008

[Efetov 2018] : D. K. Efetov, R. J. Shiue, Y. Gao, B. Skinner, E. D. Walsh, H. Choi, D. Englund, « Fast thermal relaxation in cavity-coupled graphene bolometers with a Johnson noise read-out », Nat. Nanotechnol., 13, 797–801, 2018

[Fadil 2012] : D. Fadil, S. Wu, P. Perna, B. Renault, M. Saïb, S. Lebargy, L. Méchin, « Direct observation of magnetization reversal and low field magnetoresistance of epitaxial $La_{0.7}Sr_{0.3}$ $MnO_3/SrTiO_3$ thin films at room temperature », J. Appl. Phys., 112(1), 2012

[Gaussorgues 1989] : G. Gaussorgues, « La thermographie infrarouge, principes, technologies, applications », In Technique et Documentation (Ed.), Handbook of Experimental Pharmacology (3th ed, Vol. 251, pp. 259–282), 1989

[Gawarikar 2013] : A. S. Gawarikar, R. P. Shea, J. J. Talghader, « High detectivity uncooled thermal detectors with resonant cavity coupled absorption in the long-wave infrared », IEEE Trans. Electron Devices, 2586-2591, 2013

[Graziosi 2014] : P. Graziosi, A. Gambardella, M. Prezioso, A. Riminucci, I. Bergenti, N. Homonnay, D. Busquets-Mataix, « Polaron framework to account for transport properties in metallic epitaxial manganite films », Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys., 89(21), 2014

[Gruet 2016] : S. Gruet, « Exploitation du rayonnement synchrotron pour l'étude à haute résolution dans l'infrarouge lointain d'hydrocarbures aromatiques polycycliques et de petites molécules protonées. », 2016

[Guillet 2003] : B. Guillet, Thèse, « Lecture et contrôle faible bruit de température à très haute résolution : application à la mesure de bruit excédentaire, à la bolométrie résistive, et à la radiométrie à substitution électrique », 2003

[Guillet 2015] : B. Guillet, S. Liu, S. Wu, L. Méchin, C. Adamo, D. G. Schlom, « How to get phonon noise limited uncooled bolometers? », Proceedings of International Conference on Noise and Fluctuations, ICNF 2015, 2015

[Guillet 2011] : B. Guillet, S. Wu, B. Cretu, R. Talmat, H. Achour, C. Barone, J.-M. Routoure, « Uncertainties in the estimation of low frequency noise level extracted from noise spectral density measurements », Proceedings of the IEEE 21st International Conference on Noise and Fluctuations, ICNF 2011, 2011

[Haenschke 2012] : F. Haenschke, E. Kessler, U. Dillner, A. Ihring, U. Schinkel, H.-G. Meyer, « New high detectivity linear array for analytical measurement in the room temperature range », Infrared Technology and Applications XXXVIII, 8353, 83531L-83531L – 6, 2012

[Håkansson 2019] : A. Håkansson, M. Shahi, J. W. Brill, S. Fabiano, X. Crispin, « Conducting-Polymer Bolometers for Low-Cost IR-Detection Systems », Adv. Electron. Mater., 5(6), 2019

[Hammouche 1989] : A. Hammouche, E. Siebert, A. Hammou, « Crystallographic, thermal and electrochemical properties of the system $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ for high temperature solid electrolyte fuel cells », Mater. Res. Bull., 24(3), 367–380, 1989

[Han 2011] : R. Han, Y. Zhang, D. Coquillat, H. Videlier, W. Knap, E. Brown, K. O. Kenneth, « A 280-GHz Schottky diode detector in 130-nm digital CMOS », IEEE Journal of Solid-State Circuits, 46(11), 2602–2612, 2011

[Hassis 2014] : W. Hassis, Thèse, « Etude de structures avancées pour la détection IR quantique à haute température », 2014

[Herschel 1800a] : W. L. D. F. R. S. Herschel, « Experiments on the Solar, and on the Terrestrial Rays that Occasion Heat; With a Comparative View of the Laws to Which Light and Heat, or Rather the Rays Which Occasion Them, are Subject, in Order to Determine Whether They are the Same, or Different. Part I », Philos. Trans. R. Soc. London, 90, 293–326, 1800

[Herschel 1800b] : W. L. D. F. R. S. Herschel, « Investigation of the Powers of the Prismatic Colours to Heat and Illuminate Objects; With Remarks, That Prove the Different Refrangibility of Radiant Heat. To Which is Added, an Inquiry into the Method of Viewing the Sun Advantageously, with Telescopes of Large Apertures and High Magnifying Powers », Philos. Trans. R. Soc. London, 90, 255–283, 1800

[Hiromoto 2019] : N. Hiromoto, A. Banerjee, D. Elamaran, M. Aoki, C. Apriono, H. Satoh, H. Inokawa, « Room-Temperature THz Antenna-Coupled Microbolometer With A Joule-Heating Resistor At The Center Of A Half-Wave Antenna », 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2019

[Hofmeister 2010] : A. M. Hofmeister, « Thermal diffusivity of oxide perovskite compounds at elevated temperature », J. Appl. Phys., 107(10), 2010

[Hyseni 2010] : G. Hyseni, N. Caka, K. Hyseni, « Infrared Thermal Detectors Parameters: Semiconductor Bolometers Versus Pyroelectrics », WSEAS Trans. CIRCUITS Syst., 9(4), 238–247, 2010

[Itatani 2006] : K. Itatani, T. Tsujimoto, A. Kishimoto, « Thermal and optical properties of transparent magnesium oxide ceramics fabricated by post hot-isostatic pressing », J. Eur. Ceram. Soc., 26(4–5), 639–645, 2006

[Jones 1949] : R. C. Jones, « A new classification system for radiation detectors. », J. Opt. Soc. Am., 39(5), 327–343, 1949

[Jorudas 2019] : J. Jorudas, J. Malakauskaitė, L. Subačius, V. Janonis, V. Jakštas, V. Kovalevskij, I. Kašalynas, « Development of the planar AlGaN/GaN bow-tie diodes for terahertz detection », 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2019

[Karanth 2009] : S. Karanth, M. A. Sumesh, V. Shobha, H. G. Shanbhogue, C. L. Nagendra, « Infrared detectors based on thin film thermistor of ternary Mn-Ni-Co-O on micro-machined thermal isolation structure », Sens. Actuators, A Phys., 153(1), 69–75, 2009

[Karunasiri' 1998] : G. Karunasiri', X. Gu, G. Chen, U. Sridhara, « Extraction of Thermal Parameters of Microbolometer Infrared Detectors Using Electrical Measurement », SPIE Proceedings, 668–674, 1998

[Kraus 1996] : H. Kraus, « Superconductive bolometers and calorimeters », Supercond. Sci. Technol., 827-842, 1996

[Kruse 1997] : P. W. Kruse, D. D. Skatrud, « Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems (47th ed.) », Ed. :Academic Press, 1997

[Kwon 2013] : B. Kwon, Thèse, « Development of microcantilever MID-Infrared detectors and sources and their application in infrared spectroscopy », 2013

[Lalinský 2016] : T. Lalinský, G. Vanko, J. Dzuba, V. Kutiš, G. Gálik, J. Paulech, P. Lobotka, « Thermo-mechanical Analysis of Uncooled $La_{0.67}Sr_{0.33}$ MnO_3 Microbolometer Made on Circular SOI Membrane », Procedia Eng., 168, 733-736, 2016

[Lam 2017] M. Lam, C. Gunther, « Instrumentation Avancée Techniques & Instruments de Mesure 3A Spécialité Électronique & Physique appliquée Majeure Instrumentation Avancée », 2017

[Lee 1999] : H. K. Lee, J. B. Yoon, E. Yoon, S. B. Ju, Y. J. Yong, W. Lee, S. G. Kim, « A high fill-factor infrared bolometer using micromachined multilevel electrothermal structures », IEEE Trans. Electron Devices, 46(7), 1489–1491, 1999

[Lisauskas 2000] : A. Lisauskas, S. I. Khartsev, A. Grishin, « Tailoring the colossal magnetoresistivity: $La_{0.7}(Pb_{0.63}Sr_{0.37})_{0.3}MnO_3$ thin-film uncooled bolometer », Appl. Phys. Lett., 77(5), 756–758, 2000

[H Liu 2005] : H. L. Liu, M. X. Kuo, J. L. Her, K. S. Lu, S. M. Weng, L. M. Wang, J. G. Lin, « Thickness-dependent optical properties of $La_{0.7}Sr_{0.3}$ MnO_3 thin films », J. Appl. Phys., 97(11), 2005

[S Liu 2013a] : S. Liu, Thèse, « Fabrication et caractérisation électrique et thermique de microbolomètres non refroidis suspendus à base de couches minces $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ sur silicium », 2013

[S Liu 2013b] : S. Liu, B. Guillet, A. Aryan, C. Adamo, C. Fur, J. M. Routoure, L. Méchin, «$La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ suspended microbridges for uncooled bolometers made using reactive ion etching of the silicon substrates », Microelectron. Eng., 111, 101–104, 2013

[S Liu, 2019] : S. Liu, B. Guillet, C. Adamo, V. M. Nascimento, S. Lebargy, G. Brasse, L. Méchin, « Free-standing $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ suspended micro-bridges on buffered silicon substrates showing undegraded low frequency noise properties », J. Micromech. Microeng., (00), 2019

[Lobotka 2008] : P. Lobotka, T. Lalinsky, M. Spankova, I. Vavra, S. Chromik, S. Hascik, P. Gierlowski, « Antenna-coupled uncooled THz microbolometer based on micromachined GaAs and LSMO thin film », Proceedings of IEEE Sensors, 2008

[Luo 2014] : L. B. Luo, J. J. Chen, M. Z. Wang, H. Hu, C. Y. Wu, Q. Li, F. X. Liang, « Near-infrared light photovoltaic detector based on GaAs nanocone array/monolayer graphene schottky junction », Adv. Funct. Mater., 24(19), 2794–2800, 2014

[Méchin 2013] : L. Méchin, S. Wu, B. Guillet, P. Perna, C. Fur, S. Lebargy, J.-M. Routoure, « Experimental evidence of correlation between 1/f noise level and metal-to-insulator transition temperature in epitaxial $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ thin films », J. Phys. D Appl. Phys.-Fast Track Commun., 46, 202001–00977721, 2013

[Méchin 2012] : L. Méchin, C. Adamo, S. Wu, B. Guillet, S. Lebargy, C. Fur, … D. G. Schlom, « Epitaxial $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ thin films grown on SrTiO 3 buffered silicon substrates by reactive molecular-beam epitaxy », Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci., 209(6), 1090–1095, 2012

[Méchin 2005] : L. Méchin, J.-M. Routoure, B. Guillet, F. Yang, S. Flament, D. Robbes, R. A. Chakalov, « Uncooled bolometer response of a low noise La2/3 Sr 1/3 MnO3 thin film », Appl. Phys. Lett., 87(20), 1–3, 2005

[Mehdi 2017] : I. Mehdi, J. V. Siles, C. Lee, E. Schlecht, « THz diode technology: Status, prospects, and applications », Proc. IEEE, Vol. 105, pp. 990–1007, 2017

[Meilhan 2017] : J. Meilhan, Thèse, « Conception, modélisation et caractérisation de détecteurs micro-bolométriques pour l'imagerie sub-terahertz », 2017

[Moreno 2015] : M. Moreno, R. Jiménez, A. Torres, R. Ambrosio, « Microbolometers Based on Amorphous Silicon-Germanium Films With Embedded Nanocrystals », IEEE Trans. Electron Devices, 62(7), 2120–2127, 2015

[Muhamad 2017] : N. F. Muhamad, R. A. Maulat Osman, M. S. Idris, M. N. Mohd Yasin, « Physical and electrical properties of SrTiO3 and SrZrO3 », EPJ Web of Conferences, 162, 2017

[Munk 2000] : A. B. Munk, « Frequency Selective Surfaces: Theory and Design », Ed. : Wiley-Blackwell, 2000

[Neff 2000] : H. Neff, A. M. N. Lima, G. S. Deep, R. C. S. Freire, E. Melcher, I. A. Khrebtov, A. D. Tkachenko, « Nonlinearity and electrothermal feedback of high Tc transition edge bolometers », Appl. Phys. Lett., 76(5), 640–642, 2000

[Neikirk 1984] : D. P. Neikirk, W. W. Lam, D. B. Rutledge, « Far-infrared bolometer detectors », Int. J. Infrared Millimeter Waves, 5(3), 1984

[Neufuss 2002] : K. Neufuss, A. R. Rudajevova´b, « Thermal properties of the plasma-sprayed $MgTiO_3$-$CaTiO_3$ and $CaTiO_3$ », Ceram. Int., 28, 93–97, 2002

[Neuzil 2002] : P. Neuzil, T. Mei, « Evaluation of thermal parameters of bolometer devices », Appl. Phys. Lett., 80(10), 1838–1840, 2002

[Nguyen 2012] : D. T. Nguyen, F. Simoens, J. L. Ouvrier-Buffet, J. Meilhan, J. L. Coutaz, « Simulations and measurements of the electromagnetic response of broadband THz uncooled antenna-coupled microbolometer array », 2012 19th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, MIKON 2012, 2012

[Niklaus 2007] : F. Niklaus, C. Vieider, H. Jakobsen, « MEMS-based uncooled infrared bolometer arrays: a review », MEMS/MOEMS Technologies and Applications III, 6836, 68360D, 2007

[Oh 2011] : D. W. Oh, J. Ravichandran, C. W. Liang, W. Siemons, B. Jalan, C. M. Brooks, D. G. Cahill, « Thermal conductivity as a metric for the crystalline quality of $SrTiO_3$ epitaxial layers », Appl. Phys. Lett., 98(22), 2011

[Okimoto 1997] : Y. Okimoto, T. Katsufuji, T. Ishikawa, T. Arima, Y. Tokura, « Variation of electronic structure f($0 \leqslant x \leqslant 0.3$) as investigated by optical conductivity spectra », Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys., 55(7), 4206–4214, 1997

[Puech 2009] : L. Puech, Thèse, « Élaboration et caractérisations de couches minces de magnétite pour des applications microbolométriques », 2009

[Qian 2013] : D. Qian, C. Wu, Y. Shuai, W. Luo, Q. Peng, X. Chen, W. Zhang, « Hardening and Optimizing of the Black Gold Thin Film as the Absorption Layer for Infrared Detector », Opt. Photonics J., 3, 281-283, 2013

[Rajendran 2003] : V. Rajendran, S. Muthu Kumaran, V. Sivasubramanian, T. Jayakumar, B. Raj, « Anomalies in elastic moduli and ultrasonic attenuation near ferromagnetic transition temperature in $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ perovskite », Phys. Status Solidi Appl. Res., 195(2), 350–358, 2003

[Ren 2016] : G. K. Ren, J. Le Lan, K. J. Ventura, X. Tan, Y. H. Lin, C. W. Nan, « Contribution of point defects and nano-grains to thermal transport behaviours of oxide-based thermoelectrics », Npj Comput. Mater., 2(16023), 2016

[Renoux 2011] : P. Renoux, S. Æ. Jónsson, L. J. Klein, H. F. Hamann, S. Ingvarsson, « Sub-wavelength bolometers: Uncooled platinum wires as infrared sensors », Opt. Express, 19(9), 8721-8727, 2011

[Rieke 2003] : G. H. Rieke, « Detection of light: from the ultraviolet to the submillimeter (2nd ed) », Ed. :Cambridge University Press, 2003

[Deep 1992] : G. S. Deep,; R. C. S. Freire,; P.C. Lobo,; J.S. Rocha Neto,; A.M.N. Lima, « Dynamic Response of Thermoresistive », Sensors. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, v. 41, n.6, p. 815-819, 1992.

[Rodriguez 2009] : L. Rodriguez, « Bolomètres résistifs Le bolomètre résistif vu par », 2009

[Rogalski 2011] : A. Rogalski, « Infrared Detectors 2nd ed (CRC Press) », 2011

[Routoure 2019] : J. M. Routoure, S. Wu, C. Barone, L. Méchin, B. Guillet, « A low-noise and quasi-ideal DC current source dedicated to four-probe low frequency noise measurements », IEEE Trans. Instr. Meas., 1–7, 2019

[Saxena 2011] : R. S. Saxena, R. K. Bhan, P. S. Rana, A. K. Vishwakarma, A. Aggarwal, K. Khurana, S. Gupta, « Study of performance degradation in Titanium microbolometer IR detectors due to elevated heating », Infrared Phys. Technol., 54(4), 343–352, 2011

[Schossig 2011] : M. Schossig, V. Norkus, G. Gerlach, « A pneumatic infrared detector with capacitive read-out circuit », Proc. Sensor Test, 109–114, 2011

[Seko 2005] : A. Seko, F. Oba, A. Kuwabara, I. Tanaka, « Pressure-induced phase transition in ZnO and ZnO-MgO pseudobinary system: A first-principles lattice dynamics study », Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys., 72(2), 2005

[Sharma 2004] : U. C. M. Sharma, « Infrared detectors », 2004

[Shen 2014] : N. Shen, Z. Tang, J. Yu, Z. Huang, « A low-cost infrared absorbing structure for an uncooled infrared detector in a standard CMOS process », J. Semicond., 35(3), 2014

[Silva 2015] : M. E. B. G. N. Silva, Rapport, « Optimization of $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ uncooled bolometer performance », 2015

[Sizov 2018] : F. Sizov, « Terahertz radiation detectors: The state-of-the-art », Semicond. Sci. Technol., Vol. 33, 1-26, 2018

[Smith 2007] : E. M. Smith, Thèse, « Vanadium oxide microbolometers with patterned gold black or plasmonic resonant absorbers », 2007

[Smith 2015] : E. M. Smith, D. Panjwani, J. Ginn, A. Warren, C. Long, P. Figuieredo, D. J. Shelton, « Enhanced performance of VO x -based bolometer using patterned gold black absorber », 9451, 1-7, 2015

[Bevilacqua 2013] : S. C. Bevilacqua, « Fast room temperature Thw bolometers » , IRMMW-Th. 38th International Conference on Infrared, Millimeter, 2013

[Sumesh 2013] : M. A. Sumesh, S. Karanth, S. Prakash, A. S. Laxmiprasad, C. L. Nagendra, « Ion beam sputtered Ge-Si-O amorphous thin films for microbolometer infrared detectors and their application in earth sensors », Sens. Actuators, A Phys., 192, 81–91, 2013

[Svatoš 2018] : V. Svatoš, I. Gablech, J. Pekárek, J. Klempa, P. Neužil, « Precise determination of thermal parameters of a microbolometer », Infrared Phys. Technol., 93, 286–290, 2018

[Tezcan 2003] : D. S. Tezcan, S. Eminoglu, T. Akin, « A low-cost uncooled infrared microbolometer detector in standard CMOS technology », IEEE Trans. Electron Devices, 50(2), 494–502, 2003

[Tissot 2010] : J. L. Tissot, S. Tinnes, A. Durand, C. Minassian, P. Robert, M. Vilain, « High-performance uncooled amorphous silicon VGA and XGA IRFPA with 17µm pixel-pitch », Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications VII, 7834, 78340, 2010

[Tong 2019] : J. Tong, F. Suo, W. Zhou, Y. Qu, N. Yao, T. Hu, D. H. Zhang, « Indium antimonide uncooled photodetector with dual band photoresponse in the infrared and millimeter wave range », Opt. Express, 27(21), 30763, 2019

[Tu 2018] : X. Tu, P. Xiao, L. Kang, C. Jiang, X. Guo, Z. Jiang, P. Wu, « Nb_5N_6 microbolometer for sensitive, fast-response, 2-µm detection », Opt. Express, 26(12), 15585, 2018

[Urushibara 1995] : A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, Y. Tokura, « Insulator-metal transition and giant magnetoresistance in La1-xSrxMnO3 », Phys. Rev. B, 51(20), 14103–14109, 1995

[Verghese, Richards, Char, Sachtjen 1991] : S. Verghese, P. L. Richards, K. Char, S. A. Sachtjen, « Fabrication of An Infrared Bolometer With A High Tc Superconducting Thermometer », IEEE Trans. Magn., 27(2), 3077–3080, 1991

[Victor 1963] : A. C. Victor, T. B. Douglas, « Thermodynamic properties of magnesium oxide and beryllium oxide from 298 to 1200 K », J. Res. Natl. Bur. Stand. Sect. A Phys. Chem., 67A(4), 325, 1963

[Vollmer 2010] : M. Vollmer, K. P. Mollmann, « Infrared thermal imaging, fundamentals, research and applications », Ed. :Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA., 2010

[B Wang 2013] : B. Wang, J. Lai, H. Li, H. Hu, S. Chen, « Nanostructured vanadium oxide thin film with high TCR at room temperature for microbolometer », Infrared Phys. Technol., 57, 8-13, 2013

[H Wang 2004] : H. Wang, X. Yi, G. Huang, J. Xiao, X. Li, S. Chen, « IR microbolometer with self-supporting structure operating at room temperature », Infrared Phys. Technol., 45(1), 53–57, 2004

[K Wang 2010] : K. Wang, C. Xue, T. Liang, B. Jiao, W. Zhang, D. Chen, J. Xiong, « Thermopile infrared detector with detectivity greater than $10^8 cm \cdot Hz^{(1/2)}/W$ », J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, 31(7), 810–820, 2010

[LM Wang 2007] : L. M. Wang, J. H. Lai, J. L. Wu, Y. K. Kuo, C. L. Chang, « Effects of Ru substitution for Mn on $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ perovskites », J. Appl. Phys., 102(2), 2007

[Wu 2012] : S. Wu, Thèse, « Bruit basse fréquence dans des couches minces de $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ gravées : vers la réalisation de micro-capteurs performants », Université de Caen, 2012

[Yamane 2002] : T. Yamane, N. Nagai, S. I. Katayama, M. Todoki, « Measurement of thermal conductivity of silicon dioxide thin films using a 3ω method », J. Appl. Phys., 91(12), 9772–9776, 2002

[Yang 2005] : F. Yang, Thèse, « Bruit en 1/f de films minces de manganite $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$ pour application en bolométrie », 2005

[Yang 2015] : H. H. Yang, G. M. Rebeiz, « Micromachined Roomerature Air-Suspended Ni/Cr Nanobolometer », IEEE Trans. Microw. Theory Tech., 63(11), 3760-3767, 2015

[Zerov 2001] : V. Y. Zerov, V. G. Malyarov, « Heat-sensitive materials for uncooled microbolometer arrays », J. Opt. Technol., 68(12), 939, 2001

Liste des symboles

Désignation	Symbole	Unité
Sensibilité en tension, en courant ou en température	$\Re_V$	$V \cdot W^{-1}$
Sensibilité électronique ou optique	$\Re_V^{élec}$ ou $\Re_V^{opt}$	$V \cdot W^{-1}$
Constante de temps	τ	s
Constante de temps effective	τ_{eff}	s
Fréquence de coupure	f_c	Hz
Fréquence du signal	f	Hz
Densité spectrale de bruit en tension	S_V^2	$V^2 \cdot Hz$
Densité spectrale de bruit de photons en tension	$S_{Vphoton}^2$	$V^2 \cdot Hz$
Densité spectrale de bruit de phonons en tension	S_{Vph}^2	$V^2 \cdot Hz$
Densité spectrale de bruit de Johnson en tension	S_{VJ}^2	$V^2 \cdot Hz$
Densité spectrale de bruit en 1/f en tension	$S_{V1/f}^2$	$V^2 \cdot Hz$
Densité spectrale de bruit de la chaîne de mesure en tension	S_{VA}^2	$V^2 \cdot Hz$
Puissance équivalente de bruit	NEP	$W \cdot Hz^{-1/2}$
Puissance équivalente de bruit de photons	NEP_{photon}	$W \cdot Hz^{-1/2}$
Puissance équivalente de bruit de phonons	NEP_{ph}	$W \cdot Hz^{-1/2}$
Puissance équivalente de bruit de Johnson	NEP_J	$W \cdot Hz^{-1/2}$
Puissance équivalente de bruit en 1/f	$NEP_{1/f}$	$W \cdot Hz^{-1/2}$
Puissance équivalente de bruit de la chaîne de mesure	NEP_A	$W \cdot Hz^{-1/2}$
Paramètre de Hooge	α_H	-
Concentration de porteurs	n_c	m^{-3}
Bruit en courant de la source de courant	i_n^2	$V^2 \cdot Hz$
Bruit en tension de l'amplificateur	e_n^2	$V^2 \cdot Hz$
Détectivité spécifique	D*	$cm.Hz^{1/2}.W^{-1}$
Détectivité percussionnelle	Δ	$cm \cdot J^{-1}$
Puissance électrique	$P_{élec}$	W
Puissance optique	P_{opt}	W
Puissance reçue par le bolomètre	$P_{reçue}$	W
Variation de puissance incidente	ΔP	W
Puissance thermique	$Q_{j,v}$	W
Absorption	η	-
Élévation de température du thermomètre	ΔT	K
Référence de température (température du thermostat)	T_0	K
Température du thermomètre	T	K
Moyenne de variation de température	$\overline{\Delta T}$	K
Résistivité électrique	ρ	$\Omega \cdot m$
Résistance électrique	R	Ω
Variation de la résistance du détecteur	ΔR_m	Ω
Conductivité électrique	σ	S
Courant	I	A
Courant optimal du bolomètre	I_{opt}	A
Densité de courant	J	$A \cdot m^{-2}$
Variation de tension	ΔV	V
Tension aux bornes de l'échantillon	V_m	V

Désignation	Symbole	Unité
Sensibilité de la résistance électrique à la température T	dR/dT	$\Omega \cdot K^{-1}$
Coefficient de résistance en température	α ou TCR	K^{-1} ou % K^{-1}
Conductivité thermique	k	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
Conductance thermique	G	$W \cdot K^{-1}$
Conductance thermique effective	G_{eff}	$W \cdot K^{-1}$
Conductance thermique géométrie	$G_{géo}$	$W \cdot K^{-1}$
Conductance thermique théorique	G_{th}	$W \cdot K^{-1}$
Chaleur spécifique	c_p	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
Masse volumique	ρ_v	$kg \cdot m^{-3}$
Capacité calorifique	C	$J \cdot K^{-1}$
Densité de chaleur	q	$W \cdot m^{-3}$
Flux de chaleur	$\vec{\varphi}$	$W \cdot m^{-2}$
Épaisseur de la couche mince ou structure suspendue	t	m
Longueur de la structure suspendue	l	m
Largueur de la structure suspendue	w	m
Distance entre le diaphragme et l'échantillon	d	m
Surface du diaphragme	A_1	m^2
Surface de la structure suspendue	A_2	m^2
Angle solide	Ω_1 ou Ω_2	sr
Volume de l'échantillon	Ω	m^3
Longueur d'onde	λ	m
Radiance spectrale	L_λ	$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$
Emittance totale	M	$W \cdot m^{-2}$
Emittance spectrale	M_λ	$W \cdot m^{-2}$
Energie de gap	E_g	eV
Energie de photon	E_{ph}	eV
Gain de l'amplificateur DC	G_{DC}	-
Gain de l'amplificateur AC	G_{AC}	-
Gain du filtre passe bande	G_{filtre}	-
Impédance de sortie	Z_S	Ω
Tension de saturation de l'amplificateur	V_{sat}	V
Facteur correctif filtrage passe bande	F_T	-
Largeur à mi-hauteur du spot laser	FWHM	-
Nombre de pont parallèles	n	-

Constantes utilisées	Symbole	Valeur	Unité
Constante de Boltzmann	k_B	$1{,}38064852 \times 10^{-23}$	$J \cdot K^{-1}$
Constante de Planck	h	$6{,}62607015 \times 10^{-34}$	$J \cdot s^{-1}$
Vitesse de lumière dans le vide	c	$2{,}99792458 \times 10^{8}$	$m \cdot s^{-1}$
Constante de Stefan. Boltzmann	σ_{SB}	$5{,}670374 \times 10^{-8}$	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$

Annexes

I. Circuit de polarisation de la diode laser ADL-63058TL :

Pour polariser la diode laser, nous utilisons le circuit de la Figure 0-1. Avec ce circuit, nous pouvons polariser la diode laser avec une tension continue V_{dc} et une tension alternative V_m. La tension continue permet de choisir le point de fonctionnement tandis que la tension alternative permet de moduler le flux lumineux autour du point de fonctionnement. Le condensateur sur l'entée V_m nous permet de couper la composante continue.

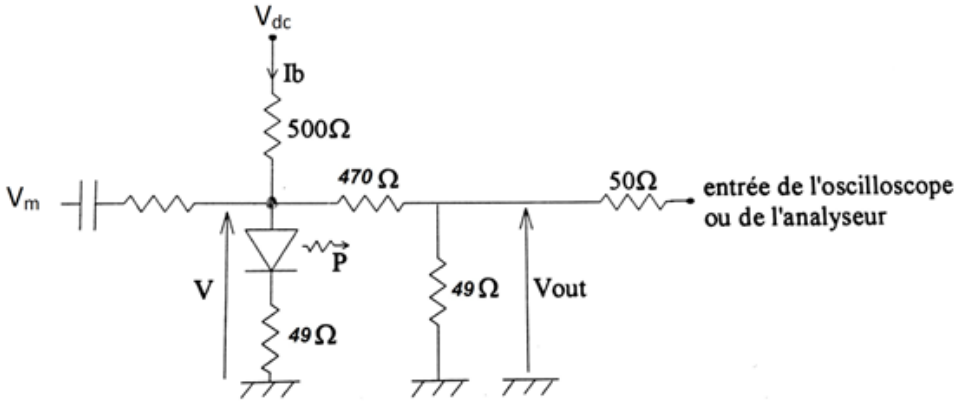


Figure 0-1 Circuit de polarisation de la diode laser.

La puissance totale P émise par la diode sera donc : $P = P_o + P_m \cos(2\pi f t)$ où P_o est la puissance continue (fonction de V_{dc}, des résistances du circuit et des caractéristiques de la diode laser), P_m la puissance modulée (fonction de V_m, des résistances du circuit et des caractéristiques de la diode laser) et f la fréquence de modulation.

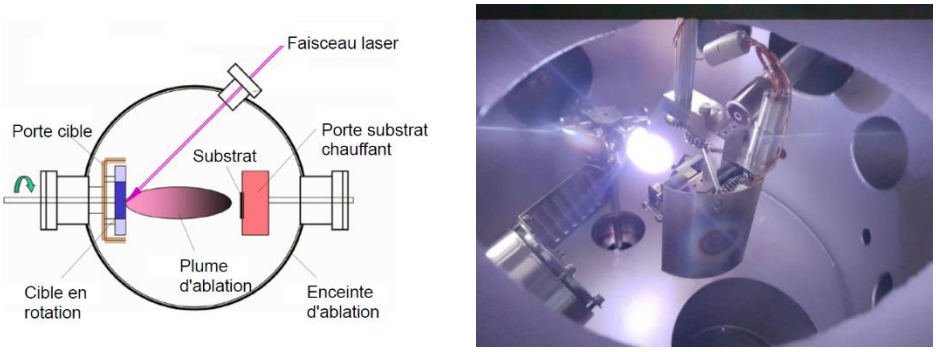
Ayant besoin de moduler le signal à des fréquences relativement basses (1 Hz à 1000 Hz), nous avons sélectionné un condensateur de forte valeur. Cette valeur a été affinée de façon empirique, le critère de sélection étant d'avoir une reproduction fidèle de forme et d'amplitude du signal V_m sur le faisceau optique de la diode laser tout en conservant une bande passante en adéquation avec nos besoins. La valeur finalement retenue est de 2200 µF.

La tension de sortie V_{out} donne une image égale à un dixième de la tension appliquée aux bornes de la diode laser. Cette sortie a été adaptée en impédance (50 Ω) et est lue par un oscilloscope ou un analyseur de spectre.

II. Ablation laser pulsée (PLD)

La technique du PLD (*Pulsed Laser Deposition*) inventé dans le milieu des années 80 est une technique aujourd'hui plébiscitée par de nombreux laboratoires. Au GREYC, nous avons utilisé deux PLDs de chez Twente Solide State Technology avec un laser de la marque Cohérent modèle COMPex 201 F (laser KrF 248 nm) et un laser de type KrF (Lambda Physics/Compex 102).

Le principe de fonctionnement du PLD est présenté dans la Figure 0-2. Il est constitué d'une enceinte à vide ou sous condition d'oxygène dans laquelle une cible constituée du matériau à déposer est soumise au rayonnement d'un laser impulsionnel. Sous l'effet du laser de la matière est arraché de la cible (plume d'ablation) et est collecté sur un substrat placé en face. L'énergie et fréquence du laser, nature et pression du gaz résiduel dans l'enceinte, température du substrat sont autant de paramètres qui influencent la qualité du dépôt.



(a) *(b)*

Figure 0-2 (a) Principe du PLD (b) Photographie de l'intérieur du banc de dépôt PLD du GREYC avec la plume d'ablation.

Il est possible de déposer de nombreux matériaux grâce à ce système : $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $SrTiO_3$, CeO_2, YSZ.

Dépôt d'or par PLD et canon à ions	PLD : Fréquence du laser : 3 Hz. Pression : sous vide (<10^{-5} mbar). Energie : 530 mJ. Nombre de coups : 2600 cps. Epaisseur de dépôt : ~ 40 nm Température : 770 K

Tableau 0-1 Conditions de dépôt du LSMO.

III. Dépôt par canon à ions GATAN

Le canon à ion de la société GATAN modèle 682 PECS (Precision Etching and Coating System) est utilisé dans le cadre du dépôt des plots de contact et des couches protection des échantillons, Figure 0-3.

A l'aide d'un canon à ions (faisceau d'ions Argon focalisé) cet appareil nous permet d'éjecter de la matière d'une cible pour qu'elle soit ensuite collectée par un substrat placé devant. La machine comporte quatre portes échantillons et la surface de dépôt est un disque de 30 mm². Tout au long du dépôt l'épaisseur de ce dernier est contrôlé à l'aide d'une sonde à cristal de quartz.

La vitesse du dépôt est quant à elle estimée grâce à la densité du matériau et son impédance acoustique. Cette vitesse dépend principalement de la puissance du canon à ion (entre 1 et 10 keV), de la pression initiale à l'intérieur de l'enceinte et du courant ionique (dépendant du débit d'argon).

Les matériaux suivants ont été déposé : Au, Au/Pd, Pt, Ti, Ag, $Al2O_3$, SiO_2 et Cr.

Figure 0-3 Canons à ions 682 PECS (GATAN).

IV. Photolithographie UV

Technique de base dans le monde de la fabrication des microstructures, la photolithographie consiste à reproduire les motifs présents sur un masque de gravure sur un substrat (Figure 0-4). Le masque (quartz chrome ou plastique) en question représente le motif en image négative (les parties opaques sont celles qui ne seront pas gravées).

Pour réaliser le transfert sur le substrat, ce dernier est enduit uniformément d'une couche de résine photosensible aux UV. On insole ensuite la résine au travers du masque puis on passe le substrat dans une base forte afin d'éliminer uniquement la résine insolée.

La résine restante servira alors de masque pour l'étape de gravure.

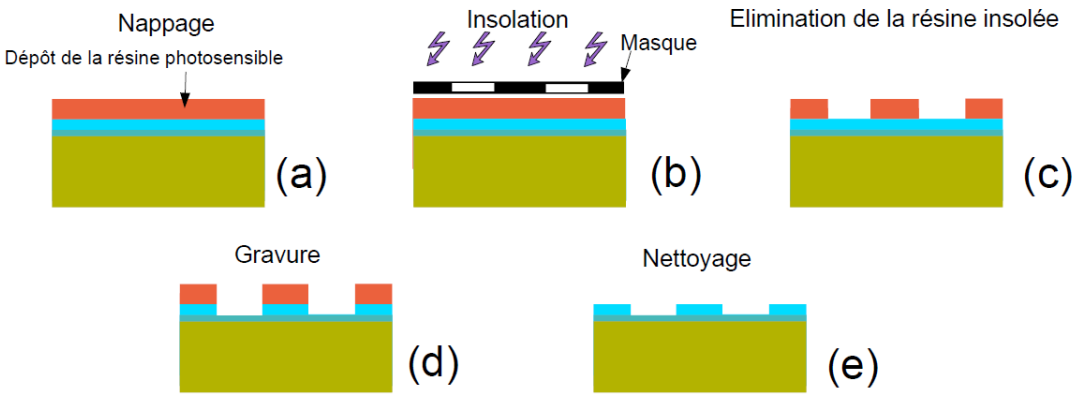


Figure 0-4 Étapes de la photolithographie UV [Liu 2013a].

V. Dépôt de la résine à l'aide de la tournette :

L'étape préalable au dépôt de la résine est un nettoyage de l'échantillon. Ce nettoyage permet l'éliminer toutes les impuretés situées à la surface de l'échantillon. Il est effectué par trempage de l'échantillon dans deux solutions successives d'acétone puis d'éthanol (l'éthanol permet de diluer l'acétone restant sur l'échantillon). Finalement l'échantillon est séché par passage sous un flux d'azote.

Une fois l'échantillon prêt, nous pouvons commencer l'application de la résine positive utilisée dans notre process (Shipley S1813 à vérifier que tu as utilisé la même). L'appareil utilisé pour le dépôt, appelé « tournette » (Figure 0-5), est constitué d'une table aspirante qui maintient l'échantillon sur une roue de centrifugation tournant à haute vitesse.

Pour obtenir une couche de 1,3 µm nous avons utilisé les réglages suivants :

- Vitesse de rotation : 4000 trs/min
- Durée : 40s

Pour finaliser le process l'échantillon et la résine sont cuit à 90 °C pendant 5 min de façon à évaporer tous les solvants.

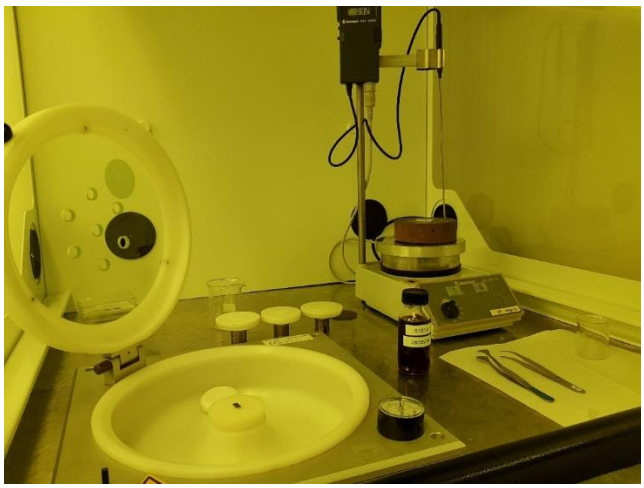


Figure 0-5 Photographie de la tournette.

VI. L'insolation et la révélation de la résine :

L'étape de l'insolation nous permet de dessiner dans la résine les motifs qui nous serons utile pour la suite du process de fabrication. Pour ce faire nous utilisons une plaque de verre recouverte de motifs de chrome. Durant cette thèse deux masques différents ont été utilisé (voir chapitre II).

Pour gérer l'alignement du masque et de l'échantillon, nous utilisons l'équipement MJB3 Suss Microtech (Figure 0-6) qui retient l'échantillon grâce à une table aspirante. Une fois le placement effectué l'échantillon est irradié par une lampe UV (350 W, 400 nm) pendant 5,5 secondes.

L'échantillon est alors plongé dans produit révélateur pour une durée de 40 secondes. Ce révélateur a pour effet d'éliminer les zones polymérisées au cours de l'étape précédente. La réaction de révélation est stoppée par un passage dans de l'eau déionisé pendant 1 minute.

Après un séchage à l'aide d'azote gazeux la qualité du motif est contrôlée à l'aide d'un microscope. On prend soin de placer un filtre rouge pour éviter toute nouvelle insolation qui pourrait être provoqué par la lumière du microscope.

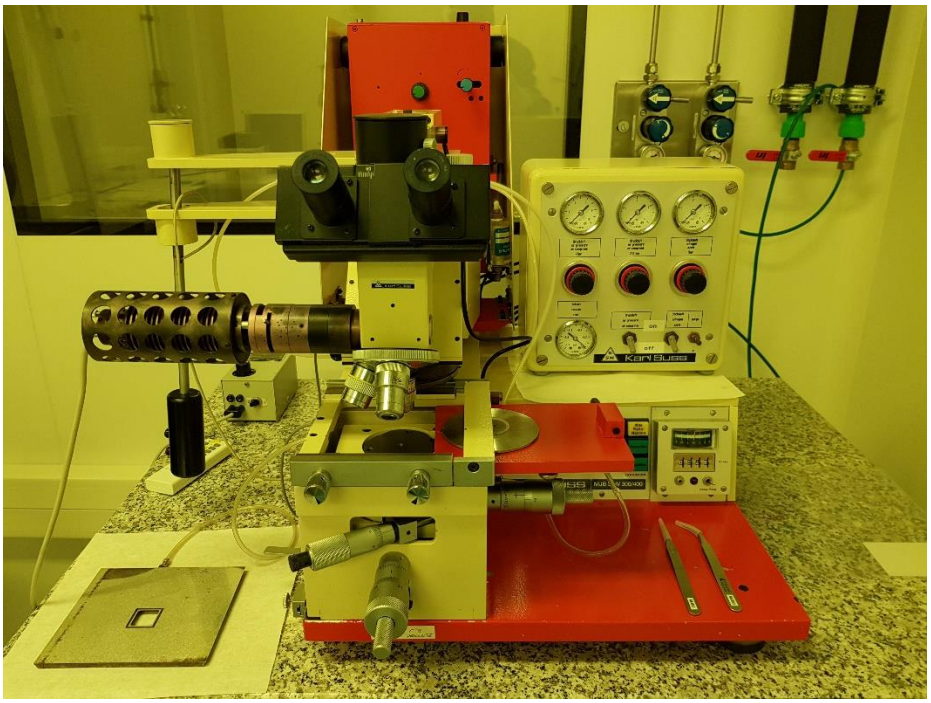


Figure 0-6 Photographie de l'aligneur MJB3 Suss Microtech

VII. Equipements de gravure

Une fois l'étape de la photolithographie achevée certaines parties de l'échantillon sont exposées (sans résine), c'est à ce moment que l'étape de gravure intervient. Elle consiste à retirer tout ou partie de ces matériaux exposés.

Il existe différentes possibilités pour effectuer cette gravure. Elle peut être faite en milieu liquide (gravure humide) comme par exemple avec une solution KI pour la gravure de l'or, avec un plasma (gravure sèche), avec une gravure ionique ou ionique réactive.

On distingue la gravure isotrope de la gravure anisotrope par la direction dans laquelle est réalisée cette dernière. En effet si pour la gravure anisotrope l'attaque est faite dans une direction privilégiée (c'est le cas de la gravure ionique), pour la gravure isotrope la vitesse de l'attaque est identique dans toutes les directions cristallographiques. La gravure ionique réactive RIE (*Reactive Ion Etching*) avec SF_6 en est un exemple.

Gravure ionique :

La gravure ionique consiste à utiliser des ions accélérés (Argon) pour frapper l'échantillon. Les zones non protégées par la résine sont alors éliminées. Pour obtenir une gravure bien homogène le porte échantillon est placé sur un support tournant en continue incliné à 45°. La production des ions, présentée dans la figure Figure 0-7, se fait suivant la méthodologie suivante. Le gaz injecté dans une chambre à décharge est ionisé par des électrons en provenance d'une cathode en tungstène. Le faisceau d'ion est alors canalisé par une grille qui a aussi pour fonction de bloquer les électrons avant d'être accéléré par une série de trois grilles.

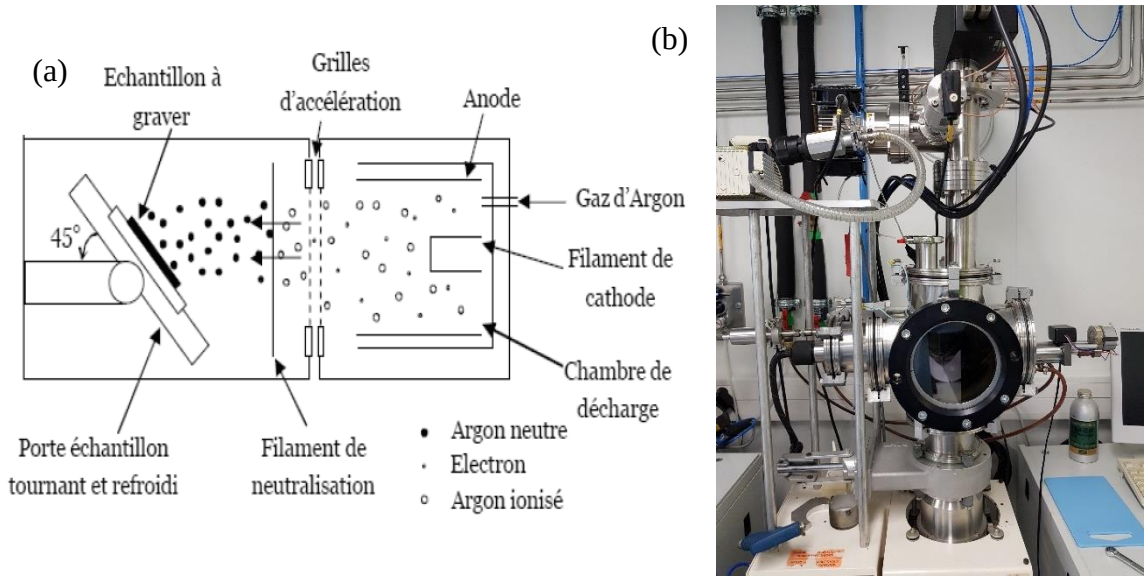


Figure 0-7 (a) Principe de la gravure ionique [Liu 2013] (b) Photographie de la gravure ionique.

Finalement les ions sont neutralisés par un filament de tungstène avant d'impacter de l'échantillon placé dans une chambre basse pression (appelé chambre d'usinage).
Les conditions de gravure pour notre équipement sont les suivantes :

- Courant de décharge : 0,4 A
- Tension de faisceau : 600 V
- Courant de neutralisation : 1,2 A
- Courant/Tension de cathodique : 6-9V/4,75-6A (variations liées aux changements de filament)

Gravure réactive :

Pour fabriquer les structures suspendues la technique de gravure ionique réactive RIE (*Reactive Ion Etching*) est utilisée. La RIE utilise un plasma, produit à partir d'un gaz (dans notre cas du SF_6), polarisé entre deux électrodes. Ce plasma est obtenu à l'aide d'une source alternative de forte puissance. La réaction obtenue entre le gaz et le Si produit du SiF4 qui est ensuite évacué à l'aide d'une pompe.

L'équipement utilisé est un Plassys MG200 (voir Figure 0-8), il permet d'utiliser quatre type de gaz : CHF_3, SF_6, O_2, Ar avec des débits entre 0 et 30 sccm et une puissance allant jusqu'à 300 W.

Afin de garantir des conditions de gravure constante l'enceinte doit être nettoyée régulièrement (toutes les 5 utilisations environ ou après un long temps d'inutilisation). Le nettoyage est réalisé dans les conditions suivantes :

- Pression : 0,03 Torr
- Puissance : 30 W
- Ar : 20 sccm
- O_2 : 20 sccm

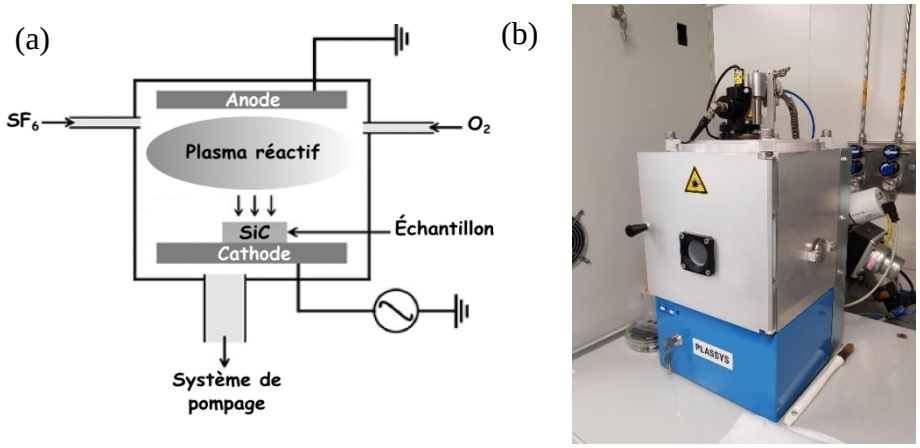


Figure 0-8 (a) Principe de la gravure RIE (b) Photographie de la graveur RIE : PLASSYS MG200.

Dans la gravure RIE intervient aussi bien les effets de bombardement par les ions que les réactions chimiques. Nous pouvons jouer sur ces deux interactions pour faire une gravure verticale ou latérale. Si la pression augmente on favorise les réactions chimiques ce qui donne une gravure latérale à l'inverse si on augmente la puissance du plasma c'est le bombardement d'ion qui est favorisé ce qui donne une gravure verticale.

VIII. Circuit d'alimentation de la photodiode

Le schéma du circuit de pilotage de la photodiode [Aryan 2013] utilisée pour la lecture du courant de la photodiode est présenté dans la Figure 0-9. Ce circuit se sépare en deux parties. La partie de droite permet de polariser la photodiode et la partie de gauche est un circuit transimpédance permettant de convertir le courant généré par la lumière incidente sur la photodiode en tension. Cette tension peut alors être lue sur un appareil de mesure (oscilloscope, multimètre, analyseur de spectre, etc…).

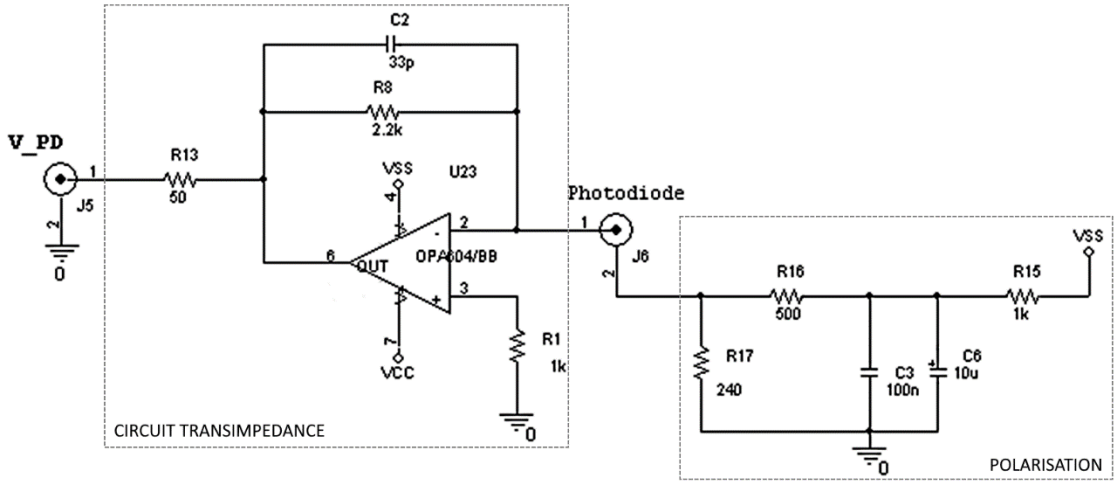


Figure 0-9 Circuit convertisseur de la photodiode I / V [Aryan 2013].

IX. Mesure de résistivité électrique en 4 points des couches gravées

Mesurer la résistance électrique en fonction de la température s'est révélé une technique efficace pour caractériser la qualité des structures suspendues. Les échantillons préalablement collés à l'aide d'une laque argent sur une plaque d'alumine elle-même collée sur une plaquette de cuivre sont placés dans le cryostat. La température est regulé par le LAKESHORE TTP4. L'échantillon est alors raccordé électriquement au traceur de caractéristique HP3562A par le biais des pointes contrôlées par des micro bras. Notre bolomètre se destinant à un usage à température ambiante, nous avons effectué des mesures entre 260 K et 340 K (par pas de 2,5 K). La température était contrôlée par un LakeShore PID.

Le traceur de caractéristique HP4156A délivre un courant réglable par ses bornes SMU1 et SMU2. La tension en provenance de l'échantillon est quant à elle mesurée sur

les voies VMU1 et VMU2. Pour obtenir la résistance en fonction de la température R(T) on mesure la pente des courbes V(I) mesurées par l'appareil à différentes températures. Pour réaliser une mesure correcte sur les échantillons certaines précautions doivent être prises :

Protéger les structures suspendues d'un sur échauffement en limitant le niveau de courant injecté (entre 1 et 5 µA pour les ponts simples et jusqu'à 50 µA pour les ponts parallèles), valeurs au-dessous de I_{opt} (cf. chapitre II).

Faire un double balayage pour vérifier que la résistance électrique est bien ohmique (des problèmes de contacts peuvent engendrer de l'hystérésis).

Utiliser le mode « Medium » pour le temps d'intégration et utiliser un pas de 0,1 µA.

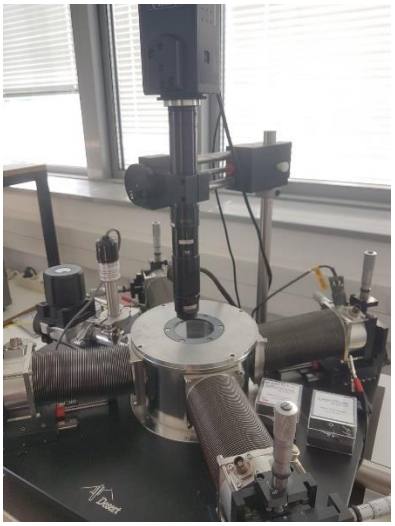


Figure 0-10 Machine sous pointes refroidies de LAKESHORE TTP4.

Résumé :

Ce travail évalue le potentiel des couches minces LSMO déposées sur substrat silicium comme détecteur de rayonnement à température ambiante, en exploitant la variation de sa résistance électrique. La fabrication de structures suspendues et les caractérisations électro-thermiques (R(T), conductance thermique, temps de réponse), optiques et les performances en bruit sont présentés. Des mesures optiques avec différentes sources de rayonnement (635 nm, 3,39 µm, corps noir, et faisceau synchrotron) ont été réalisées. Les performances obtenues sont très intéressantes car les puissances équivalentes de bruit (NEP) peuvent atteindre quelques $pW \cdot Hz^{-1/2}$ à 300 K. Les caractérisations optiques réalisées montrent que ces détecteurs sont au niveau de l'état de l'art. Le bolomètre est sensible dans ces différentes gammes alors que celui-ci n'était pas couplé à une antenne. Un modéle électro-thermique et des simulations éléments finis sont présentés, ils permettent de comprendre le comportement des bolomètres en fonction du point de fonctionnement choisi (courant de polarisation, température). Les constantes de temps thermique (de l'ordre de 1 ms) et les consommations électriques (quelques dizaines de µW) sont faibles. Ces performances sont très prometteuses comparativement à l'état de l'art des détecteurs non refroidis. Les applications envisagées sont celles nécessitant un faible nombre de détecteurs performants, dans la gamme infrarouge jusqu'au THz.

Mot clés :

Détecteurs de rayonnement infrarouge, Manganite, Système microélectromécanique, Couches minces

---

Abstract :

This work evaluates the potential of LSMO thin films deposited on a silicon substrate as a radiation detector at room temperature, by exploiting the variation of its electrical resistance. The fabrication of suspended structures and electro-thermal (R(T), thermal conductance, response time) and optical characterizations are presented as well as and noise performance. Optical measurements with different radiation sources (635 nm, 3.39 µm, black body, and synchrotron beam) were performed. The obtained performances are very interesting because the noise equivalent power (NEP) can reach $pW \cdot Hz^{-1/2}$ to 300 K. The optical characterizations realized show that these detectors are at the state-of-the-art level. The bolometer is sensitive in these different ranges while it was not coupled to an antenna. An electro-thermal model and finite element simulations are presented, they make possible the understanding of the behaviour of the bolometers as a function of the chosen operating point (polarization current, temperature). The thermal time constants (around 1 ms) and the electrical consumptions (a few tens of µW) are low. These performances are very promising compared to the state-of-the-art of uncooled detectors. The applications envisaged are those requiring a small number of sensitive detectors, in the infrared range up to THz.

Keywords:

Infrared Radiation Detectors, Manganite, Microelectromechanical System, Thin Film