



**HAL**  
open science

# Détecteur térahertz hautes performances pour l'imagerie passive

Jérémy Blond

► **To cite this version:**

Jérémy Blond. Détecteur térahertz hautes performances pour l'imagerie passive. Optique / photonique. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. Français. NNT : 2021GRALT062 . tel-03514032

**HAL Id: tel-03514032**

**<https://theses.hal.science/tel-03514032>**

Submitted on 6 Jan 2022

**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.

## **THÈSE**

Pour obtenir le grade de

## **DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

Spécialité : OPTIQUE ET RADIOFRÉQUENCES

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Jérémy BLOND**

Thèse dirigée par **Laurent DUSSOPT**, Ingénieur chercheur,  
CEA Leti

encadrée par **Jérôme MEILHAN**, Ingénieur chercheur, CEA Leti  
et **Abdelkader ALIANE**, Ingénieur chercheur, CEA Leti

préparée au sein du **Laboratoire CEA Leti**  
dans l'**Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique,**  
**Automatique, Traitement du Signal (EEATS)**

## **Détecteur térahertz hautes performances pour l'imagerie passive**

## **High performance terahertz detector for passive imaging**

Thèse soutenue publiquement le **7 octobre 2021**,  
devant le jury composé de :

**M. Alessandro MONFARDINI**

Directeur de recherche, Institut Néel, UGA (Président du jury)

**M. Bruno GUILLET**

Maître de conférences HDR, GREYC, Université de Caen (Rapporteur)

**M. Emilien PEYTAVIT**

Chargé de recherche HDR, IEMN, Université Lille 1 (Rapporteur)

**Mme Juliette MANGENEY**

Directrice de recherche, LPA, ENS (Examinatrice)

**M. Raffaele COLOMBELLI**

Directeur de recherche, C2N, Université Paris-Saclay (Examineur)

**M. Laurent DUSSOPT**

Ingénieur chercheur HDR, CEA Leti (Directeur de thèse)





# Remerciements

Le doctorat est fini...

Comme à chaque fois qu'une période se termine, on a l'impression que sa durée subit une compression. Paradoxalement, le temps s'est égréné assez lentement pendant ces quatre ans. Au-delà du statut du thésard et des jalons institutionnels qui lui sont associés, ces quatre années ont été très riches en sciences... et c'est bien là le principal !

Si vous hésitez à aller vers une thèse, si vous avez peur de ne pas être à la hauteur, foncez. En route, ne perdez pas de vue la raison qui vous a poussé vers le doctorat. Pour moi, la curiosité avec encore et toujours l'envie de comprendre les propriétés de la matière. Aucune thèse n'est comparable, mais elle sera forcément réussie si vous vous impliquez.

Il est maintenant temps de mettre un point final à ce projet de thèse, en remerciant toutes les personnes qui y ont contribué, de près comme de loin.

En premier lieu, je tiens à remercier Jérôme d'avoir retenu ma candidature de trentenaire en sortie d'industrie... in extremis pour les canons de recrutement du CEA ! J'ai eu beaucoup de chance de tomber sur toi. Outre tout le reste (qui est majoritaire et n'est pas cité ici !), merci pour le temps actif que tu m'as consacré, de m'avoir fait mettre un pied dans le térahertz et pour ton aide à chaque fois que j'en ai eu besoin.

J'ai une pensée particulière pour Abdel. On ne dépasse pas la physique... On se questionne pour la comprendre et pour l'utiliser ! Un grand merci pour ton enthousiasme au quotidien, ta persévérance et tes encouragements. Il ne faut rien lâcher, toujours creuser... dans le bon sens évidemment ! Nos échanges m'ont fait beaucoup progresser et adopter la recherche pour de bon.

Je voudrais également remercier Hacile pour son suivi rigoureux des lots en salle blanche et sa bonne humeur ! Ce fut un réel plaisir de travailler à tes côtés.

Je souhaite évidemment remercier mon directeur de thèse, Laurent Dussopt, pour son suivi rigoureux, son discernement et ses conseils avisés qui ont toujours fait avancer ces travaux de thèse. Merci également pour m'avoir proposé le stage sur la détection astrophysique à l'OHP qui était vraiment sympa, surtout quand on pointe avec un télescope qui a plus d'un siècle !

Je remercie aussi mon laboratoire d'accueil, le laboratoire d'imagerie thermique et térahertz et son responsable d'alors, Sébastien Becker, pour m'avoir ouvert la porte du CEA Leti.

J'ai une pensée pour le bureau initial où j'ai atterri : Antoine, Baptiste, Getachew et Jérôme. J'ai été très content qu'on partage ce bureau ensemble, même si ce fut pour une durée déterminée !

Je voulais aussi remercier Valérie de m'avoir entraîné pour participer à la Fête de la Science, des moments très sympas... avec une organisation infaillible !

Je veux également remercier les collègues du LI2T (ou qui y ont fait un passage) que j'ai plus ou moins cotoyés pendant ces quatre ans pour les échanges, les discussions et les moments de convivialité (plus nombreux avant covid !) : Amandine, Antoine A., Christophe, Mickaël, Florian, Clément, Quentin, Paul, Thomas, Alexi, Quentin A., Mélanie, Patrick, Jean-Jacques,

Pierre, Stéphane, Denis, Rémi, Olivier, Luc, Delphine. Merci également à Claire pour la formation aux instruments de mesure. Pour finir, je pense bien sûr à Adrien qui a pris à bras le corps la suite de ce projet. Je lui souhaite de pouvoir l’emmener le plus loin possible !

Merci à Laura pour la découpe et un grand merci à Joëlle, Lydie et Aurélie pour les montages cryo, sans lesquelles aucune caractérisation n’aurait été possible.

Merci aux membres du laboratoire d’infrarouge refroidi de m’avoir prêté des moyens de caractérisation (et de simulation !) à l’azote liquide ou tout simplement d’avoir échangé : Alexandre F., Alexandre, Léo, Sylvette, Cyril, Loïc, Florent, Thierry et Guillaume.

Je tiens également à remercier les membres ou ex-membres de la PTA, en particulier Thierry, Frédéric, Marlène, Stéphane, Guillaume, Christophe, Martine, Delphine et Corinne.

J’ai également une pensée pour l’équipe de l’IUT MP, Claire qui m’a mis le pied à l’étrier pour l’enseignement, Michaël et Denis. J’ai vraiment apprécié de collaborer avec vous.

Dans un second temps, je souhaite adresser des remerciements appuyés aux membres du jury qui ont évalué ce travail et en premier lieu aux deux rapporteurs, Emilien Peytavit et Bruno Guillet, qui ont pris le temps de décortiquer ce manuscrit et d’y apporter leurs remarques pertinentes. Je tenais aussi à souligner l’apport apprécié de chaque membre du jury. Cela a permis de mettre en perspective ces travaux avec un éclairage extérieur. Merci à Alessandro Monfardini d’avoir suivi ces travaux ponctuellement durant les quatre ans, toujours avec un oeil avisé.

J’ai aussi une pensée pour Patrick, Claude et Nicolas de l’ONERA. Vous avez contribué à ce que le projet d’une thèse me reste en tête depuis mon entrée dans le monde professionnel.

Pour finir, je ne ferai aucun laïus supplémentaire. J’ai la chance d’être très bien entouré, famille proche comme amis. Ils m’ont supporté pendant (ces) quatre ans de plus et je les remercie chaleureusement pour cet effort et leur patience envers moi ! Je garde une mention spéciale pour Fanny sans qui cette escapade grenobloise n’aurait probablement pas vu le jour.

... La Recherche commence !

## Résumé

L'imagerie passive en temps réel et à distance dans la gamme sub-téraherz (THz) ouvre la voie vers des applications comme la détection d'objets cachés (armes, explosifs) sous les vêtements ou dans les colis et la vision en environnement dégradé à travers des obscurants (nuage de poussières ou de sable). Elle est cependant très exigeante car elle requiert une puissance minimale détectable inférieure au picowatt. Les détecteurs actuels assurant ce niveau de sensibilité sont pénalisés par l'emploi de systèmes de refroidissement à très basse température, proche de l'hélium liquide, qui rend problématique la réalisation d'un système transportable.

Ce travail de thèse a donc pour objectif d'évaluer la faisabilité d'un détecteur sub-THz hautes performances, fonctionnant dans une gamme de température intermédiaire, réalisé sur la base d'un micro-bolomètre à antennes et compatible avec une filière CMOS silicium, susceptible d'être facilement intégrable en une matrice de plan focal.

Ce détecteur s'appuie sur un transducteur thermique constitué d'une jonction PN latérale en silicium refroidie à 80 K, qui a été étudiée de manière théorique et expérimentale. Son coefficient de température en courant dépasse  $20\% \cdot K^{-1}$  en régime de faible injection directe, soit un gain de presque une décade par rapport aux thermistances usuelles des micro-bolomètres non refroidis. Un modèle analytique du bruit basse fréquence a aussi été proposé pour rendre compte des mesures effectuées à 300 K et à 80 K. Le régime de diffusion de la diode s'est révélé comme le meilleur compromis pour optimiser sa résolution thermique.

Dans un second temps, un pixel bolométrique sub-THz a été proposé et a fait l'objet d'un dimensionnement à partir de simulations 3D par éléments finis. Une architecture d'antenne patch couplée à un dipôle résistif a été optimisée pour atteindre une absorption en polarisation linéaire proche de 90 % à 350 GHz avec une bande passante de 120 GHz et un pas pixel de 250  $\mu m$ . La structure complète du micro-bolomètre a été définie avec une intégration technologique cohérente. La constante de temps thermique résultante permet une cadence maximale de 20 images par seconde en utilisant une lecture par obturation globale.

Ces valeurs, associées aux résultats obtenus pour le transducteur thermique, ont permis de réaliser un modèle électrothermique du micro-bolomètre en fonctionnement et de proposer une architecture de lecture différentielle. Une puissance minimale détectable de 300 fW pourrait être théoriquement atteinte à une cadence effective de 10 images par seconde, soit une résolution en température sur une scène inférieure à 0.4 K, valeur proche des spécifications typiques requises pour l'imagerie passive en gamme sub-THz.

**Mot clés : micro-bolomètre, jonction p-n, diode silicium, imagerie sub-téraherz passive**

# Abstract

The passive stand-off submillimeter-wave (SMMW) imaging is suitable to detect hidden objects (weapons, explosives) through clothes or bags and also to image through Degraded Visual Environment (DVE) like brown-out clouds. However, the required detectable power under one picowatt is very challenging to obtain. Current available systems are hampered by their very low temperature cryogenics, near liquid helium, which increase their size.

This PhD project aims to assess the performance of a detector based on antenna-coupled microbolometer, with intermediate cooling, compatible with CMOS process flow and thus convenient for focal plane array integration.

The thermometer element of the bolometer is based on a cooled silicon lateral diode, whose thermal properties have been studied theoretically and experimentally. A temperature coefficient of current exceeding  $20\% \cdot \text{K}^{-1}$  at 80 K in low injection forward bias is reported, i.e. ten times higher than regular uncooled thermistor materials. In addition, an analytical modeling of the measured low frequency noise both at 300 K and 80 K has been proposed. The diffusion regime is found to be the most relevant to minimize the thermal resolution of such silicon p-n junction thermometer.

In a second time, a sub-THz pixel has been designed thanks to 3D finite element simulations. An optimized coupling between a patch antenna and a resistive dipole, with a 250- $\mu\text{m}$  pixel pitch, led to near 90 % absorption at 350 GHz with a 120 GHz bandwidth for linearly polarized waves. A consistent material stack have been proposed to build the microbolometer. The resulting thermal time constant complies with a maximum rate of 20 frames per second in global shutter mode.

All the obtained results have been combined to set up an electrothermal model of the microbolometer, associated with a differential read-out. The minimum detectable power could be as low as 300 fW for an effective rate of 10 frames per second, i.e. a noise equivalent temperature difference less than 0.4 K, near the typical target value to achieve passive imaging in the SMMW range.

**Key words : microbolometer, p-n junction, silicon diode, passive SMMW imaging**

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iv</b>
<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
Table des matières . . . . .	v
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 La détection térahertz passive, état de l’art et horizon</b>	<b>3</b>
Introduction . . . . .	3
1.1 Présentation générale du domaine térahertz . . . . .	4
1.1.1 Propriétés . . . . .	5
1.1.2 L’imagerie active . . . . .	5
1.1.3 L’imagerie passive . . . . .	7
1.2 Les applications de l’imagerie térahertz . . . . .	8
1.3 L’imagerie térahertz passive . . . . .	10
1.3.1 Origine du contraste en imagerie THz passive . . . . .	11
1.3.2 Figures de mérite des détecteurs . . . . .	12
1.3.3 Description de scénarios typiques et estimation de la NETD requise . . . . .	14
1.4 Etat de l’art des imageurs millimétriques et térahertz haute sensibilité . . . . .	16
1.4.1 Détection hétérodyne . . . . .	17
1.4.2 Radiométrie hyperfréquence . . . . .	18
1.4.3 Détection directe par rectification électrique . . . . .	19
1.4.4 Détection exploitant la supraconductivité . . . . .	20
1.4.5 Synthèse et conclusion . . . . .	22
1.5 Les microbolomètres, une solution d’imagerie versatile . . . . .	23
1.5.1 Principe de fonctionnement . . . . .	23
1.5.2 Sensibilité de détection . . . . .	26
1.5.3 Le microbolomètre à diode silicium . . . . .	27
1.6 Organisation du manuscrit . . . . .	28
<b>2 Le thermomètre à diodes latérales silicium</b>	<b>31</b>
Introduction . . . . .	32
2.1 La jonction PN sur SOI . . . . .	33
2.1.1 Principe de fonctionnement d’une jonction PN . . . . .	33
2.1.2 Description de la diode latérale sur SOI . . . . .	33
2.1.3 Introduction aux phénomènes de génération-recombinaison . . . . .	35



---

2.1.4	Le courant dans une jonction PN latérale . . . . .	36
2.1.5	Les régimes de fonctionnement de la diode . . . . .	36
2.2	La sensibilité thermique de la jonction PN . . . . .	40
2.2.1	Réponse thermique d'une jonction PN . . . . .	40
2.2.2	Le Coefficient de Température en Courant (TCC) . . . . .	44
2.3	Le bruit dans une jonction PN silicium . . . . .	49
2.3.1	Les différentes sources de bruit dans une diode . . . . .	50
2.3.2	Le bruit 1/f dans les différents régimes de conduction de la diode . . . . .	53
2.3.3	Discussion sur le bruit dans les jonctions p-i-n . . . . .	56
	Conclusion . . . . .	56
<b>3</b>	<b>La jonction PN latérale en régime cryogénique</b>	<b>59</b>
	Introduction . . . . .	60
3.1	Le silicium en régime cryogénique . . . . .	60
3.1.1	L'ionisation partielle des dopants . . . . .	61
3.1.2	Mobilité des porteurs . . . . .	64
3.1.3	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires . . . . .	71
3.1.4	Influence des interfaces oxyde/silicium . . . . .	75
3.2	Simulations électro-thermiques 2D . . . . .	77
3.2.1	Problématique et définition de la structure . . . . .	78
3.2.2	Simulations du TCC en régime cryogénique . . . . .	82
3.2.3	Résolution thermique théorique d'une diode p-i-n en régime cryogénique . . . . .	87
	Conclusion . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Fabrication et caractérisation de diodes latérales sur SOI</b>	<b>95</b>
	Introduction . . . . .	96
4.1	Fabrication de diodes p-i-n sur SOI . . . . .	96
4.1.1	Procédé de dopage . . . . .	96
4.1.2	Description du procédé . . . . .	100
4.2	Caractérisation électrique des prototypes . . . . .	110
4.2.1	Description et méthodologie des tests . . . . .	110
4.2.2	Mesure du coefficient de température en courant . . . . .	112
4.2.3	Mesure et modélisation du bruit basse fréquence . . . . .	125
4.3	Caractérisation des matériaux . . . . .	133
4.3.1	Profil de dopage ToF-SIMS . . . . .	133
4.3.2	Coupes MET au niveau des contacts . . . . .	135
4.4	Optimisation du procédé de fabrication . . . . .	137
4.5	Caractérisation du deuxième lot de diodes . . . . .	141
	Conclusion . . . . .	145

---

<b>5</b>	<b>Etude d'un pixel sub-Térahertz</b>	<b>149</b>
	Introduction . . . . .	150
5.1	Absorption électromagnétique du pixel . . . . .	150
5.1.1	Antenne patch couplée à un dipôle . . . . .	151
5.1.2	Simulations électromagnétiques . . . . .	153
5.1.3	Adaptation du pixel à un rayonnement non polarisé . . . . .	170
5.2	Intégration technologique du micro-bolomètre . . . . .	178
5.2.1	Proposition de réalisation du pixel sub-THz . . . . .	179
5.2.2	Comportement thermomécanique de la membrane suspendue . . . . .	185
5.2.3	Paramètres thermiques . . . . .	190
5.3	Estimation des performances électrothermiques . . . . .	193
5.3.1	Modèle électrothermique et stratégie de lecture du signal . . . . .	193
5.3.2	Architecture de lecture et Puissance Minimale Détectable . . . . .	198
	Conclusion . . . . .	207
	<b>Conclusion générale</b>	<b>209</b>
<b>6</b>	<b>Annexes</b>	<b>213</b>
6.1	Annexes au chapitre 2 : complément à la modélisation des diodes . . . . .	213
6.1.1	Courant de diffusion dans une diode courte en mode direct . . . . .	213
6.1.2	Sensibilité thermique du courant de saturation de diffusion d'une diode très courte . . . . .	214
6.1.3	Rappels de statistiques sur le bruit électronique . . . . .	214
6.1.4	Complément sur le bruit de Schottky . . . . .	216
6.1.5	Complément sur l'origine physique du bruit en $1/f$ . . . . .	216
6.1.6	Résistance série théorique de la base « intrinsèque » d'une jonction p-i-n . . . . .	218
6.2	Annexes au chapitre 4 : complément à la fabrication des diodes . . . . .	220
6.2.1	Liste des équipements utilisés à la PTA . . . . .	220
6.2.2	Nettoyage RCA . . . . .	221
6.2.3	Gravures ICP-RIE . . . . .	221
6.2.4	Ellipsométrie spectroscopique . . . . .	222
6.2.5	Cartographie des zones testées en test sous pointes automatique . . . . .	228
6.3	Annexes au chapitre 5 : complément à l'étude du micro-bolomètre . . . . .	229
6.3.1	Procédure analytique pour le dimensionnement de l'antenne patch rec- tangulaire . . . . .	229
6.3.2	Propriétés électromagnétiques des matériaux pour $T = 80$ K . . . . .	230
6.3.3	Résistivité des métaux purs pour des faibles épaisseurs . . . . .	230
6.3.4	Expressions de l'absorption en fonction des paramètres S des deux modes fondamentaux $TE_{00}$ et $TM_{00}$ . . . . .	231
6.3.5	Expressions des paramètres S à $\pm 45^\circ$ et de l'absorption associée . . . . .	231
6.3.6	Propriétés mécaniques des matériaux pour $T = 80$ K . . . . .	231

6.3.7	Liste simplifiée des étapes de fabrication de la planche suspendue . . .	232
6.3.8	Propriétés thermiques des matériaux pour $T = 80$ K . . . . .	232
6.3.9	Introduction qualitative des pertes radiatives de la planche bolométrique sub-THz . . . . .	233
6.3.10	Paramètres de la filière UMC $0.18 \mu\text{m}$ 3.3V STD à 77 K . . . . .	234
6.3.11	Expression de $i_{\text{utile-rms}}$ . . . . .	236
<b>Listes</b>		<b>237</b>
	Liste des symboles . . . . .	237
	Table des figures . . . . .	241
	Liste des tableaux . . . . .	247
<b>Bibliographie</b>		<b>249</b>
	Bibliographie . . . . .	249
<b>Liste des contributions</b>		<b>259</b>

# Introduction générale

Le domaine térahertz correspond à la partie du spectre électromagnétique comprise entre 100 GHz et 10 THz. A ces fréquences, les ondes électromagnétiques sont transmises à travers des matériaux comme le plastique, le bois, le carton, le papier ou les vêtements, réfléchies par les métaux et absorbées par les molécules polaires, comme l'eau. Ces propriétés ont un intérêt applicatif dans de nombreux domaines : observation astronomique, imagerie médicale, analyse chimique de composés organiques, contrôle non destructif industriel ou surveillance. Les fréquences térahertz peuvent aussi être utilisées pour augmenter le débit des télécommunications sans fil.

Parmi ces applications, l'imagerie dans le domaine de la sécurité, pour la détection à distance d'armes ou de substances dangereuses dissimulées, représente un enjeu important. Pour ce type d'imagerie, la bande submillimétrique (fréquences entre 100 GHz et 1 THz) présente un bon compromis entre transmission atmosphérique, contraste entre les matériaux à détecter et résolution spatiale. Elle serait également adaptée pour réaliser une imagerie à distance dans un environnement visuel dégradé, comme les nuages de poussières ou de sable. Une détection passive, sans source d'illumination, permettrait un emploi plus souple du système d'imagerie, notamment en extérieur sur des objets en mouvement.

Cependant, une imagerie passive en temps réel dans la gamme sub-THz reste un défi technologique. Quelques solutions existent aujourd'hui mais elles utilisent en grande majorité des détecteurs à base de matériaux supraconducteurs. La nécessité de les refroidir à des températures proches de l'hélium liquide les dédie plutôt à de l'imagerie en intérieur, du fait de leur encombrement. Développer une solution d'imagerie suffisamment sensible mais plus compacte serait une réelle avancée dans ce domaine.

Une matrice en plan focal de détecteurs bolométriques représente un candidat intéressant pour répondre à cette problématique. Les bolomètres font partie de la famille des détecteurs thermiques de rayonnement. Ils sont composés d'un absorbeur qui convertit l'énergie électromagnétique en chaleur, associé à un thermomètre. Les bolomètres possèdent une faible résolution spectrale, avec un rapport  $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  typiquement inférieur à 3. Cette bande passante étendue est avantageuse pour l'imagerie passive de contraste, car cela augmente la puissance absorbée. Utiliser la gamme sub-térahertz représenterait alors un bon compromis entre résolution spatiale et transmission atmosphérique. De plus, il est possible de sélectionner le principe thermométrique le plus adapté pour convertir l'échauffement du bolomètre en caractéristique électrique parmi la grande variété déjà disponible. Nos choix techniques sont en partie guidés par l'objectif de limiter la cryogénie du détecteur afin de garantir une certaine compacité du système d'imagerie global tout en conservant une haute sensibilité de détection.

Une première partie de ces travaux consiste à étudier des diodes PN ou p-i-n latérales en silicium autour de la température de l'azote liquide, car leur sensibilité thermique est théoriquement accrue en régime cryogénique. Elles sont également censées présenter un faible seuil de bruit, égal au bruit de Schottky. L'objectif est de comprendre et de modéliser le comportement du courant de ces diodes, réalisées dans un film de silicium très fin. Une épaisseur de quelques dizaines de nanomètres est choisie afin de limiter la capacité calorifique du futur microbolomètre et donc son temps de réponse thermique.

Ensuite, des prototypes de diodes p-i-n latérales sont conçus et fabriqués. Ce travail expérimental initial est nécessaire pour évaluer le bruit basse fréquence en régime cryogénique de ces diodes, compte tenu du manque de références bibliographiques spécifiques sur le sujet.

Une autre partie des travaux est dédiée au dimensionnement d'un pixel sub-THz. Dans un premier temps, une structure de pixel est proposée et étudiée en fonction de ses propriétés d'ab-

sorption électromagnétique. Dans un second temps, nous étudierons les propriétés de maintien mécanique et d'isolation thermique de cette structure, à travers notamment la conception des bras de suspension du microbolomètre. Nous proposerons aussi une intégration technologique de la diode silicium au sein du microbolomètre. Nous concluons l'étude par la simulation du comportement électrothermique du bolomètre en considérant une lecture par obturation globale, afin d'estimer ses performances globales dans le cadre d'une imagerie passive.

Le manuscrit est divisé en cinq chapitres qui couvrent les différents sujets précédents.

Le premier chapitre introduit plus en détails l'imagerie térahertz et ses applications. Il inclut la présentation de scénarios typiques et des principales figures de mérite de l'imagerie dans le domaine submillimétrique. Il présente également un état de l'art des détecteurs capables de répondre à cette problématique d'imagerie, ainsi qu'une courte introduction à la détection bolométrique.

Le second chapitre se concentre sur la description générale de la jonction PN en silicium, par le biais de la thermométrie. L'origine de la sensibilité de sa caractéristique courant-tension à la température est analysée et conduit à sa modélisation analytique. Ensuite, la théorie du bruit basse fréquence à l'oeuvre dans une jonction PN est détaillée, en s'appuyant sur la littérature historique disponible sur le sujet.

Le troisième chapitre introduit les propriétés de conduction du silicium en régime cryogénique entre 80 K et 300 K, en s'appuyant sur les nombreux modèles développés au cours des cinquante dernières années pour améliorer la précision des simulateurs de composants à semiconducteurs. Ensuite, une démarche de simulation par éléments finis 2D des diodes est présentée. Les caractéristiques courant-tension des diodes en fonction de la température sont exploitées pour extraire la valeur de leur coefficient de température en courant, notamment à 80 K. Enfin, le calcul théorique du bruit basse fréquence, à partir des modèles du chapitre précédent, permet d'estimer la résolution thermique de ces diodes, c'est-à-dire l'élévation de température produisant un rapport signal-sur-bruit unitaire.

Le quatrième chapitre détaille la partie expérimentale de cette thèse, avec la fabrication des prototypes de diodes latérales sur des substrats silicium-sur-isolant. Ensuite, leur caractérisation électrique permet de confronter les données expérimentales à la théorie développée dans les deuxième et troisième chapitres, tant au niveau de la sensibilité thermique que du bruit basse fréquence. Ce premier retour d'expérience est mis à profit pour la réalisation d'un second lot de diodes réalisé avec des moyens technologiques plus performants.

Le cinquième chapitre aborde quant à lui la conception du pixel bolométrique dans son ensemble. Une étude par simulations électromagnétiques est réalisée pour évaluer le potentiel d'une structure absorbante qui utilise un couplage entre une antenne patch et un dipôle placé sur la planche bolométrique. Ensuite, le maintien mécanique de cette planche suspendue est étudié par l'intermédiaire de simulations thermomécaniques. Les propriétés thermiques constitutives du microbolomètre, capacité calorifique et résistance thermique, sont alors estimées à 80 K. Pour finir, un modèle électrothermique analytique du bolomètre sous polarisation est présenté. Sa finalité est le calcul de la puissance minimale détectable du détecteur proposé, avec son temps de réponse associé.

Le dernier chapitre conclut ces travaux et fait le bilan des différents résultats obtenus pendant la thèse. Enfin, il mentionne les futurs développements nécessaires pour continuer le développement de ces bolomètres sub-THz à diode ainsi que les perspectives du projet.

---

# Chapitre 1

## La détection térahertz passive, état de l'art et horizon

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>3</b>
<b>1.1 Présentation générale du domaine térahertz</b> . . . . .	<b>4</b>
1.1.1 Propriétés . . . . .	5
1.1.2 L'imagerie active . . . . .	5
1.1.3 L'imagerie passive . . . . .	7
<b>1.2 Les applications de l'imagerie térahertz</b> . . . . .	<b>8</b>
<b>1.3 L'imagerie térahertz passive</b> . . . . .	<b>10</b>
1.3.1 Origine du contraste en imagerie THz passive . . . . .	11
1.3.2 Figures de mérite des détecteurs . . . . .	12
1.3.3 Description de scénarios typiques et estimation de la NETD requise . . . . .	14
1.3.3.1 Détection d'objets cachés . . . . .	14
1.3.3.2 Aide au pilotage d'aéronefs . . . . .	16
<b>1.4 Etat de l'art des imageurs millimétriques et térahertz haute sensibilité</b> . . . . .	<b>16</b>
1.4.1 Détection hétérodyne . . . . .	17
1.4.2 Radiométrie hyperfréquence . . . . .	18
1.4.3 Détection directe par rectification électrique . . . . .	19
1.4.4 Détection exploitant la supraconductivité . . . . .	20
1.4.5 Synthèse et conclusion . . . . .	22
<b>1.5 Les microbolomètres, une solution d'imagerie versatile</b> . . . . .	<b>23</b>
1.5.1 Principe de fonctionnement . . . . .	23
1.5.2 Sensibilité de détection . . . . .	26
1.5.3 Le microbolomètre à diode silicium . . . . .	27
<b>1.6 Organisation du manuscrit</b> . . . . .	<b>28</b>

---

### Introduction

La partie du spectre électromagnétique comprise entre les micro-ondes et l'infrarouge, s'étendant de 100 GHz à 10 THz, a longtemps été désignée sous le terme de « gap térahertz ». Ces fréquences, à la frontière de l'électronique et de l'optique, ont historiquement autant manqué de sources de rayonnement que de détecteurs performants. Pour les applications d'imagerie terrestre distante, la forte absorption par la vapeur d'eau a également constitué un frein dans leur développement.

La bande THz a intéressé en premier les chimistes et les astrophysiciens. La spectroscopie THz permet d'étudier la structure tridimensionnelle de molécules organiques complexes grâce à l'analyse de leurs résonances. Elle est également utile pour étudier la dynamique des nuages de gaz et de poussières interstellaires à travers l'observation de leur rayonnement.

L'intérêt des scientifiques pour le THz augmente progressivement depuis les années 1980. Les propriétés du THz sont exploitées pour le contrôle non destructif, la détection d'objets cachés, l'identification de substances chimiques, l'imagerie médicale,... La visibilité des fameux rayons T est maintenant possible, impliquant même la publication d'une feuille de route du développement des technologies THz [1].

Cependant, malgré les nombreux efforts de valorisation par les chercheurs au niveau international, les débouchés industriels sont encore balbutiants. C'est pourquoi l'amélioration des technologies THz reste un enjeu décisif pour leur démocratisation dans un futur proche.

L'avènement de la détection infrarouge thermique grand public donne matière à réflexion. Elle s'est opérée avec la disponibilité d'imageurs non-refroidis grand format à un coût raisonnable, de l'ordre de quelques centaines à quelques milliers d'euros. Ces systèmes d'imagerie infrarouge sont passifs : les radiations détectées sont uniquement celles issues de l'émission thermique des objets imagés. Aucune source artificielle n'est requise. Obtenir un résultat similaire en gamme THz est plus difficile, en raison d'un flux de photons beaucoup moins intense à température ambiante. Les détecteurs ont donc besoin d'être particulièrement sensibles.

La première partie de ce chapitre est consacrée à une présentation générale de la bande THz et de ses applications. Dans une seconde partie, nous présenterons l'intérêt spécifique de l'imagerie THz passive pour la détection d'objets cachés ou la vision en atmosphère dégradée. Ensuite, un état de l'art des détecteurs adaptés à ce type d'imagerie sera établi. Enfin, nous discuterons le potentiel des micro-bolomètres comme détecteurs THz haute sensibilité.

## 1.1 Présentation générale du domaine térahertz

Le térahertz est la partie du spectre électromagnétique qui fait la jonction entre le domaine des micro-ondes, s'arrêtant aux longueurs d'onde millimétriques, et celui des infrarouges, jusqu'à la dizaine de micromètres. Elle est représentée sur la figure 1.1.

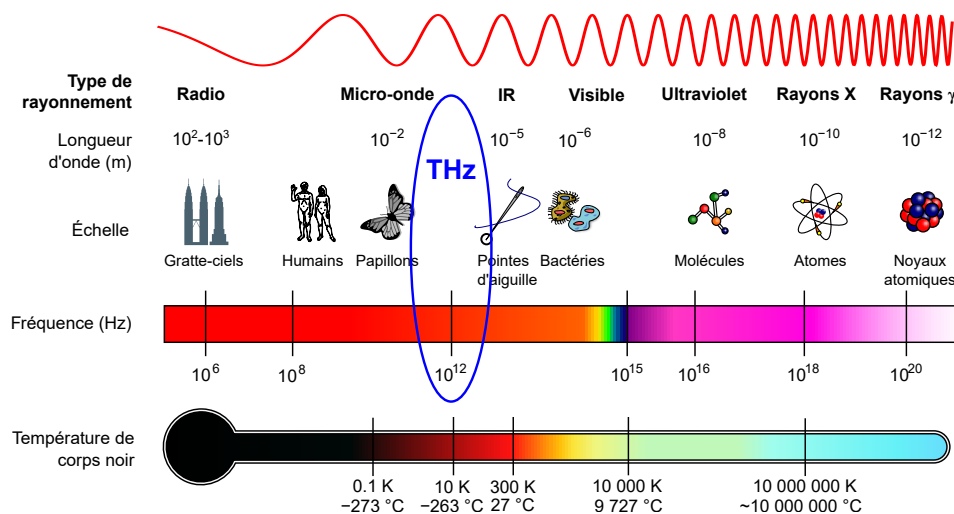


FIGURE 1.1 – Spectre électromagnétique, avec la mention du domaine térahertz, modifié à partir de [2].

### 1.1.1 Propriétés

Une des caractéristiques des ondes térahertz est la faible atténuation par les matériaux apolaires et isolants : polymères, composites, mousses, bois sec, carton, papier, céramiques, verres ou textiles. Les ondes THz peuvent donc représenter une alternative à l'utilisation des rayons X, lorsque les longueurs d'onde visible et infrarouge sont mises en défaut par l'opacité du support. En effet, l'utilisation de rayons X est encadrée par des mesures de radioprotection en raison de leur pouvoir ionisant, notamment sur les tissus biologiques, alors que l'énergie d'un photon THz est très faible en comparaison. Aucun effet indésirable du rayonnement THz sur la santé n'a encore été identifié pour les niveaux de puissance usuellement accessibles.

Le rayonnement THz est fortement atténué par l'atmosphère. La figure 1.2 représente l'absorption atmosphérique au niveau de la mer, pour une hygrométrie relative de 50 %, en fonction de la fréquence sur la bande 0.1 – 2 THz [3]. Plus la fréquence augmente, plus les bandes d'absorption sont nombreuses et limitent les fréquences utilisables, même à 1 m de distance.

Néanmoins, la bande de fréquences entre 100 GHz et 1 THz est clairement moins atténuée par l'atmosphère et présente donc un intérêt pour l'imagerie à distance, malgré une résolution plus limitée.

Il est à noter que plus le taux d'humidité dans l'atmosphère sera élevé, plus l'absorption des ondes THz par les molécules d'eau sera importante.

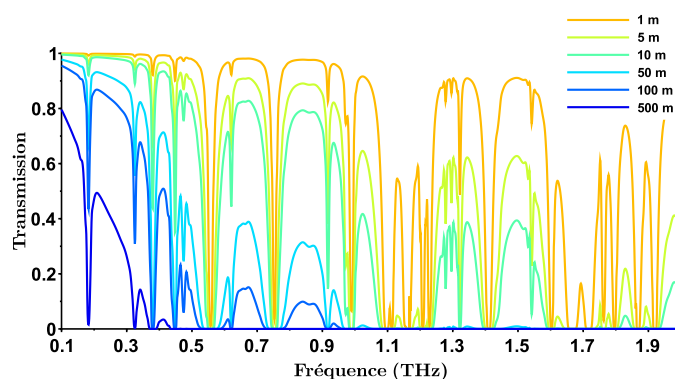


FIGURE 1.2 – Transmission d'une atmosphère typique à 50% d'humidité relative à 296 K, dans une cellule de mesure sous 760 Torr de pression, équivalente à la pression atmosphérique [3].

En imagerie, il est habituel de distinguer deux modes principaux : le mode actif, qui utilise une source d'éclairage artificielle de la scène, et le mode passif qui cherche à détecter uniquement l'émission ou la réflexion de sources naturelles.

### 1.1.2 L'imagerie active

D'après les données sur l'absorption atmosphérique dans la bande THz, utiliser une source externe pour illuminer un objet semble une bonne stratégie pour augmenter l'énergie transmise ou réfléchi et reçue par un détecteur. Cependant, la gamme des fréquences THz a longtemps souffert d'un manque de sources lumineuses fiables et suffisamment puissantes, situation qui est en train de s'estomper.

Plusieurs technologies générant des ondes THz aussi bien côté optique qu'électronique sont actuellement disponibles, parmi lesquelles : les antennes photoconductrices (PCA), les cristaux non-linéaires à partir d'un pompage optique dans l'infrarouge, les lasers QCL<sup>1</sup>, les composants

1. Acronyme anglo-saxon pour « Quantum Cascade Laser » ou laser à cascade quantique, utilisant une relaxation contrôlée des électrons entre des sous-bandes d'énergie.



semiconducteurs non-linéaires (diodes Schottky avec multiplicateur de fréquence ou diodes à résistance différentielle négative), les dispositifs électroniques sous vide (tubes à onde progressive).

Le développement de ces sources a diversifié les applications de laboratoire ou de contrôle industriel. De nombreuses applications où l'imagerie THz est pertinente ont d'ailleurs pu être identifiées.

Les propriétés du THz sont par exemple mises à profit en instrumentation scientifique avec l'utilisation de la spectroscopie résolue en temps (THz-TDS), dont quelques exemples sont donnés dans [4] et visibles sur la figure 1.3 :

- La mesure du spectre des raies d'absorption des molécules dans la gamme THz pour leur identification.
- La détermination de l'indice optique complexe de couches jusqu'à plusieurs millimètres d'épaisseur.
- La mesure du dopage dans les semi-conducteurs en régime extrinsèque.

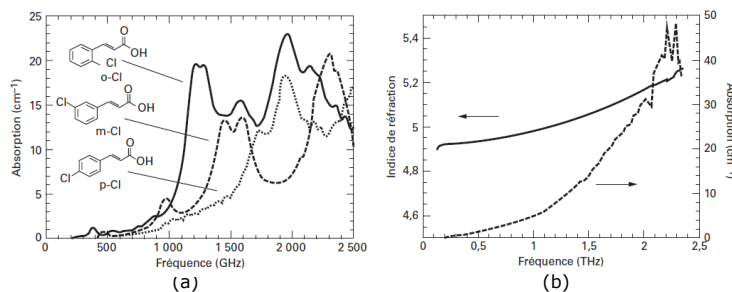


FIGURE 1.3 – (a) Spectre d'absorption THz de trois isomères de l'acide chloro-cinnamique. (b) Indice de réfraction et spectre d'absorption THz d'une couche de 1 mm d'épaisseur d'un cristal de  $\text{LaAlO}_3$ . Extraits de [4].

Cette technique est cependant limitée à une résolution spectrale de l'ordre du GHz. Pour l'identification de mélanges gazeux dilués, les systèmes de spectroscopie THz hétérodyne<sup>2</sup> permettent d'améliorer la résolution fréquentielle et la sensibilité, avec une résolution spectrale de l'ordre du MHz.

Plusieurs imageurs compacts et performants ont également été développés et disposent d'une sensibilité adéquate pour l'imagerie active en bande THz. Les matrices de ces caméras comportent plusieurs milliers de pixels et fonctionnent à température ambiante. Plusieurs technologies existent, dont celle des microbolomètres qui fait partie des plus abouties. On peut notamment citer la caméra développée conjointement entre le CEA Leti et la société I2S en France, celle de la société NEC au Japon ou encore celle proposée par le laboratoire INO au Canada [5].

On distingue principalement deux modes d'imagerie active :

- Celle disposant d'une source de rayonnement THz continue qui permet d'accéder au contraste d'intensité en transmission ou en réflexion entre un objet et son environnement. Elle permet de caractériser l'objet illuminé, par exemple en estimant sa teneur en eau. Ce type d'imagerie peut être mise en oeuvre dans un contexte de contrôle qualité industriel, dont certains exemples sont donnés plus loin.

2. La détection hétérodyne met en jeu un oscillateur local, dont le signal optique monochromatique de fréquence  $f_L$  est mélangé au signal de fréquence  $f_a$  issu de l'échantillon à analyser. Le signal détecté est alors transposé à une fréquence intermédiaire  $|f_a - f_L|$ .

— Celle disposant d'une source THz pulsée résolue en temps (imagerie TPI) qui associe une source et un détecteur impulsions de type PCA. L'information de profondeur fournie peut atteindre une résolution de l'ordre de la dizaine de micromètres [4]. Cette typologie d'imagerie peut se révéler intéressante pour l'inspection volumique d'un objet. Des efforts sont aussi réalisés pour proposer de la tomographie THz pour l'analyse santé-matière des objets en 3D, par l'association et le traitement d'images 2D, obtenues par TPI ou par contraste d'intensité en illumination continue [6, 7].

### 1.1.3 L'imagerie passive

Tout corps, à une température absolue non nulle  $T$ , émet des radiations sur tout le spectre électromagnétique. On définit un corps noir comme un objet qui absorbe complètement l'énergie électromagnétique qu'il reçoit. Il émet en retour un rayonnement sur tout le spectre électromagnétique qui n'est lié qu'à sa température, appelé rayonnement thermique.

Ce rayonnement est caractérisé par sa luminance spectrale  $L_{CN}$ , donnée par la loi de Planck, correspondant à la puissance lumineuse spectrale et surfacique émise par unité d'angle solide [8]. Elle est exprimée en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$  par la relation 1.1 :

$$L_{CN}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left( \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right)} \quad (1.1)$$

N.B. Lorsque les termes de l'équation ne sont pas explicités dans le corps du texte, le lecteur pourra se référer à la liste des symboles présente en fin de manuscrit.

La luminance d'un corps noir à la température du corps humain dans la gamme THz est plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle de la gamme infrarouge, comme le montre la figure 1.4. Ce graphique permet également de se rendre compte que le rapport entre deux luminances, pour une variation de température  $\Delta T$  donnée, devient constante à partir d'une certaine longueur d'onde, qui dépend de la température du corps noir. Cela est valable pour  $T \geq 300\text{K}$  et  $\lambda \geq 100\mu\text{m}$ . Dans ce domaine, dont fait partie le THz et notamment la bande sub-millimétrique 0.1 – 1 THz, la loi linéaire de Rayleigh-Jeans peut s'appliquer, donnant une valeur approchée de  $L_{CN}$  lorsque  $hc/\lambda \ll kT$  (1.2). Cette loi est également donnée en fonction de la fréquence  $\nu$  du rayonnement :

$$L_{CN}(\lambda, T) \approx \frac{2c}{\lambda^4} kT \equiv L_{CN}(\nu, T) \approx \frac{2\nu^2}{c^2} kT \quad (1.2)$$

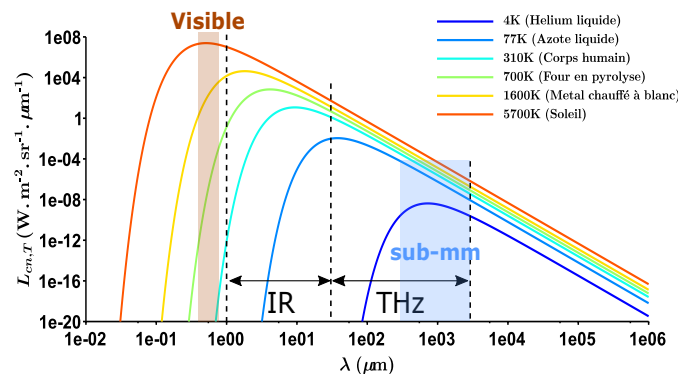


FIGURE 1.4 – Luminance spectrale du corps noir pour différentes températures d'équilibre.

L'imagerie passive utilise uniquement le rayonnement thermique des objets et ne nécessite donc pas de source d'illumination artificielle. Lorsqu'une inspection 2D à contraste d'intensité

est suffisante, sans information de profondeur, elle peut représenter une alternative intéressante, notamment pour des scènes distantes en extérieur, avec des objets en mouvement, qui nécessitent un large champ de vision. Cependant, étant donné la puissance THz rayonnée naturellement par les objets et l'absorption atmosphérique, illustrée par la figure 1.2, l'imagerie THz passive pose un réel défi en terme de sensibilité des détecteurs.

Plusieurs exemples d'applications en imagerie THz, aussi bien active que passive, sont donnés dans la section suivante.

## 1.2 Les applications de l'imagerie térahertz

Dans ce manuscrit, nous nous intéressons uniquement à la formation d'images en champ lointain. Une des premières limitations est la résolution spatiale du système optique, donnée par le critère de Rayleigh à la fréquence  $\nu$  considérée avec la formule 1.3. Deux points de la scène seront résolus si leur distance projetée dans le plan focal du détecteur est supérieure ou égale à  $d_{min}$  :

$$d_{min} = 1.22 \frac{c F}{\nu D} \quad (1.3)$$

$F$  : distance focale de la pupille d'entrée.

$D$  : diamètre de la pupille d'entrée.

Le rapport  $F/D$  représente l'ouverture géométrique du système optique. Etant donné les longueurs d'onde en jeu, l'imagerie THz 2D est donc limitée en résolution dans le plan. Si l'objet est placé à la distance focale, avec un rapport  $F/D = 1$ , la résolution sera de l'ordre de  $\lambda$  soit au mieux quelques centaines de microns pour des fréquences  $\nu \leq 1$  THz.

L'objectif premier de l'imagerie est l'obtention d'un bon contraste d'intensité entre les différents objets. Les exemples cités ci-dessous ont pour but de donner un aperçu des possibilités de l'imagerie THz, sans pour autant être exhaustifs. Un livre comme celui de Peiponen permet d'avoir également une vue d'ensemble des applications d'imagerie dans le domaine THz [9].

### — L'astronomie

- La recherche en astrophysique est un moteur pour l'émergence de nouvelles modalités ou l'optimisation de techniques d'imagerie existantes, afin de toujours étendre l'observation et la compréhension de l'Univers. L'imagerie THz passive est très utile pour observer des objets astrophysiques à travers des nuages de gaz et de poussières interstellaires ou encore les galaxies très lointaines (figure 1.5).

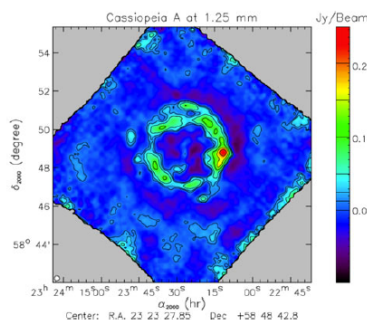


FIGURE 1.5 – Image de Cassiopeia A (reste de supernovae), réalisée en imagerie passive à 240 GHz. Extrait de [10].

- La spectroscopie lui est souvent associée pour obtenir les signatures spectrales des objets. La bande de fréquences sub-THz, entre 0.1 – 1 THz, a été exploitée depuis 1974 dans diverses missions spatiales et pour l'observation au sol [11]. La spectroscopie hétérodyne est utilisée avec par exemple l'instrument GREAT du télescope aéroporté SOFIA ou avec l'instrument HIFI du télescope spatial HERSCHEL. La détection d'isotopes de l'eau peut s'effectuer de manière passive à partir de l'étude du rayonnement sub-THz de l'atmosphère des planètes, des comètes ou du milieu interstellaire [4].

#### — Le contrôle industriel en ligne

- Dans l'industrie des transports, le THz peut servir pour le contrôle en profondeur des composites employés en aéronautique et en automobile : détection de fêlures ou de délaminations. La NASA l'a déjà utilisé pour contrôler les délaminations et les bulles d'air à l'interface entre la mousse d'isolation et la paroi métallique du réservoir de la navette spatiale ou la qualité de son bouclier thermique [4, 12]. Elle est également utilisée pour contrôler l'état des radômes, dont l'enveloppe est constituée d'un composite mousse/fibre de verre [12] (figure 1.6).

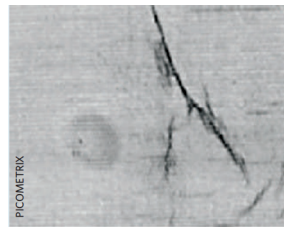


FIGURE 1.6 – Photographie en imagerie THz pulsée d'un défaut de délamination sur un radôme. Extrait de [12].

- En plasturgie, l'imagerie THz représente un outil pour le contrôle en ligne des procédés de fabrication. Elle est également une des seules solutions pour contrôler efficacement la qualité de soudure des joints formés entre deux pièces polymères, aux interfaces comme dans le volume du joint. Déterminer le taux d'hygrométrie, le taux de cristallinité d'un polymère, l'orientation des fibres dans un composite ou détecter des contaminants est aussi possible [13].
- En agro-alimentaire, le THz est utile à plusieurs niveaux : du contrôle de la conformité des emballages à la détection de corps étrangers dans les produits emballés. En effet, les cartons et les emballages plastiques sont suffisamment transparents dans la gamme THz pour permettre un contrôle sur le produit fini, comme les produits secs (poudres, farines, céréales, café, ...) ou possédant un taux élevé de matière grasse (chocolat, huiles, ...). Le taux d'humidité du produit peut aussi être évalué. En combinant l'imagerie à une analyse spectrale, il est aussi possible d'identifier des antibiotiques, des vitamines ou des substances toxiques, comme détaillé dans la revue sur le sujet [14].
- Dans l'industrie pharmaceutique, l'imagerie TPI peut être mise à profit pour l'inspection de comprimés, afin de mesurer l'épaisseur des différentes couches d'enrobage. Associée à la spectroscopie, cette technique peut également apporter des informations sur la formulation chimique d'un produit ou détecter d'éventuelles contaminations [15].

#### — La conservation du patrimoine

- L'inspection des oeuvres d'art (tableaux, sculptures, fresques, ...) via une imagerie TPI permet d'étudier leurs structures internes de manière non invasive, retracer leur

histoire et aussi aider dans leur restauration, comme lors de la restauration du « Polittico di Badia » en Italie [12]. L'étude des fossiles ou de vases antiques peut aussi être menée grâce à l'imagerie THz [4].

— **La biologie / médecine**

- L'imagerie THz fournit un outil intéressant pour le diagnostic de nombreux cancers, du fait de la teneur en eau anormalement élevée dans les tissus tumoraux, ainsi que pour le diagnostic des caries dentaires en remplacement des rayons X [16, 1, 13, 15, 17].
- Une autre application du THz en biologie est l'étude du transport de la sève dans les végétaux. Une connaissance approfondie des cycles d'hydratation des plantes pourrait permettre l'optimisation de leur culture [13].

— **La sécurité - Détection d'objets/substances cachés**

- Une des applications est le contrôle du courrier. Il est réalisé de manière routinière dans les centres de tri au Japon grâce à une imagerie millimétrique directe, associée à de la spectroscopie THz pour identifier les substances contenues dans les courriers suspects [4].
- La détection d'objets cachés sous les vêtements, ou dans des bagages, peut être faite en imagerie THz, directement par contraste d'intensité. Les tissus sont pour la plupart transparents en THz. La peau est, quant à elle, opaque et émissive. Les objets cachés présentant un contraste avec la peau, comme un objet métallique, sont donc identifiables. Ce type de détection est souvent effectué en intérieur, avec une hygrométrie régulée et à faible distance de l'objet, ce qui limite l'atténuation du contraste par l'atmosphère. Cette application est historiquement la plus mise en avant pour la promotion de l'imagerie THz (figure 1.7) [4, 1, 18]. Cependant, les systèmes de détection les plus connus, notamment les portiques installés dans certains aéroports, fonctionnent pour l'instant aux fréquences millimétriques, typiquement entre 35 et 94 GHz [18].

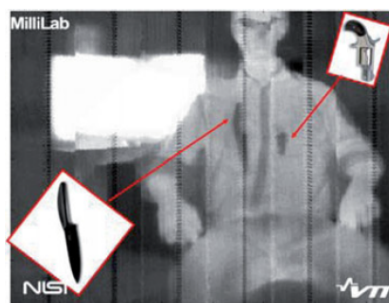


FIGURE 1.7 – Photographie en imagerie THz passive, réalisée à partir d'une barrette de microbolomètres refroidis à l'hélium liquide développés par le laboratoire VTT. Extrait de [4].

### 1.3 L'imagerie térahertz passive

L'imagerie THz passive s'appuie uniquement sur la différence de température entre les objets ainsi que sur leurs différences de comportement optique. Elle est développée activement depuis plus de 20 ans pour la sécurité et la détection d'objets cachés. Une partie des systèmes de détection passive explore la bande sub-millimétrique, comprise entre 0.1 – 1 THz, où la résolution spatiale est de l'ordre du millimètre, avec une transmission atmosphérique correcte jusqu'à 10 m de distance.

Bien que l'observation spatiale utilise une modalité d'imagerie THz passive, la sensibilité requise pour ces applications nécessite un refroidissement sub-Kelvin très poussé à l'hélium liquide et des systèmes optiques complexes pour une fabrication en très petite quantité. Ces modalités paraissent plutôt contraires à l'émergence d'une technologie grand public. C'est pourquoi les applications de l'imagerie THz spécifiques à l'astrophysique ainsi que les détecteurs utilisés ne seront pas détaillés dans ce chapitre.

En premier lieu, nous introduisons le formalisme de radiométrie permettant d'estimer les contrastes présents sur une image. Ensuite, des études de cas sont présentées avec les valeurs typiques des contrastes à détecter.

### 1.3.1 Origine du contraste en imagerie THz passive

Chaque objet d'une scène, à la température  $T_{obj}$ , est caractérisé par des coefficients optiques en puissance de transmission  $t(\nu)$ , de réflexion  $r(\nu)$  et d'émissivité  $\varepsilon(\nu)$ , dépendant de la fréquence de rayonnement  $\nu$ . La notation en caractères minuscules est utilisée pour distinguer le coefficient de transmission en puissance  $t$  de la température  $T$ .

L'émissivité est égale au coefficient d'absorption  $\alpha(\nu)$  de l'objet, intégré sur son épaisseur. Ces coefficients sont donc valables pour une épaisseur donnée dans le cas d'un objet semi-transparent. Ils sont liés par la relation 1.4. Dans le cas d'un objet opaque,  $t(\nu) = 0$ .

$$t(\nu) + r(\nu) + \varepsilon(\nu) = 1 \quad (1.4)$$

D'après l'équation 1.2, raisonner à partir de la luminance d'un corps ou à partir de sa température est équivalent. Il est donc assez habituel de formuler les relations de radiométrie directement à partir des températures.

Dans le cas d'une imagerie à distance, l'objet observé est défini par son rayonnement propre, à travers la valeur de son émissivité  $\varepsilon_{obj}$ , mais aussi par la part de rayonnement provenant des sources autour de lui qu'il transmet ou qu'il réfléchit. Dans un scénario d'imagerie passive, les sources de rayonnement annexes peuvent être multiples et modifier radicalement le contraste entre l'objet et son environnement sur l'image : atmosphère, mur, sol, ciel, soleil, eau, peau, vêtement, emballage, ...

Petkie qualifie la diversité angulaire des sources annexes se reflétant sur l'objet cible comme autant de modes d'illumination [19]. Cette modalité est favorable à l'imagerie passive, pour l'obtention d'un meilleur contraste entre un objet et le fond de scène, par rapport à l'imagerie active qui utilise souvent une illumination sous un angle d'incidence fixe. Cependant, l'imagerie passive en intérieur bénéficie très peu de cette diversité car l'ensemble de l'environnement, et donc l'ensemble des modes, est placé à une température ambiante unique.

En considérant le cas simple d'un objet opaque à la température  $T_{obj}$ , au sein d'un environnement qui est équivalent à une source de température  $T_S$ , sa température radiative équivalente  $T_{rad}$  est donnée par la relation 1.5, adaptée de [18] :

$$T_{rad} = r_{obj}T_S + \varepsilon_{obj}T_{obj} \quad (1.5)$$

La température apparente pour le détecteur  $T_{det}$  dépend quant à elle de la distance  $d_{obj}$  entre l'objet et le détecteur. Elle est exprimée par la relation 1.6. L'hypothèse d'une atmosphère de température  $T_{atm}$  uniforme est faite, avec un coefficient d'absorption  $\alpha_{atm}$  constant sur la distance  $d_{obj}$ .

$$T_{det} = T_{rad} \exp(-\alpha_{atm}d_{obj}) + T_{atm} (1 - \exp(-\alpha_{atm}d_{obj})) \quad (1.6)$$

L'équation 1.6 est intuitive : plus l'objet est éloigné du détecteur et plus l'atmosphère les séparant est absorbante, plus sa température apparente sera proche de celle de l'atmosphère. Si  $\alpha_{atm}d_{obj} \rightarrow 0$ , alors  $T_{det} \rightarrow T_{rad}$ . A l'inverse, si  $\alpha_{atm}d_{obj} \rightarrow +\infty$ , alors  $T_{det} \rightarrow T_{atm}$ .

Pour l'imagerie à distance sub-THz, cela oriente le choix directement sur la bande 0.1 – 1 THz d'après le graphique 1.2, typique d'une atmosphère intérieure de bâtiment par exemple.

Le choix de la bande 100 – 500 GHz est plus pertinent pour les scénarios en extérieur d'après les données disponibles dans [20], où l'atténuation d'une atmosphère humide ou poussiéreuse reste inférieure ou égale à  $100 \text{ dB.km}^{-1}$  pour une fréquence  $\nu$  inférieure à 500 GHz.

L'intérêt d'utiliser les fréquences submillimétriques en extérieur vient également du fait de la température équivalente du ciel  $T_{ciel}$ , pouvant être très basse. A titre d'exemple,  $T_{ciel}$  varie de 50 K à 300 K pour  $\nu = 300 \text{ GHz}$  en incidence normale (au zénith) et au niveau de la mer, suivant la saison et les conditions météorologiques [20]. Pour un objet réfléchissant, comme un métal, cette caractéristique peut augmenter considérablement le contraste au niveau du détecteur selon l'angle d'incidence.

L'image 1.8 extraite de [20] montre clairement l'effet de la réflexion du ciel froid sur un couteau, ainsi que la transparence du papier journal et des vêtements. Bien que cet exemple ait été réalisé en imagerie passive à 94 GHz, le même effet est exploitable dans la bande sub-THz.



FIGURE 1.8 – L'image de droite est réalisée en imagerie passive à 94 GHz, alors que celle de gauche est une photographie en lumière visible. Par convention, les températures « froides » sont souvent représentées en blanc en imagerie sub-THz. Extrait de [20, 19].

Cependant, cet effet dépend fortement de l'orientation de l'objet. Plus il est orienté vers l'horizon, plus le contraste entre l'objet et son environnement diminue car il ne bénéficie plus de cet effet de ciel « froid », dû à la réflexion spéculaire des radiations du ciel sur l'objet.

La variation du contraste en extérieur en fonction des différents modes d'illumination disponibles peut donc représenter un avantage pour l'imagerie passive. De même, le rapport entre la rugosité de la surface de l'objet et la longueur d'onde observée est important, puisqu'il va définir les propriétés de réflexion de l'objet (valeur de  $r$ , réflexion diffuse ou spéculaire) et ainsi influencer sur le contraste de l'image.

### 1.3.2 Figures de mérite des détecteurs

La radiométrie permet de définir plusieurs figures de mérite pour caractériser les détecteurs, indépendamment de leur technologie.

En partant du bilan radiométrique, il est possible d'exprimer le contraste  $\Delta P_{rad}$  arrivant sur le détecteur entre un objet et son arrière-plan d'après [21] :

$$\Delta P_{rad} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \eta(\nu) |P_{det-obj}(\nu) - P_{det-sup}(\nu)| d\nu \quad (1.7)$$

$P_{det-obj}$  (W.Hz<sup>-1</sup>) : densité spectrale de puissance provenant de la surface de l'objet et reçue par le détecteur, à la fréquence  $\nu$ .

$P_{det-sup}$  (W.Hz<sup>-1</sup>) : densité spectrale de puissance reçue par le détecteur provenant du support en arrière-plan sur lequel est posé l'objet, à la fréquence  $\nu$ .

$\eta(\nu)$  : absorption globale du système optique de détection à la fréquence  $\nu$ .

La bande radiométrique  $[\nu_1; \nu_2]$  correspond à la gamme de fréquences absorbées par le détecteur. Le coefficient d'absorption  $\eta$  correspond à la transmission des pupilles du système optique multiplié par l'absorption propre du pixel détecteur.

La surface équivalente en limite de diffraction d'un point résolu de l'objet s'imprimant sur le détecteur  $A_{det}$  est donnée par  $A_{det} = \frac{\pi}{4} d_{min}^2$  à partir de la formule 1.3. L'angle solide de détection est égal à  $\Omega = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{F}\right)^2$ . L'étendue géométrique d'un point en incidence normale est alors égale au produit  $A_{det} \times \Omega$ .

La densité spectrale de puissance  $P_{det-obj}$  s'exprime comme le produit de la luminance, donnée par l'expression 1.2, par l'étendue géométrique en incidence normale :

$$P_{det-obj}(\nu) = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{det-obj} A_{det} \Omega \quad (1.8)$$

$P_{det-sup}(\nu)$  est donnée par une expression similaire à 1.8, en remplaçant  $T_{det-obj}$  par  $T_{det-sup}$ . Le contraste entre l'objet et son arrière-plan est donc bien proportionnel à leur différence de températures reçue au niveau du détecteur.

En pratique, on considère un certain rapport signal-à-bruit  $SNR$  à respecter par le système pour détecter le signal sub-THz de manière fiable. Ce rapport est choisi en fonction d'une probabilité de détection minimale et d'une probabilité de fausse alarme maximale. Murrill et Nsenquet s'accordent sur la valeur  $SNR = 6$  [22, 21]. A partir de cette donnée, on peut alors estimer la **Puissance Minimale Détectable**  $MDP$  requise au niveau du détecteur par la formule 1.9.

$$MDP = \frac{\Delta P_{rad}}{SNR} \quad (1.9)$$

Dans le domaine des imageurs, il est commun de normaliser la valeur de la  $MDP$  par la bande équivalente de bruit du détecteur  $\Delta f$ , soit en fonction de l'inverse du temps d'intégration du signal  $\tau_{int}$ . Cette grandeur est communément désignée par le terme **NEP**<sup>3</sup> et s'exprime en W.Hz<sup>-1/2</sup> :

$$NEP = \frac{MDP}{\sqrt{\Delta f}} = MDP \sqrt{2\tau_{int}} \quad (1.10)$$

La **différence de température équivalente au bruit** (**NETD**<sup>4</sup>) correspond à la différence minimale de température résolue par le détecteur et est exprimée en K. Elle est égale à la  $MDP$  normalisée par le taux de variation de la puissance émise par un corps noir et collectée par le détecteur  $P_{abs}$  pour un incrément de température  $dT$  et s'exprime par la formule 1.11 d'après [23, 24].

3. Acronyme anglo-saxon pour « Noise Equivalent Power », soit puissance équivalente de bruit.

4. Acronyme anglo-saxon pour « Noise Equivalent Temperature Difference »



$$NETD = \frac{MDP}{\frac{dP_{abs}}{dT}} \quad (1.11)$$

Par définition, en considérant un rayonnement en incidence normale,  $P_{abs}$  peut s'exprimer d'après [24] par :

$$P_{abs} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \eta(\nu) L_{CN}(\nu, T) A_{det} \Omega d\nu \quad (1.12)$$

En appliquant l'approximation de Rayleigh-Jeans 1.2 et en utilisant les expressions de  $A_{det}$  et  $\Omega$  données précédemment, l'expression 1.12 est alors approchée par :

$$P_{abs} \approx \int_{\nu_1}^{\nu_2} 2.98 \times \left(\frac{\pi}{4}\right)^2 \eta(\nu) kT d\nu \quad (1.13)$$

A partir de la formule 1.13, il est alors possible d'exprimer simplement la dérivée de  $P_{abs}$  par rapport à  $T$ , avec l'absorption du détecteur  $\eta$  dépendante de la fréquence de rayonnement du corps noir mais indépendante de sa température :

$$\frac{dP_{abs}}{dT} \approx \int_{\nu_1}^{\nu_2} 1.84 \eta(\nu) k d\nu \quad (1.14)$$

En utilisant 1.14, nous pouvons réexprimer la formule générique 1.11 par :

$$NETD \approx \frac{MDP}{1.84k \int_{\nu_1}^{\nu_2} \eta(\nu) d\nu} = \frac{MDP}{1.84k\bar{\eta}\Delta\nu} \quad (1.15)$$

$\bar{\eta}$  représente l'absorption moyenne du détecteur sur la bande radiométrique  $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ .

En imagerie sub-millimétrique, il est commun d'utiliser une expression dérivée de la radiométrie millimétrique en définissant  $P_{abs}$  par  $P_{abs} \approx \bar{\eta}kT\Delta\nu$ . Dans ce cas, l'expression 1.15 donne un  $NETD \sim \frac{MDP}{k\bar{\eta}\Delta\nu}$  [23, 18]. Ce dernier résultat sous-estime quasiment d'un facteur 2 le contraste minimal de température que pourrait résoudre un détecteur sur une scène donnée.

Par convention, le NETD est calculé avec une puissance de rayonnement  $P_{abs}$  provenant d'un corps noir dont l'émissivité  $\epsilon_{CN} = 1$ . L'objectif est de donner une valeur de référence car une scène n'est a priori pas homogène en émissivité.

### 1.3.3 Description de scénarios typiques et estimation de la NETD requise

Deux scénarios principaux en imagerie passive sub-THz sont régulièrement cités dans la littérature : la détection d'objets cachés et l'aide au pilotage d'aéronefs.

#### 1.3.3.1 Détection d'objets cachés

L'application visée est le contrôle à distance des personnes et des bagages dans des lieux publics à forte affluence (aéroports, gares, tribunaux, musées, ...). Elle concerne la détection d'armes à feu, d'armes blanches ou de substances explosives, sous des vêtements ou à l'intérieur de bagages, le plus souvent en environnement intérieur. C'est l'application historique identifiée, après l'observation astronomique, où l'imagerie passive sub-THz apporte un réel

avantage comparée à toutes les autres fréquences : la résolution des ondes millimétriques est insuffisante pour des objets dont la largeur est millimétrique ; les vêtements sont opaques au visible et à l'infrarouge ; les rayons X sont peu sensibles aux matériaux à faible poids atomique, nécessitent une source artificielle de rayonnement et leur utilisation est très encadrée du fait de leur impact sur la santé.

Dans le cas de la détection d'un objet à travers les vêtements, le calcul de  $T_{rad}$  est plus complexe que dans l'équation 1.5 car le scénario inclue au minimum un objet en contact avec la peau, vu à travers une ou plusieurs couches d'obscurants (vêtements). La phénoménologie typique de ce scénario est décrite dans [25] ou [26], qui démontre clairement l'intérêt de la bande sub-THz par rapport à l'imagerie en infrarouge moyen  $3 - 5 \mu\text{m}$ , comme l'atteste la figure 1.9.

Une grande diversité de vêtements a été testée entre 100 GHz et 500 GHz dans [20]. La plupart présente une transmission supérieure à 90% pour  $\nu \leq 300 \text{ GHz}$ , avec un minimum de 50% pour le manteau en cuir d'environ 1 mm d'épaisseur, à 300 GHz. L'article [27] a également comparé un nombre important de tissus différents : à 300 GHz, la plupart des tissus ont une transmission supérieure à 80%, exceptés le pull tricoté coton/acrylique épais de 2.4 mm ou le cordura® des bagages en nylon caoutchouté (60%), ainsi que 0.65 mm de Kevlar® (50%). En outre, il est montré que la transmission des tissus n'est pas sensible à la polarisation autour de 700 GHz [27].



FIGURE 1.9 – Panel photographique illustrant l'intérêt de l'imagerie sub-THz, photographie de gauche, pour la détection d'objets cachés par rapport à l'imagerie visible au centre ou infrarouge à droite (A : un portefeuille, B : un pistolet à air, C : de la monnaie), extrait de [28]

Afin de se placer dans le cas le plus critique, une différence de température nulle entre l'objet et son support (l'arrière-plan de la scène) est retenue. Le contraste est dû à la différence d'émissivité entre les matériaux. A mesure que  $\nu$  augmente, les émissivités deviennent de plus en plus significatives. A partir de 500 GHz, les matériaux tels que les vêtements, la peau ou les explosifs présentent un coefficient de réflexion qui tend vers zéro au profit de leur émissivité [20].

Le scénario n°1 se déroule en intérieur, avec une distance objet-détecteur restreinte, inférieure ou égale à 10 m typiquement. L'atténuation atmosphérique est donc négligée sur la bande 100 – 500 GHz.

Murrill effectue le calcul du contraste entre un explosif typique et la peau d'un individu dans ces conditions. Il en déduit qu'une NETD inférieure à 1 K est nécessaire [22].

Appleby fait le même calcul en intérieur, avec une température  $T_{atm} = 300 \text{ K}$  uniforme. Il aboutit à une NETD inférieure à 1 K pour détecter une arme en métal et inférieure à 0.5 K pour des explosifs, à une fréquence de 500 GHz. Ce contraste est divisé par 2 à 100 GHz [25].

La détection d'objets cachés en bande sub-THz, entre 100 GHz et 500 GHz, de manière passive nécessite donc un détecteur présentant une NETD inférieure à 1 K à minima et inférieure à 0.5 K pour être considéré comme très sensible.

### 1.3.3.2 Aide au pilotage d'aéronefs

Elle concerne la détection d'obstacles dans un Environnement Dégradé Visuellement (DVE), aussi bien la phase de vol (cas A) que les phases de décollage/atterrissage (cas B) [22, 29].

Le DVE peut être par exemple un brouillard ou un nuage de poussières/sable, généré par un hélicoptère lorsqu'il est près du sol. Ce type de nuage est usuellement dénommé « brown-out ».

Murrill prend comme exemple la détection de la canopée dans un brouillard ou la détection de rochers/blocs de béton ou d'un poteau en bois lors d'un atterrissage d'hélicoptère sur du sable [22].

Dans ce dernier cas, les mesures de terrain réalisées en bande millimétrique à 93 GHz et à 77 GHz, avec un angle de dépression proche de 25° pour simuler l'approche d'un hélicoptère, indiquent un contraste plus grand pour la polarisation horizontale, lié aux propriétés de réflexion spécifiques du brown-out.

- Cas A - phase de vol : la NETD à détecter sur la scène est inférieure à 0.2 – 0.3 K. Ce faible contraste vient du fond de scène humide (brouillard) avec un ciel sur l'horizon ( $T_{ciel}$  est proche de la température ambiante), même si la canopée reflète une partie du ciel « froid » au zénith.
- Cas B - décollage/atterrissage : Murrill avance une NETD inférieure à 1 K pour une distance objet-détecteur de 3 m, avec un angle d'incidence de 25°.

Ces valeurs de NETD requises se rapprochent des scénarios précédents de détection d'objets cachés. Un détecteur sub-THz haute performance, suffisamment sensible, pourrait donc être utilisé théoriquement pour les deux applications.

Les résultats présentés pour l'aide au pilotage sont valables autour de 100 GHz, où l'atténuation atmosphérique est limitée même en cas de brouillard. Dans la bande sub-THz à 300 GHz, ce contraste va être largement diminué par la distance, notamment au-delà de 100 m, comme le laisse suggérer la figure 1.2, qui est pourtant un cas favorable d'atmosphère claire. En revanche, l'atténuation due à un brown-out ne devrait pas être plus importante qu'une atmosphère de brouillard humide, comme les résultats expérimentaux de Ceolato [29], en accord avec les données publiées par Appleby dans [20], le laissent suggérer. L'atténuation moyenne due à un nuage de sable fin ou grossier, sur la bande radiométrique 100 – 500 GHz, ne dépasse pas  $100 \text{ dB.km}^{-1}$  [29].

Cette comparaison démontre tout l'intérêt de la bande sub-THz entre 100 GHz et 500 GHz pour « voir » à travers les nuages de sable ou de poussières, ce qui n'est réalisable ni en imagerie passive visible, ni en infrarouge. Les applications potentielles s'étendent bien au-delà de l'aide au pilotage d'hélicoptères. Cela pourrait faciliter par exemple la conduite d'engins de chantier dans des environnements très poussiéreux comme les mines ou la surveillance dans les silos agricoles.

## 1.4 Etat de l'art des imageurs millimétriques et térahertz haute sensibilité

Plusieurs systèmes d'imagerie passive sub-THz, dont la finalité est la détection d'objets cachés, ont déjà démontré leur efficacité [18]. Deux solutions, visibles sur les figures 1.10 (a) et 1.12 (a), sont même commercialisées et ont donné lieu à des créations d'entreprises.

Les principales technologies employées peuvent être classées en quatre catégories :

1. Une détection hétérodyne à partir de composants hyperfréquences fonctionnant à température ambiante [30].
2. Une radiométrie de puissance avec des composants hyperfréquences, fonctionnant à température ambiante [31, 32].
3. Une détection directe par rectification électrique dans un transistor FET<sup>5</sup>, à température ambiante [33, 34, 35] ou refroidi à l'azote liquide [35].
4. Une détection à partir de dispositifs supraconducteurs, refroidis à une température inférieure à 10 K :
  - Bolomètres TES<sup>6</sup> [36, 37]. Ce type de bolomètre utilise la variation abrupte de résistance présente à la transition supraconductrice.
  - Bolomètres SHAB<sup>7</sup> [38]. Ce type de bolomètre exploite la formation d'une zone résistive, dont le volume est modulé par le niveau de puissance optique absorbée, au milieu d'un micropont supraconducteur.
  - Détecteurs LEKID<sup>8</sup> supraconducteurs avec une température de fonctionnement sub-Kelvin [28]. Un détecteur KID utilise la variation d'inductance cinétique d'un résonateur supraconducteur lors de l'absorption d'un rayonnement. Il fonctionne à une température inférieure à celle de la transition supraconductrice du matériau constituant le résonateur.
  - Bolomètres KIB<sup>9</sup> [39, 24]. A l'instar d'un KID, le KIB est constitué d'un résonateur supraconducteur qui est isolé thermiquement de son substrat. Il exploite la sensibilité thermique de l'inductance cinétique. Il fonctionne en-dessous de la température de transition supraconductrice, mais à une température plus élevée qu'un KID.

Tous les principes physiques à l'origine de ces familles de détecteurs ne seront pas expliqués dans le détail. Le lecteur pourra se référer aux publications citées au besoin. L'objectif est plutôt de présenter les performances atteintes ou estimées par des imageurs intégrant ces détecteurs et de discuter leurs avantages et inconvénients.

### 1.4.1 Détection hétérodyne

Le système d'imagerie développé par la société Thruvision [30] utilise 8 antennes réceptrices couplées à un oscillateur local (OL) fonctionnant à 250 GHz (figure 1.10). Le signal de chaque antenne est mélangé avec celui de l'OL grâce à un pont formé de deux diodes Schottky (SBD) GaAs en connexion anti-parallèle. Etant donné les caractéristiques de ce mélangeur, la bande passante de réception est de 40 GHz.

Le signal de fréquence intermédiaire (IF) est ensuite amplifié et détecté par une diode Schottky non polarisée, afin d'obtenir un signal de sortie continu (DC) proportionnel à la puissance sub-THz absorbée par l'antenne.

5. Acronyme anglo-saxon pour « Field Effect Transistor » ou transistor à effet de champ

6. Acronyme anglo-saxon pour « Transition Edge Superconductor » ou à transition supraconductrice

7. Acronyme anglo-saxon pour « Superconducting Hotspot Air-bridge Bolometer » ou bolomètre supraconducteur suspendu à région chaude

8. Acronyme anglo-saxon pour « Lumped Element Kinetic Inductance Detector » ou détecteur à inductance cinétique avec absorbeur intégré

9. Acronyme anglo-saxon pour « Kinetic Inductance Bolometer » ou bolomètre à inductance cinétique

L'imageur est constitué de seulement 8 détecteurs. Un système d'optique réfléchive est donc nécessaire pour scanner le champ de vision souhaité, typiquement  $\sim 1.9\text{ m}^2$  à 3.5 m de distance. Le système n'est pas refroidi. Sa masse est de 25 kg. Il peut fonctionner jusqu'à 4 images/sec. La résolution est de  $5\text{ cm}^2$  à 3.5 m de distance. Le NETD est de l'ordre de 1 K [26].



FIGURE 1.10 – Système d'imagerie Thruvision T5000 [18].

### 1.4.2 Radiométrie hyperfréquence

Des radiomètres à puissance totale, dont le schéma de principe est visible sur la figure 1.11, ont été développés aux fréquences millimétriques, avec des semi-conducteurs III-V ou en technologie SiGe. Aucune démonstration vidéo, avec un système d'imagerie complet, n'a encore été réalisée. Mais les performances avancées sont intéressantes, car les NETD estimés sont en ligne avec les exigences de l'imagerie sub-THz passive.

Trois points limitant peuvent cependant être soulignés :

- En raison d'un compromis à trouver sur le point de fonctionnement des amplificateurs entre fréquence, densité de courant, facteur de gain et bruit basse fréquence, leur fréquence d'utilisation se situe souvent autour de 150 GHz en pratique. Néanmoins, elle pourrait être augmentée au vu de celle atteinte par certaines technologies de circuits, supérieure à 500 GHz [40].
- La bande passante radiométrique est limitée autour de la dizaine de GHz. Cela correspond à une partie très réduite de la puissance provenant de l'objet, contrairement à d'autres technologies comme les bolomètres dont la bande passante peut dépasser la centaine de GHz.
- Ce type de radiomètre pourrait être arrangé en matrices 2D de détecteurs, mais il est pénalisé par une circuiterie complexe et étendue.

Un seul exemple représentatif est présenté ici, avec des performances à l'état de l'art. Le radiomètre développé par l'Université de Californie à San Diego [31] repose sur une technologie BiCMOS 90 nm SiGe d'IBM. L'architecture, à base de transistors HBT, associe un amplificateur faible bruit directement après l'antenne, suivi par un détecteur différentiel pour conserver uniquement la partie du courant amplifié dû à l'absorption optique.

Le radiomètre est conçu pour absorber efficacement à 136 GHz avec une bande passante mesurée de 5 GHz à -3 dB. La bande RF de bruit équivalente est calculée à 11.8 GHz. La NEP est mesurée à  $1.4\text{ fW}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$  à 136 GHz.

L'ensemble conduit à un NETD estimé à 0.25 K sur un temps d'intégration de 3.125 ms, soit une bande utile de bruit de 160 Hz, ce qui autoriserait théoriquement une imagerie passive à cadence vidéo.

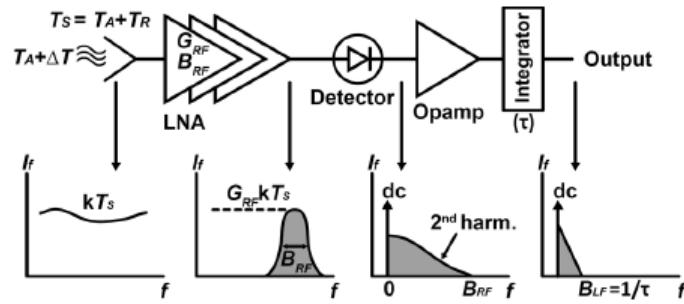


FIGURE 1.11 – Schéma de principe d'un radiomètre à puissance totale, avec la densité spectrale de puissance de bruit en sortie de chaque étage, extrait de [31].

### 1.4.3 Détection directe par rectification électrique

En 1993, Dyakonov et Shur ont exposé un phénomène d'instabilité s'établissant dans le gaz 2D d'électrons de la couche d'inversion du canal des transistors FET en régime ballistique [41]. Sous certaines conditions, il conduit à l'établissement d'oscillations plasma dans le canal dont la fréquence est dans le domaine THz. Le canal du transistor peut aussi être vu comme une succession de circuits RLC résonants, à l'instar d'une ligne de transmission radiofréquence [42].

Depuis 1993, la démonstration pratique de ce phénomène a été effectuée, notamment pour la détection THz. Moyennant un couplage avec une antenne, qui définit alors la bande passante d'absorption, le transistor FET agit comme un détecteur quadratique du rayonnement THz.

Même si le transistor n'est pas en régime ballistique, la puissance THz absorbée, conduisant à une modulation alternative de la tension de grille du transistor  $U_a$ , entraîne une variation de tension continue  $\Delta U$  entre le drain et la source, avec  $\Delta U \propto U_a^2$ .

Ce phénomène a été vérifié aussi bien avec des transistors HEMT en semiconducteur III-V qu'avec des transistors MOSFET silicium [42]. Avec la technologie silicium, une réduction drastique des coûts de production d'un large plan focal de détecteurs est envisageable, ce qui pourrait donner lieu à une solution d'imager à faible coût. Ce type de détecteur est souvent désigné par le terme TeraFET.

Nous présentons ci-dessous trois travaux récents de la littérature :

(A) Un groupe de l'Université Goethe en Allemagne a réalisé une démonstration d'imagerie passive de la peau humaine avec un TeraFET silicium en 2020, dans une atmosphère à température ambiante [33].

La NEP de  $42 \text{ pW} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$  est quasiment constante sur la large gamme de fréquences absorbées 0.1 – 1.5 THz, avec une NETD mesurée de seulement 4.4 K. Une lentille sphérique en Si de 12 mm de diamètre permet de focaliser les rayons sur une antenne log-spiral de 0.67 mm de diamètre. La résolution est de  $1 \text{ mm}^2$  pour un champ de vision très réduit de  $2.3 \times 7.5 \text{ cm}^2$ .

L'image est réalisée en 30 minutes par un balayage de la scène pixel par pixel à l'aide d'un monoélément détecteur, avec un temps d'intégration du signal de 200 ms et un temps d'acquisition image d'une seconde. Ce résultat d'imagerie est clairement insuffisant pour les exigences d'une imagerie passive en temps réel sub-THz des scénarios décrits dans la partie 1.3.3. La taille du pixel utilisé (670  $\mu\text{m}$ ) pour cette démonstration d'imagerie est trop importante pour envisager un matricage d'un grand nombre de détecteurs.

(B) Un groupe de l'Institut SINANO en Chine a démontré, également en 2020, une solution d'imagerie passive sub-THz à base d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN couplé à une antenne, avec une bande utile d'absorption de 700 – 900 GHz [35]. Le détecteur est refroidi à une température de 77 K avec de l'azote liquide pour réduire le bruit intrinsèque du transistor HEMT.

La NEP minimale est de  $0.3 \text{ pW} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ . Une NETD de 0.37 K est mesurée avec un temps d'intégration de 200 ms. Les deux images présentées dans la publication (petite voiture jouet et scalpel, environ  $100 \times 50$  pixels) ont été réalisées par une acquisition pixel à pixel pendant 20 min. Dans cette expérience, le signal incident est modulé par un hacheur optique et le bruit basse fréquence du détecteur est filtré par un amplificateur à détection synchrone. Ce mode de lecture n'est pas forcément évident à intégrer dans un plan focal.

(C) Une publication de 2014 [34] issue d'une collaboration entre plusieurs laboratoires menée par l'université de Tohoku (Japon) détaille un détecteur utilisant la rectification THz dans un transistor HEMT InAlAs/InGaAs/InP avec un double peigne de grilles en alternance. Cette structure particulière permet d'augmenter la réponse de rectification du transistor. L'échantillon mesuré dans l'article n'est pas couplé à une antenne absorbante dédiée. La NEP estimée est de  $0.48 \text{ pW} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$  à 200 GHz pour un fonctionnement à température ambiante. Ce résultat est intéressant, mais il n'est évalué que pour une seule fréquence à partir d'un bruit théorique, ce qui n'est pas représentatif d'un détecteur avec son électronique de lecture. Néanmoins, la réponse électrique de rectification est maximale dans le gamme sub-THz, ce qui est un point positif.

#### 1.4.4 Détection exploitant la supraconductivité

La dernière catégorie évoquée est celle des imageurs à base de matrice de détecteurs supraconducteurs à antennes, refroidis à des températures proches de celle de l'hélium liquide. Ils constituent aujourd'hui la solution d'imagerie sub-THz passive la plus aboutie pour les applications décrites dans la partie 1.3.3. Ce sont des détecteurs quadratiques incohérents, sensibles uniquement à la puissance optique absorbée.

Nous présentons ci-dessous quatre exemples récents de détecteurs, issus de la littérature, qui exploitent un effet supraconducteur à très basse température dans leur principe de fonctionnement :

(A) L'entreprise finlandaise Asqella a été créée en 2013 afin de valoriser le système d'imagerie submillimétrique développé en commun par le laboratoire américain NIST et le laboratoire finlandais VTT, dont la version commerciale est montrée sur la figure 1.12 (a).

Cette solution développée par le NIST/VTT s'appuie sur un bolomètre à antenne à région chaude (SHAB), refroidi à 4.2 K. Les deux brins d'une antenne sont reliés par un pont suspendu en métal supraconducteur, Nb ou NbN. La puissance Joule dissipée dans le pont métallique fait transiter sa partie centrale de son état supraconducteur à son état résistif.

L'extension de cette zone et la résistance dynamique du pont dépendent de la puissance dissipée, que son origine soit la polarisation du pont ou le signal THz absorbé par l'antenne, en raison du coefficient de température de résistance du métal. Comme ce coefficient est positif dans le cas d'un métal, cette caractéristique empêche un emballement thermique du courant lorsque le pont est polarisé par une tension constante.

Selon l'électronique de lecture et la configuration du détecteur, le NETD estimé ou mesuré diffère : 0.5 K à 7 images/sec pour une barrette de 8 bolomètres [18] et 1.97 K à 5 images/sec pour une barrette de 64 bolomètres [38].

L'antenne log-spiral d'un diamètre de  $380 \mu\text{m}$  est conçue pour absorber entre 0.2 – 1.8 THz, avec une fréquence centrale de 650 GHz [43]. Une lentille réfractive en Si haute résistivité de 4 mm de diamètre focalise l'onde au niveau de chaque détecteur.

Le champ de vision total de  $1.3 \times 0.65 \text{ m}^2$  à 5 m de distance, avec une résolution spatiale latérale d'environ 2 cm, est balayé par un scanner conique en rotation. L'image complète est ensuite formée avec un montage réflectif en télescope de Schmidt hors-axe. L'encombrement total du système est similaire au système d'imagerie (B) décrit ci-après (Figure 1.12 (b)).

(B) L'IPTH de Jena en Allemagne a conçu des matrices de bolomètres TES, refroidis à 450 mK, qui exploitent la variation abrupte de résistance à la transition supraconductrice d'un thermomètre constitué d'une bicouche Mo/AuPd, avec des dipôles AuPd assurant l'absorption électromagnétique. La première matrice est circulaire avec 20 bolomètres [36], et la seconde est rectangulaire avec  $2 \times 64$  bolomètres [37].

Chaque bolomètre possède une constante de temps de 0.2 ms pour une  $NEP \leq 0.3 \text{ fW} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ , soit quasiment une décade inférieure à la puissance de bruit de photons (BLIP) à 300 K de  $1.6 \text{ fW} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$  pour une bande passante radiométrique de 80 GHz autour de 350 GHz. A 1 Hz de cadence vidéo, la NETD est égale à 0.15 K et se dégrade logiquement à 0.5 K pour 10 Hz, cadence maximale du système [36]. La matrice rectangulaire peut atteindre une cadence de 25 images/sec, avec une NETD estimée de 0.3 K, mais la mesure n'a pas été encore publiée [37].

Le système optique est purement réflectif, avec un montage en télescope de Cassegrain. Un balayage optomécanique du second miroir est réalisé pour obtenir un champ de vision  $1 \times 2 \text{ m}^2$  à 14 m de distance pour la matrice rectangulaire. Une résolution linéaire de 1.5 cm est atteinte à 8 m de distance. Le système génère une image équivalente à un champ de  $128 \times 256$  pixels.

Ces résultats sont impressionnants et cette caméra paraît être la plus performante disponible actuellement. Cependant, le circuit de lecture à base de SQUID<sup>10</sup> doit être maintenu à 4 K et multiplexé pour la matrice rectangulaire, ce qui implique une augmentation du bruit et une limitation de la cadence de lecture [37].

De plus, la cryogénie sub-Kelvin est très lourde à mettre en oeuvre, avec un compresseur d'Helium qui consomme entre 2 et 4 kW de puissance électrique. Le cryostat doit subir un cycle de régénération de 2h tous les 24h. Ce module de cryogénie et le miroir primaire de 100 cm de diamètre limitent cette caméra sub-THz à des applications d'imagerie passive en intérieur, type contrôle d'objets cachés.

(C) Les matrices de détecteurs LEKID ont été développées initialement pour l'imagerie astrophysique très haute performance [44]. Le principe de détection repose sur la variation de l'inductance cinétique du supraconducteur lorsque sa conductivité complexe est modifiée par l'absorption de l'onde sub-THz. Cela modifie la fréquence de résonance du circuit LC, dont la variation est mesurée en permanence via un circuit de lecture dédié.

Les détecteurs KID se démarquent par la facilité de réaliser une matrice avec un nombre limité d'étapes de microfabrication, car aucune structure suspendue n'est requise et la ligne inductive du circuit résonant LC supraconducteur joue aussi le rôle d'absorbeur électromagnétique.

Un groupe de l'Université de Cardiff utilise ce type de détecteurs pour l'imagerie d'objets cachés, avec un démonstrateur composé d'une matrice de 152 LEKID ( $8 \times 19$  éléments) en Al refroidi à 0.25 K [28]. Le système optique de cet exemple de détecteur est montré sur la figure 1.12 (c). La fréquence d'absorption est centrée sur 350 GHz. La cadence atteinte expérimentalement est de 2 images/sec pour un NETD égal à 0.1 K.

L'intégration de la matrice de LEKID requiert un filtrage optique étagé jusqu'à 4 K. Le système d'imagerie, externe au cryostat, combine optique réfractive et réflective avec un miroir mobile pour scanner le champ de vision de  $0.8 \times 1.6 \text{ m}^2$  à 3.5 m de distance, avec une profondeur de champ de  $\pm 0.15 \text{ m}$ . La résolution est d'environ 1 cm sur les 2 axes. Le système global possède un encombrement d'environ  $2 \text{ m}^3$ .

(D) Une solution récente développée par le VTT et Asqella, publiée en 2021, utilise un plan focal 2D de bolomètres employant le principe des KID [24]. Cette fois, le détecteur KID est suspendu avec une isolation thermique par rapport au substrat régulé à 5.8 K. L'absorbeur est

10. Acronyme anglo-saxon pour « Superconducting Quantum Interference Device » ou dispositif d'interférence quantique supraconducteur.



en TiW et le circuit LC supraconducteur du KID en NbN [39]. Le bolomètre KIB exploite la dépendance à la température de l'inductance cinétique.

Le système d'imagerie complet, optiques comprises, possède 3 bandes d'absorption entre 0.2 – 1 THz, avec un maximum de 60% à 200 GHz. Le plan focal possède  $132 \times 66$  pixels avec un pas de 1.5 mm, mais les mesures de l'article [24] ont été réalisées seulement sur  $114 \times 66$  pixels.

Une des limitations est l'intégrateur commun par ligne de détecteurs, qui divise le temps d'intégration disponible par KIB et augmente la bande passante de bruit du détecteur. Les performances atteintes sont quand même appréciables : une NEP estimée de  $14 \text{ fW} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ , une cadence vidéo de 9 images/sec avec une NETD normalisée de  $28 \text{ mK} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ , soit une NETD  $\sim 0.25 \text{ K}$ , pour un champ de vision de  $2 \times 1 \text{ m}^2$  à 2.5 m de distance avec une résolution de  $\sim 2.5 \text{ cm}^2$ . L'ensemble du système fait  $1.3 \text{ m} \times 0.65 \text{ m} \times 0.65 \text{ m}$  pour une masse totale de 80 kg.

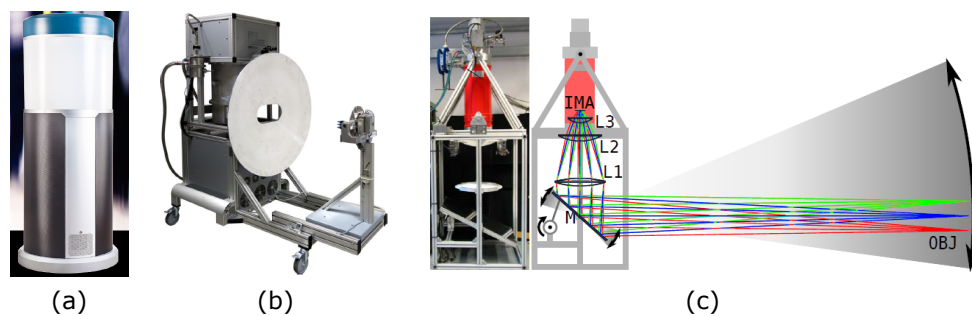


FIGURE 1.12 – (a) Système d'imagerie commercial ARGON de la société Asqella, utilisant la technologie SHAB (site internet d'Asqella). (b) Système d'imagerie développé par le Leibniz-IPHT [37]. (c) Système d'imagerie développée par l'université de Cardiff [28].

### 1.4.5 Synthèse et conclusion

Chaque catégorie de détecteur citée a été illustrée par des exemples issus de la littérature et démontre une sensibilité leur permettant d'adresser l'imagerie passive submillimétrique. Le tableau 1.1 synthétise les données chiffrées des paragraphes précédents.

Les imageurs les plus aboutis, permettant une cadence image supérieure à 5 images/sec avec un NETD  $\leq 0.5 \text{ K}$ , sont à l'heure actuelle encombrants et possèdent tous une température de fonctionnement inférieure à 10 K car ils utilisent des détecteurs supraconducteurs [24, 38, 36]. Le plus compact est l'imageur développé conjointement par le VTT et la société Asqella car sa matrice de détecteurs suffit à couvrir tout le champ de vision sans balayage optomécanique. Cependant, son encombrement de  $1.3 \text{ m} \times 0.65 \text{ m} \times 0.65 \text{ m}$  et son poids de 80 kg le cantonne plutôt à des applications d'imagerie de sécurité en intérieur.

Le détecteur TeraFET à base de HEMT en semiconducteur III-V démontre un NETD de 0.37 K très intéressant à une température cryogénique modérée de 77 K [35]. Mais aucun imageur matriciel n'a encore été développé, à l'instar des radiomètres à puissance totale à base de composants hyperfréquences. Ces derniers fonctionnent aussi à température ambiante avec un NETD équivalent à un détecteur supraconducteur [31]. Cependant, leur bande radiométrique d'absorption reste très limitée autour d'une fréquence centrale située entre 100 et 300 GHz.

A température ambiante, l'imageur hétérodyne à base de diodes SBD reste sûrement la solution avec le coût le plus abordable, mais sa NETD de 1 K est une des plus élevées du tableau et ne permet pas de répondre à l'ensemble des scénarios décrits dans la partie 1.3.3 [30]. Il partage l'inconvénient d'une bande radiométrique assez réduite, à l'instar du radiomètre ou du détecteur LEKID.

La conclusion de cet état de l'art est qu'aucune technologie d'imageur sub-THz actuellement disponible n'est encore en mesure de répondre à toutes les applications d'imagerie passive. Pour réaliser cet objectif, il faut arriver à combiner les différents points forts des technologies citées dans une seule caméra : une bande radiométrique absorbée d'une centaine de GHz, une NETD inférieure à 0.5 K, une cadence image supérieure à 10 images/sec, compatible avec la vidéo temps réel, un grand plan focal de détecteurs (de l'ordre de 10 kpixels) et une cryogénie modérée pour réduire l'encombrement du système d'imagerie et le rendre portable.

L'imagerie passive en temps réel sur des scènes dynamiques en extérieur, à travers une atmosphère dégradée, reste encore inaccessible. Pour répondre à cette problématique, une solution potentielle utilisant des microbolomètres refroidis à une température supérieure à 77 K, est présentée dans la dernière partie de ce chapitre et fait l'objet de ces travaux de thèse.

## 1.5 Les microbolomètres, une solution d'imagerie versatile

Le bolomètre est un détecteur de rayonnement électromagnétique qui exploite une double conversion d'énergie. Il fait partie de la famille des détecteurs thermiques. Il est conçu de manière à dissiper l'énergie lumineuse absorbée en chaleur. L'élévation de température résultante est alors mesurée par un thermomètre, qui la convertit en signal électrique.

Le niveau de ce signal est relié à la quantité d'énergie lumineuse incidente à travers l'équation d'état du bolomètre. Ce principe de conversion indirecte rend le bolomètre très versatile. Il existe des bolomètres adaptés pour l'infrarouge, le submillimétrique ou le millimétrique, mais aussi pour la détection de rayons X.

Depuis environ une trentaine d'années, le bolomètre a connu une démocratisation impressionnante avec le développement des caméras thermiques non refroidies pour l'imagerie infrarouge passive sur la bande 8 – 14  $\mu\text{m}$  [45]. Grâce aux progrès constant de la microfabrication, intimement liés à ceux des circuits intégrés et de la microélectronique depuis 1960, des microbolomètres, adaptés pour l'absorption infrarouge et intégrés de manière monolithique avec leur circuit de lecture, ont ainsi pu être fabriqués et améliorés jusqu'à la réalisation de matrices plan-focal de  $1280 \times 1024$  pixels au pas de 12  $\mu\text{m}$ .

L'expérience acquise sur cette technologie non refroidie est maintenant appliquée au domaine THz depuis plusieurs années. Le CEA Leti, comme la société NEC au Japon ou le laboratoire INO au Canada, sont des acteurs impliqués dans ce développement, comme le démontre leurs réalisations respectives de plans focaux de microbolomètres à antennes avec un format supérieur à  $320 \times 240$  pixels [5].

Néanmoins, leur sensibilité n'est pas encore compatible avec les exigences de l'imagerie passive THz, notamment celles décrites dans la partie 1.3.3 pour la bande sub-THz. Dans la continuité de ces développements, ce travail de thèse propose d'étudier la faisabilité d'un microbolomètre monolithique pour l'imagerie submillimétrique passive, avec la contrainte de respecter une cryogénie modérée, à une température supérieure à celle de l'azote liquide à pression atmosphérique. Cette température de fonctionnement sera par exemple conciliable avec l'utilisation d'un cryoréfrigérateur autonome et intégrable dans une caméra portable, une solution déjà éprouvée pour les photodétecteurs refroidis en imagerie infrarouge haute performance.

### 1.5.1 Principe de fonctionnement

Le bolomètre désigne un détecteur thermique qui transforme l'énergie électromagnétique en chaleur via un absorbeur, puis en signal électrique via un thermomètre, dont les propriétés électriques dépendent de l'échauffement. Le bolomètre peut être comparé par analogie au

Catégorie	1. Détection hétérodynne		2. Radiomètre hyperfréquence		3. TeraFET	
Technologie de détecteur	SBD GaAs [30]	HBT SiGe [31]	3.(A) Si MOSFET [33]	3.(B) HEMT AlGaIn/GaN [35]		
Nombre de détecteurs	1 × 8	Simple élément	1	1		
Formation du champ de vision	balayage optomécanique	-	balayage mécanique de la source	balayage mécanique de la source		
Bande radiométrique d'absorption (GHz)	250 ± 20	136 ± 2.5	100 – 1500	700 – 900		
Cadence vidéo (images/sec)	4	-	-	-		
NETD (K)	1	0.25	4.4	0.37		
Température de fonctionnement (K)	300	300	300	77		
Poids (kg)	25	-	-	-		
<b>4. Détecteurs supraconducteurs</b>						
Technologie de détecteur	4.(A) SHAB [38]	4.(B) TES [36, 37]	4.(C) LEKID [28]	4.(D) KIB [24]		
Nombre de détecteurs	1 × 8 (1 × 64)	∅20 (2 × 64)	8 × 19	66 × 132		
Formation du champ de vision	balayage optomécanique	balayage optomécanique	balayage optomécanique	Optique fixe		
Bande radiométrique d'absorption (GHz)	200 – 1000	350 ± 40	350 ± 20	200 – 1000		
Cadence vidéo (images/sec)	7 (5)	10 (25)	2	9		
NETD (K)	0.5 (1.97)	0.5 (0.3)	0.1	0.25		
Température de fonctionnement (K)	4.2	0.45	0.25	5.8		
Poids (kg)	-	-	-	80		

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif de l'état de l'art des solutions d'imagerie passive sub-THz.

condensateur électrique dans son fonctionnement, car il est un réservoir dynamique de phonons. Sa fonction est de mesurer le flux optique incident, modélisé par une puissance  $P_{opt}$  uniforme sur la surface du pixel. De manière simplifiée, sur la gamme de longueur d'ondes absorbées, le bolomètre possède une efficacité d'absorption moyenne  $\eta$  inférieure ou égale à 1.

Il peut être polarisé soit en tension, soit en courant. Un bolomètre résistif polarisé en tension est décrit de manière schématique par la figure 1.13, avec la photographie au microscope électronique d'un microbolomètre THz réalisé au CEA Leti dont l'absorption est centrée à 2.5 THz [46].

Les fuites thermiques sont modélisées par une résistance thermique  $R_{th}$ , exprimée en  $K.W^{-1}$ . Cette résistance correspond principalement aux pertes par conduction à travers les bras de suspension, reliant la membrane au circuit de lecture maintenu à la température  $T_0$ . En pratique, les fuites thermiques effectives incluent aussi tous les effets engendrés par l'échauffement du bolomètre à la température  $T_{bol} \geq T_0$ , comme les pertes radiatives. En revanche, l'ensemble du plan focal est placé à une pression gazeuse suffisamment faible pour rendre négligeables les pertes thermiques par convection. En outre, dans le cas d'un détecteur cryogénique, ce vide est nécessaire afin d'éviter tout phénomène de condensation, notamment de la vapeur d'eau.

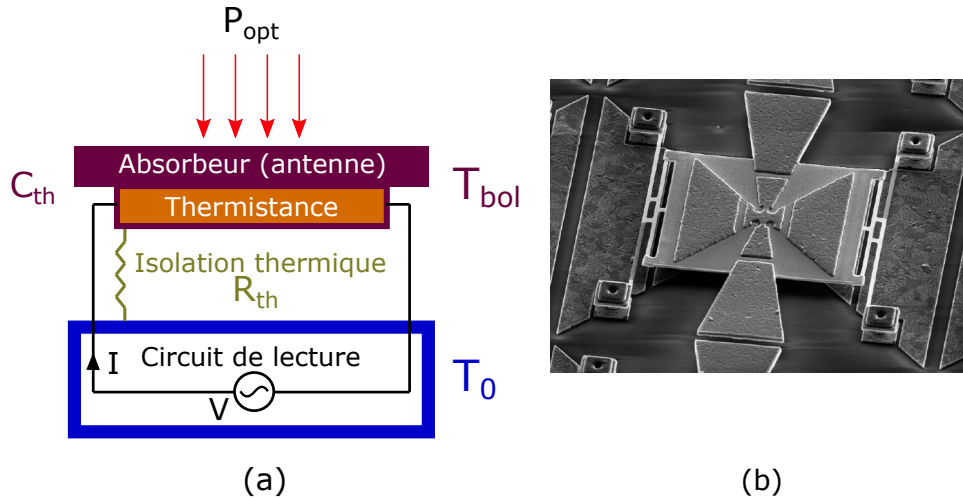


FIGURE 1.13 – (a) Schéma de principe d'un bolomètre résistif polarisé en tension. (b) Vue au microscope électronique d'un pixel THz développé par le CEA Leti, au pas de  $50 \mu m$ , extrait de [46].

Le bilan d'énergie instantané peut être formulé par la loi de conservation de l'énergie, en considérant une température  $T_{bol}$  uniforme dans le volume de la membrane bolométrique. En pratique, cette dernière condition est réalisée car le temps de diffusion de la chaleur dans la membrane est faible devant le temps de mise à l'équilibre de la température  $T_{bol}$ . Un gradient de température ne s'établit qu'entre le bolomètre et le circuit de lecture thermalisé à  $T_0$ , à travers l'écart  $\Delta T = T_{bol} - T_0$ .

Sur la plage de variation de températures  $\Delta T$  du bolomètre, la résistance thermique des bras  $R_{th}$  et la capacité thermique équivalente  $C_{th}$  de la partie suspendue sont considérées constantes. La variation d'énergie interne  $\Delta U$  du bolomètre est proportionnelle à l'échauffement  $\Delta T$  via la capacité calorifique  $C_{th}$  exprimée en  $J.K^{-1}$ .

A chaque instant, il est possible d'exprimer le taux de variation de  $\Delta U$  en fonction du bilan des puissances absorbées et perdues par le bolomètre :

$$\frac{d(\Delta U)}{dt} = C_{th} \frac{d(\Delta T)}{dt} = \eta P_{opt} + VI - \frac{\Delta T}{R_{th}} \quad (1.16)$$

Suivant le type de thermistance considérée, la réponse du système et l'évolution dynamique de la température  $T_{bol}(t)$  sont différentes. Le formalisme et la description détaillée des cas sont disponibles dans la littérature [47, 5].

Les microbolomètres IR à l'état de l'art et le bolomètre THz sur la figure 1.13 (b) utilisent une thermistance semiconductrice à coefficient de température négatif, c'est-à-dire dont la résistance électrique  $R_{bol}$  diminue avec l'échauffement. Ce comportement est quantifié à travers le coefficient de température en résistance (TCR) de la thermistance, exprimé en  $K^{-1}$  et défini par la relation 1.17. Pour un semiconducteur, le TCR est négatif.

$$TCR = \frac{1}{R_{bol}} \frac{dR_{bol}}{dT} \quad (1.17)$$

En considérant le cas le plus simple, où la puissance dissipée due à la polarisation est négligeable devant la puissance de fuite ( $VI \ll \Delta T/R_{th}$ ) quelle que soit la différence  $\Delta T$  considérée, la réponse du bolomètre correspond à une réponse indicielle d'un système du premier ordre. Elle est caractérisée par la résistance thermique  $R_{th}$ , assimilable au gain statique du système, et par une constante de temps thermique  $\tau_{th} = R_{th}C_{th}$ , durée au bout de laquelle la température du bolomètre a atteint environ 63 % de sa température maximale pour une puissance  $\eta P_{opt}$  donnée.

Néanmoins, cette condition utile pour comprendre le fonctionnement du bolomètre n'est pas souvent vérifiée en pratique. En effet, la puissance Joule générée par la polarisation du thermomètre, associée à la résistance thermique, entraîne son auto-échauffement. Le point d'équilibre thermique du bolomètre est alors modifié. De manière classique, on exprime cette réponse par une résistance thermique effective  $R_{th-eff}$ , incluant cet effet d'auto-échauffement, dont la valeur dépend du mode de polarisation de la thermistance, à courant constant ou à tension constante. Le détail des équations est disponible dans l'article [5].

## 1.5.2 Sensibilité de détection

La sensibilité globale du bolomètre est caractérisée par sa MDP, définie dans la partie 1.3.3 comme étant la puissance optique minimale qui permet d'obtenir un rapport signal à bruit égal à 1.

Pour une polarisation en tension, elle s'exprime par :

$$MDP_{bol} = \frac{i_B}{R_{I/P}} \quad (1.18)$$

où  $i_B$  (A) désigne le courant de bruit total du bolomètre intégré sur le temps de lecture du signal et  $R_{I/P}$  sa réponse en courant par rapport à une puissance optique absorbée.

Comme la constante de temps thermique du bolomètre est typiquement de l'ordre de la dizaine de millisecondes, le bruit est dominé par la densité spectrale de puissance de bruit à basse fréquence. Trois sources de bruit principales, qui sont détaillées dans [46, 5], s'additionnent dans un bolomètre résistif : le bruit de Johnson, le bruit en 1/f et le bruit de phonons.

Le bruit fondamental du bolomètre est égal au bruit de fluctuations thermiques, aussi appelé bruit de phonons, dont la densité spectrale de puissance (DSP) en courant  $S_{I-phon}$  s'exprime par  $S_{I-phon} = R_{I/P}^2 4kT_{bol}^2 G_{th-eff}$ , d'après [5]. La DSP du bruit de phonons est généralement très inférieure à celle du bruit de Johnson et à celle du bruit en 1/f. Dans le cas des microbolomètres non refroidis, le bruit limitant est d'ailleurs souvent le bruit 1/f de la thermistance semiconductrice.

Il apparaît donc évident que le développement d'un bolomètre, axé sur la recherche d'une haute sensibilité, nécessite une étude approfondie de son thermomètre, de son absorbeur et de

son isolation thermique. La conception et l'optimisation d'un bolomètre nécessitent en particulier :

- Une bonne connaissance de la radiométrie des scènes à imager, afin d'évaluer correctement la gamme de fréquences à absorber ainsi que la dynamique couverte par  $P_{opt}$ .
- Une bonne connaissance du thermomètre, de son comportement électrothermique et de son bruit basse fréquence, afin de pouvoir trouver le meilleur compromis pour ses paramètres ainsi que la manière de lire le signal de la thermistance.

Ce travail d'optimisation a déjà été effectué sur les bolomètres THz non refroidis développés au CEA Leti, sur l'architecture de la figure 1.13 (b) et est détaillé dans [46]. Le résultat est une MDP de 10 pW à une cadence de 12.5 images/sec pour une thermistance en silicium amorphe [48]. Un nouveau matériau thermistor développé au sein du Leti, dont la résistivité permet d'abaisser la valeur de  $R_{bol}$  en conservant la même valeur de TCR et un bruit en  $1/f$  très faible, permettrait d'abaisser cette valeur à 3 pW [46].

En tenant compte du fait qu'un bolomètre possède une absorption large bande par nature, avec un faible facteur de qualité, cette valeur de MDP correspond à une  $NETD$  d'environ 2.5 K, pour une absorption moyenne  $\bar{\eta}$  de 50 % sur une bande passante  $\Delta\nu$  de 100 GHz, d'après la formule 1.15. Néanmoins, cette valeur est encore insuffisante pour les applications d'imagerie sub-THz passive citées dans la partie 1.3.3.

Il paraît évident que le développement d'un microbolomètre dédié à l'imagerie submillimétrique passive nécessite la définition d'un nouveau paradigme, notamment au niveau du thermomètre, afin de pouvoir détecter une  $NETD$  inférieure à 1 K. Cela correspond à la valeur requise a minima dans les scénarios d'imagerie décrits dans la partie 1.3.3, que ce soit pour la détection d'objets cachés ou l'aide au pilotage. En utilisant la formule 1.15 avec les valeurs  $\bar{\eta}$  et  $\Delta\nu$  du paragraphe précédent, cela correspond à une MDP du bolomètre inférieure au picowatt.

### 1.5.3 Le microbolomètre à diode silicium

Dans la domaine de la bolométrie infrarouge et THz, plusieurs groupes de recherche internationaux [49, 50, 51] ont développé des bolomètres n'utilisant plus une thermistance, mais une ou plusieurs jonctions PN en silicium monocristallin. Des plans focaux commerciaux grand format pour l'imagerie infrarouge, jusqu'à  $2000 \times 1000$  pixels au pas de  $15 \mu\text{m}$ , sont également disponibles depuis plus de dix ans et présentent des performances remarquables [52]. Le choix d'une jonction PN silicium comme transducteur thermique est motivé par plusieurs arguments pertinents.

Tout d'abord, son bruit fondamental est très faible en régime de diffusion. La qualité cristalline du silicium permet théoriquement d'atteindre un bruit basse fréquence égal au bruit de Schottky.

Deuxièmement, la sensibilité thermique de sa tension  $dV/dT$  en régime de diffusion reste quasiment constante sur une large plage de température, entre 30 K et 500 K, et se situe autour de  $-2\text{mV}\cdot\text{K}^{-1}$  d'après les caractéristiques de la diode silicium DT-670 commercialisée par la société Lakeshore. Sa facilité de calibration pour réaliser des mesures absolues de température en a fait un des thermomètres les plus utilisés notamment pour les applications cryogéniques. Elle est aussi largement utilisée dans toutes les applications nécessitant une mesure de température, notamment associée à d'autres microcapteurs [53].

En imagerie infrarouge, la stratégie dominante a été de connecter  $N$  diodes en série au sein d'une même membrane suspendue pour multiplier la sensibilité  $dV/dT$  par  $N$ . La plupart des microbolomètres proposés reprennent cette architecture qui polarise la diode par un courant constant.

Cependant, il est également possible de la polariser en tension car son courant est exponentiellement dépendant de l'inverse de la température en régime de diffusion. Cela conduit à un coefficient de température de courant, aussi appelé TCC, assez élevé à 298 K, avec  $8\% \cdot \text{K}^{-1}$  pour  $V_{pol} = 0.5 \text{ V}$  et  $I = 17 \text{ nA}$  d'après [54]. Comparé à une thermistance semiconductrice, présentant un  $TCR \sim -2.2\% \cdot \text{K}^{-1}$ , cela permet d'envisager un gain important sur la valeur de  $R_{I/P}$  pour un courant donné, sans considérer l'auto-échauffement du thermomètre. Ce gain de sensibilité peut d'ailleurs être amplifié par un refroidissement de la diode, comme cela est démontré dans cette thèse [55, 56].

Comme la filière microélectronique silicium, dont dérivent tous les procédés de fabrication CMOS, est mature et la plus répandue, cela permet d'envisager des coûts de fabrication raisonnables pour les bolomètres à diodes même sur des grands plans focaux [57]. De plus, utiliser un composant thermosensible en silicium monocristallin peut faire profiter des substrats avancés développés en microélectronique, comme le SOI<sup>11</sup>, pour lequel des épaisseurs contrôlées de l'ordre de la dizaine de nanomètres sont disponibles. Ces substrats, à la très grande qualité cristalline, sont intéressants pour la fabrication d'un microbolomètre à jonction PN, car la capacité calorifique  $C_{th}$  de la membrane suspendue en silicium sera d'autant plus faible que son épaisseur diminue, pour une concentration en dopants déterminée.

La combinaison d'un faible bruit basse fréquence, d'une réponse thermique élevée et d'une filière technologique mature semble un compromis prometteur pour la conception d'un bolomètre haute performance, suffisamment sensible pour répondre aux exigences de l'imagerie passive sub-THz.

## 1.6 Organisation du manuscrit

Le principe de fonctionnement d'une jonction PN est analysé de manière théorique dans le chapitre 2, notamment l'origine physique de la sensibilité thermique de la diode. Un modèle pour estimer le TCC à partir des équations analytiques 1D d'une jonction PN sera présenté. La théorie du bruit basse fréquence dans une diode silicium sera également détaillée, en s'appuyant sur des modèles historiques développés pour les diodes à conduction volumique. Les éventuelles différences de comportement avec des jonctions PN latérales réalisées dans un substrat SOI seront évoquées.

Dans le chapitre 3, les propriétés électrothermiques de ces diodes latérales silicium seront estimées en régime cryogénique, notamment autour de 80 K. Cette étude est effectuée au moyen de simulations par éléments finis à deux dimensions, beaucoup plus précises car permettant de prendre en compte tous les effets physiques influents, souvent simplifiés dans un modèle analytique. Le bruit basse fréquence est aussi extrapolé en régime cryogénique. Le résultat de l'étude est une sensibilité thermique significativement augmentée en régime cryogénique jusqu'à 80 K, par rapport à la température ambiante, avec un bruit basse fréquence idéal proche de la limite du bruit de Schottky.

Un des intérêts d'une jonction PN est de disposer d'une résistance dynamique ajustable en fonction de la tension de polarisation, quelle que soit la température de fonctionnement au moins sur la gamme 77 – 400 K. Cette flexibilité est intéressante pour ajuster au mieux la polarisation du thermomètre et la réponse du bolomètre.

Le chapitre 4 est consacré à la validation expérimentale de ces performances théoriques. Il détaille la fabrication de prototypes de diodes  $P^+ - N - N^+$  latérales réalisées sur un substrat SOI de 50 nm d'épaisseur, ainsi que leur caractérisation électrique, aussi bien à température

11. Acronyme anglo-saxon pour « Silicon-On-Insulator » ou silicium-sur-isolant.

ambiante qu'à 80 K. Les données mesurées sont mises en perspective par rapport aux modèles théoriques des deux chapitres précédents.

Ensuite, le chapitre 5 propose une architecture de microbolomètre adaptée à l'imagerie sub-millimétrique. L'absorption est assurée par un dipôle résistif couplé à une antenne patch placée au-dessus, qui complète la cavité résonante présente sous le pont bolométrique. La bande radiométrique d'absorption a été sélectionnée autour de 400 GHz, afin d'obtenir un compromis entre la transmission atmosphérique et la résolution spatiale aux longueurs d'ondes submillimétriques. Sa conception a été effectuée par simulations électromagnétiques par éléments finis 3D. L'intégration technologique d'une diode latérale p-i-n sur SOI au sein de cette architecture est également exposée, avec une analyse de la simulation de la stabilité mécanique du microbolomètre suspendu et de ses propriétés thermiques résultantes. Enfin, une modélisation petit signal du futur pixel sub-THz, avec un thermomètre à diodes silicium, a permis de calculer la MDP théorique d'un tel microbolomètre.

Enfin, une conclusion générale reprend les résultats principaux de la thèse et présente les perspectives du projet de développement d'un tel microbolomètre à diode pour l'imagerie sub-THz passive. Un chapitre d'annexes est également disponible pour compléter et détailler certains points particuliers, évoqués de manière succincte dans le corps du manuscrit.





---

# Chapitre 2

## Le thermomètre à diodes latérales silicium

### Sommaire

---

<b>Introduction</b>	<b>32</b>
<b>2.1 La jonction PN sur SOI</b>	<b>33</b>
2.1.1 Principe de fonctionnement d'une jonction PN	33
2.1.2 Description de la diode latérale sur SOI	33
2.1.3 Introduction aux phénomènes de génération-recombinaison	35
2.1.4 Le courant dans une jonction PN latérale	36
2.1.5 Les régimes de fonctionnement de la diode	36
2.1.5.1 Le régime bloqué	37
2.1.5.2 Le régime de faible injection	37
2.1.5.3 Le régime de forte injection	38
2.1.5.4 Le régime de résistance série	39
<b>2.2 La sensibilité thermique de la jonction PN</b>	<b>40</b>
2.2.1 Réponse thermique d'une jonction PN	40
2.2.1.1 Les paramètres physiques sensibles à la température	40
2.2.1.2 Expression de la densité de courant en fonction de la température	41
2.2.1.3 Réponse thermique en tension d'une jonction PN en régime de diffusion	42
2.2.1.4 La réponse thermique en courant d'une jonction PN	43
2.2.2 Le Coefficient de Température en Courant (TCC)	44
2.2.2.1 Définition	44
2.2.2.2 Expression du TCC en polarisation directe incluant la résistance série	45
2.2.2.3 Simulation du courant dans une diode	46
2.2.2.4 Etude paramétrique sur le TCC	47
<b>2.3 Le bruit dans une jonction PN silicium</b>	<b>49</b>
2.3.1 Les différentes sources de bruit dans une diode	50
2.3.1.1 Bruit de Johnson	50
2.3.1.2 Bruit de Schottky	50
2.3.1.3 Bruit de Génération-Recombinaison (G-R)	51
2.3.1.4 Bruit 1/f	51
2.3.2 Le bruit 1/f dans les différents régimes de conduction de la diode	53
2.3.2.1 Le bruit en régime bloqué	53
2.3.2.2 Le bruit en faible injection	54

2.3.2.3	Le bruit en forte injection . . . . .	55
2.3.2.4	Le bruit en régime de résistance série . . . . .	55
2.3.3	Discussion sur le bruit dans les jonctions p-i-n . . . . .	56
<b>Conclusion</b>	. . . . .	<b>56</b>

## Introduction

Fondamentalement, la température est un indicateur du degré d'agitation des particules présentes dans un système. Dans un solide cristallin, cela correspond en partie à la vibration des atomes autour de leur position d'équilibre. La température d'un système influence d'autres de ses grandeurs physico-chimiques qui permettent de le caractériser. On pourrait citer sa pression ou dilatation, son débit, son humidité, son pH, son émission thermique radiative, ... La mesure précise de température est donc nécessaire dans de multiples systèmes de mesure.

La formalisation de l'utilisation des diodes semiconductrices et des transistors bipolaires comme thermomètres remonte à 1962 [58]. Ce type de capteurs en silicium possède un intérêt indéniable pour la technologie CMOS où il permet par exemple de suivre la température des circuits in-situ. La jonction PN en silicium présente de nombreux avantages qui en font un candidat de choix pour la thermométrie : une forte sensibilité en température, un bas coût de fabrication, une haute fiabilité de la technologie silicium, une relation tension-température linéaire sur une plage de température étendue et une précision de mesure inférieure à  $\pm 50$  mK [53].

L'intérêt d'utiliser une jonction PN en silicium comme élément thermomètre dans un microbolomètre a déjà largement été démontré [59, 54, 50]. Nous présenterons le potentiel d'un tel thermomètre pour une application micro-bolométrique lorsqu'on utilise un substrat de silicium mince sur isolant, dit Silicon-On-Insulator (SOI). Pour la fabrication de structures libérées comme les micro-bolomètres, la technologie SOI présente l'atout d'offrir directement d'une épaisseur parfaitement contrôlée de silicium. Cette solution a notamment fait l'objet de développements fructueux au sein de la communauté de la bolométrie IR non-refroidie depuis plus de 10 ans [60]. Un précédent projet du laboratoire d'imagerie thermique et térahertz du CEA Leti a également utilisé des diodes p-i-n sur substrat SOI d'une épaisseur de 200 nm en 2001 [61].

Un indicateur de la sensibilité d'un thermomètre est la différence minimale de température qu'il peut résoudre, sa résolution thermique. Elle est exprimée comme le rapport entre son signal de bruit rms<sup>1</sup> et sa réponse thermique.

La première partie de ce chapitre décrit le fonctionnement général d'une jonction PN silicium, par l'intermédiaire de la formule analytique de sa densité de courant. La seconde partie analyse la sensibilité du courant à la température, c'est-à-dire la réponse thermique en courant de la diode, exprimée en  $A.K^{-1}$ . Elle présente aussi sa sensibilité relative, nommée Coefficient de Température en Courant (TCC) et exprimée en  $\%.K^{-1}$ . Cette figure de mérite est usuelle pour comparer les transducteurs thermiques utilisant la sensibilité du courant à la température. Enfin, la troisième partie de ce chapitre détaille le bruit basse fréquence généré par une jonction PN silicium.

1. Acronyme anglo-saxon de « Root Mean Square », pour moyenne quadratique. Si le signal varie temporellement, sa valeur rms correspond à sa moyenne quadratique sur un intervalle de temps donné.

## 2.1 La jonction PN sur SOI

### 2.1.1 Principe de fonctionnement d'une jonction PN

La jonction PN est un des composants élémentaires de la microélectronique. Elle est composée de deux régions distinctes : une région de type N où le silicium contient majoritairement des atomes dopants donneurs et une région de type P où le silicium contient majoritairement des atomes dopants accepteurs. A titre d'exemple, la figure 2.1 représente le schéma d'une jonction p<sup>+</sup>-n.

Les dopants sont des atomes dont la valence est différente de celle du silicium. Les dopants donneurs en concentration volumique  $N_D$  apportent un surplus d'électrons libres, équivalent à la concentration de donneurs effectivement ionisés  $N_D^+$ . Cela crée une matrice d'ions positifs dans le réseau du silicium. De manière similaire, la concentration d'atomes accepteurs d'électrons ionisés est  $N_A^-$ . Ces atomes présentent une lacune d'un électron de valence par rapport au silicium. Ils permettent donc une conduction par les lacunes électroniques, qu'on appelle communément les trous. Les dopants non ionisés restent neutres électriquement.

A l'interface des régions N et P, le respect de l'équilibre thermodynamique entraîne une diffusion d'électrons et de trous vers la zone où ils sont respectivement minoritaires. En contrepartie, une Zone de Charges d'Espace (ZCE), aussi appelée zone de déplétion, se forme à l'interface des deux régions N et P, dans laquelle les concentrations en électrons  $n$  et en trous  $p$  sont identiques et égales à la concentration en porteurs intrinsèques  $n_i$  du silicium. Un champ électrique interne apparaît à la jonction PN. Il contrebalance exactement la diffusion des porteurs. A l'équilibre thermodynamique, le courant total traversant la jonction PN est nul.

Dans le cas d'une jonction présentant une transition de dopage abrupte, la relation (2.1)<sup>2</sup> est satisfaite. On notera  $X_p$  l'extension de la ZCE du côté P et  $X_n$  son extension pour le côté N, avec  $W_{ZCE} = X_n + X_p$ .

$$X_n N_D^+ = X_p N_A^- \quad (2.1)$$

Hors de la ZCE, la neutralité électrique est respectée. Elle se traduit par la validité de la relation 2.2.

$$p + N_D^+ = n + N_A^- \quad (2.2)$$

Le rôle fondamental de la jonction PN est d'offrir une conduction électrique unidirectionnelle. La zone P est appelée anode et la zone N la cathode.

### 2.1.2 Description de la diode latérale sur SOI

Dans un film SOI dont l'épaisseur peut être inférieure à 100 nm, le volume de conduction est sensiblement réduit par rapport à une diode verticale dans un substrat de silicium massif avec une épaisseur de plusieurs dizaines de micromètres.

Les caissons dopés N et P sont alors typiquement réalisés par implantation ionique dans l'épaisseur du SOI, conduisant à la formation d'une diode latérale. Afin d'obtenir un contact ohmique du côté N comme du côté P, les zones sous les contacts métalliques sont fortement dopées. La diode pourra ainsi présenter trois configurations différentes : p<sup>+</sup>-p-n-n<sup>+</sup> ou p<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> ou p<sup>+</sup>-p-n<sup>+</sup>. En prenant le nombre d'étapes de fabrication comme critère de sélection, l'avantage est donné aux configurations de type p-i-n nécessitant une étape d'implantation en moins. La

2. N.B. Pour les symboles présents dans les différentes équations et qui ne sont pas explicités dans le corps du manuscrit, le lecteur peut se référer à la liste des symboles présente en fin de manuscrit 6.3.11.

zone centrale « intrinsèque » est en réalité faiblement ou modérément dopée. Elle est désignée sous le terme de « base » ou de « canal ». La figure 2.1 représente la configuration  $p^+-n-n^+$ .

La surface de jonction formée est perpendiculaire à la surface du substrat. Elle dépend donc uniquement de la largeur  $W$  de la diode, qui est micrométrique. Comme la longueur de la base  $W_n$  ou  $W_p$  possède une longueur supérieure au micromètre dans notre étude, on peut se placer dans l'approximation d'un courant entièrement décrit par le modèle de Dérive-Diffusion de transport des porteurs de charge dans un matériau semiconducteur.

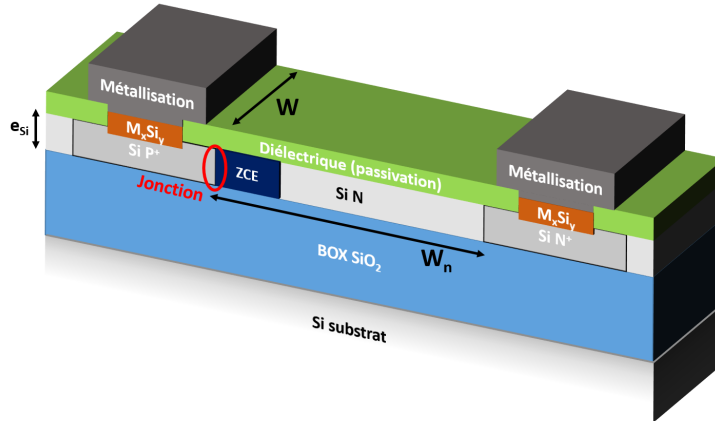


FIGURE 2.1 – Schéma d'une diode  $p^+-n-n^+$  latérale.

La diode de la figure 2.1 peut aussi être représenté par le schéma électrique équivalent de la figure 2.2.

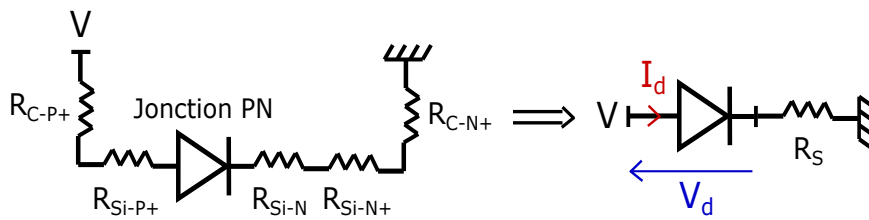


FIGURE 2.2 – Schéma électrique équivalent d'une diode  $p^+-n-n^+$ .

Les différentes résistances positionnées en série d'une diode réelle peuvent être séparées en deux catégories :

1. Les résistances dues au silicium, à savoir la résistance  $R_{Si-P^+}$  de la région  $P^+$ , la résistance  $R_{Si-N^+}$  de la région  $N^+$  et la résistance de la base faiblement dopée, ici  $R_{Si-N}$  pour la diode  $p^+-n-n^+$  de la figure 2.1. Ces trois termes sont regroupés sous le terme de résistance série due au silicium  $R_{S-Si}$  qui s'exprime par la relation 2.3.

$$R_{S-Si} = R_{Si-P^+} + R_{Si-N^+} + R_{Si-N} \quad (2.3)$$

Comme les régions  $P^+$  et  $N^+$  sont en silicium dégénéré, leurs résistances sont faibles devant celle de la base. La résistance série due au silicium dans une diode de type p-i-n est quasiment égale à la résistance série de sa base faiblement dopée, tel que  $R_{S-Si} \sim R_{Si-N}$  pour une diode  $p^+-n-n^+$  et  $R_{S-Si} \sim R_{Si-P}$  pour une diode  $p^+-p-n^+$ . Une expression analytique de  $R_{Si-N}$  est détaillée en annexe 6.1.6 à titre d'exemple.

2. Les résistances dues aux contacts métalliques, à savoir celle sur le silicium de la région  $P^+$ ,  $R_{C-P^+}$ , et celle sur le silicium de la région  $N^+$ ,  $R_{C-N^+}$ . Ces deux termes sont regroupés sous le terme de résistance de contacts  $R_C$  qui s'exprime par la relation 2.4.

$$R_C = R_{C-P^+} + R_{C-N^+} \quad (2.4)$$

Les résistances série sont équivalentes à une seule résistance  $R_S$  placée en série d'une diode idéale, montrée sur le schéma de la figure 2.2 et donnée par l'expression 2.5.

$$R_S = R_{S-Si} + R_C \quad (2.5)$$

La chute de potentiel  $V_d$  à travers la jonction PN est diminuée par rapport à une tension appliquée  $V$  positive entre l'anode, côté  $P^+$ , et la cathode, côté  $N^+$ . Elle est alors donnée par la formule 2.6, où  $I_d$  désigne le courant électrique traversant la jonction PN.

$$V_d = V - R_S I_d \quad (2.6)$$

La caractéristique courant-tension (I-V) d'une jonction PN est non-linéaire. Le courant  $I_d$  est dû à l'injection des porteurs minoritaires de part et d'autre de la jonction. Il est l'addition d'un courant de diffusion, directement lié au gradient des impuretés dopantes, et d'un courant de génération-recombinaison, lié aux défauts présents dans le volume du cristal de silicium ou aux interfaces oxyde/silicium et situés dans la bande interdite du silicium.

### 2.1.3 Introduction aux phénomènes de génération-recombinaison

Les phénomènes de génération-recombinaison dans les semiconducteurs à gap indirect, comme le silicium, se font préférentiellement par l'intermédiaire de défauts dont les énergies caractéristiques sont situées dans la bande interdite. Cela permet aux électrons ou aux trous de se recombiner ou d'être générés par étapes, en utilisant une énergie inférieure au gap. Les transitions entre la bande de conduction, ou de valence, et le niveau d'énergie du défaut sont alors accessibles via l'énergie des vibrations du réseau cristallin. Les recombinaisons génèrent des phonons alors que la création d'une paire électron-trou en consomment. Ces mécanismes sont bien décrits par le modèle SRH (Schokley, Read, Hall).

Dans le cas d'un film très mince de silicium, l'influence des interfaces peut être amplement accrue, notamment au niveau des phénomènes de génération-recombinaison dus aux défauts présents aux interfaces oxyde/silicium ou plus généralement passivation/silicium. Les substrats SOI utilisés sont fournis par la société SOITEC®. L'interface entre le silicium (SOI) et la couche de dioxyde de silicium  $\text{SiO}_2$  enterrée (BOX) présente une très bonne qualité de passivation électrique, avec une faible densité de défauts de l'ordre de  $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  [62]. En revanche, la qualité de la passivation supérieure est directement liée au choix des étapes de fabrication. Au vue de la maturité de la filière microélectronique sur silicium, ce point ne semble pas a priori présenter de criticité particulière. Néanmoins, une attention particulière devra être portée à la qualité de cette interface, pouvant influencer de manière significative sur la caractéristique I-V d'une diode.

Afin de prendre en compte les défauts d'interface, une équivalence peut être établie, en considérant un seul niveau d'énergie des défauts, entre une densité surfacique de défauts à l'interface oxyde/silicium supérieure  $N_{st}$ , exprimée en  $\text{cm}^{-2}$ , et une concentration de défauts dans le volume de la diode  $N_t$ , exprimée en  $\text{cm}^{-3}$ , qui est plus classiquement utilisée dans l'expression analytique du courant de génération-recombinaison d'une diode, selon la formule :

$$N_t = \frac{N_{st}}{e_{Si}} \quad (2.7)$$

### 2.1.4 Le courant dans une jonction PN latérale

La caractéristique I-V d'une jonction PN peut être approchée par un modèle analytique comme celui utilisé dans les travaux de l'IMEC sur les diodes [63].

On considère les hypothèses suivantes :

- Les deux régions de silicium dopées N et P présentent une transition de dopage parfaitement abrupte.
- Pour une jonction asymétrique, p<sup>+</sup>-n ou n<sup>+</sup>-p, on considère que l'extension de la zone de déplétion s'effectue uniquement du côté le moins dopé.
- Dans ce chapitre, sauf indication contraire, la diode est supposée longue, c'est-à-dire que la longueur de sa base  $W_n$  ou  $W_p$  est très grande devant la longueur de diffusion des porteurs minoritaires  $L_p$  ou  $L_n$  respectivement. Le cas général d'un courant de diffusion dans une jonction PN avec des valeurs  $(W_n, W_p)$  quelconques est décrit en annexe 6.3.
- Le champ électrique appliqué aux bornes de la diode est supposé très inférieur à la valeur du champ électrique de claquage de la jonction PN. Ce régime particulier ne sera donc pas abordé.
- Le dopage est uniforme dans l'épaisseur de silicium  $e_{Si}$  et sur la largeur  $W$  de la diode. La densité de courant  $J_d$  est supposée homogène sur la surface  $A_d$  de la jonction PN. Elle est donc égale au courant  $I_d$  que divise  $A_d$ . Par commodité, on utilisera la densité de courant dans la plupart des expressions analytiques.

La densité de courant dans une jonction PN peut alors être décrite par l'expression analytique 2.8. Elle est en partie déterminée par la tension  $V_d$ .

$$J_d = J_{sat} \left( \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.8)$$

La densité de courant de saturation  $J_{sat}$ , donnée par l'expression 2.9, est l'addition d'une densité de courant de diffusion  $J_{diff}$  des porteurs minoritaires à travers la jonction PN, donnée par l'expression 2.10, et d'une densité de courant liée aux phénomènes de génération-recombinaison de ces porteurs  $J_{gr}$ , donnée par l'expression 2.11.

$$J_{sat} = J_{diff} + J_{gr} \quad (2.9)$$

où

$$J_{diff} = q \left( \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_A} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} \right) \quad (2.10)$$

$$J_{gr} = \frac{qn_i W_{ZCE}}{2\tau_r \exp\left(\frac{qV_d}{2kT}\right) + \tau_g} \quad (2.11)$$

Comme déjà mentionné, la caractéristique I-V d'une jonction PN est non-linéaire. Afin de mieux comprendre le fonctionnement de ce composant, cette caractéristique peut être séparée en différents régimes qui dépendent de la valeur de  $V_d$ .

### 2.1.5 Les régimes de fonctionnement de la diode

La caractéristique courant-tension de la jonction PN décrite par l'équation 2.8 est représentée sur la figure 2.3. On peut distinguer quatre régimes principaux.

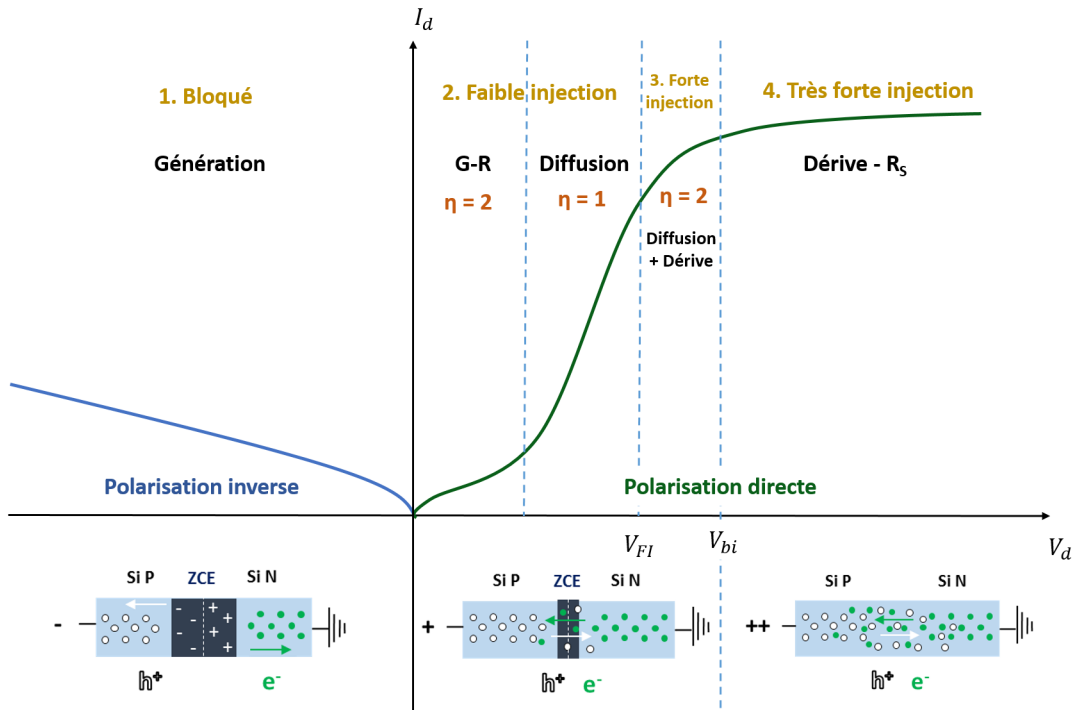


FIGURE 2.3 – Caractéristique I-V d'une jonction PN Silicium, avec la séparation des quatre régimes d'injection. Le courant  $I_d$  est représenté en échelle logarithmique.

### 2.1.5.1 Le régime bloqué

Dans ce régime bloqué, n°1 sur la figure 2.3, la diode est polarisée en inverse avec une tension  $V_d$  négative. Le champ électrique appliqué renforce celui nativement présent dans la jonction PN. La zone de déplétion est plus étendue qu'à tension nulle. Le courant qui s'établit est un faible courant de fuite.

D'après l'équation 2.8, ce courant est l'opposé du courant de saturation  $I_{sat}$  lorsque  $\exp(\frac{qV_d}{kT}) \ll 1$ . Idéalement, il correspond seulement à la dérive des porteurs minoritaires de chaque région vers celle où ils sont majoritaires. Le cristal de silicium comporte des défauts volumiques, ou surfaciques dans le cas de sa mise en contact avec un semi-conducteur différent (hétérojonction) ou d'un diélectrique, qui possèdent des énergies caractéristiques situées dans la bande interdite du silicium. Cela entraîne une émission de porteurs supplémentaires à l'intérieur de la ZCE avec une durée de vie moyenne caractérisée par  $\tau_g$ . La densité de courant dans la diode  $J_d$  peut s'exprimer dans ce cas par la relation 2.12.

$$J_d \sim -J_{sat} = -(J_{diff} + J_{gen}) \quad (2.12)$$

avec

$$J_{gen} = \frac{qn_i W_{ZCE}}{\tau_g} \quad (2.13)$$

### 2.1.5.2 Le régime de faible injection

En régime de faible injection, n°2 sur la figure 2.3, la diode est polarisée en direct avec une tension  $V_d$  positive. Lorsque celle-ci devient supérieure à  $\frac{3kT}{q}$ , le courant qui s'établit dépend exponentiellement de  $V_d$ , avec une densité de courant  $J_d$  qui devient très grande devant  $J_{sat}$ .

L'injection des porteurs dans les zones où ils sont minoritaires est alors favorisée. La zone de déplétion se réduit progressivement jusqu'à disparaître lorsque  $V_d$  atteint la tension de diffusion



$V_{bi}$ <sup>3</sup>.

En régime direct, les défauts du cristal de silicium agissent comme des centres recombinants. Les porteurs transitant dans la ZCE ont donc une durée de vie moyenne caractéristique  $\tau_r$ . Comme chaque porteur libre peut subir une recombinaison, on considère souvent de manière simplifiée que  $\tau_p = \tau_n = \tau_r$ . La densité de courant dans la diode  $J_d$  peut s'exprimer dans ce cas par la relation 2.14.

$$J_d \sim J_{diff} \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right) + J_{rec} \quad (2.14)$$

avec

$$J_{rec} = \frac{qn_i W_{ZCE}}{2\tau_r} \exp\left(\frac{qV_d}{2kT}\right) \quad (2.15)$$

En pratique, on introduit un coefficient d'idéalité  $\eta$  qui rend compte de la proportion de la conduction due à la diffusion ( $\eta = 1$ ) par rapport à la génération-recombinaison ( $\eta = 2$ ). Normalement, on a donc  $1 \leq \eta \leq 2$ . En faible injection, le rapport est en faveur du courant de recombinaison  $J_{rec}$  car la ZCE est encore étendue. A mesure que sa largeur diminue et que l'injection de porteurs minoritaires augmente, le terme de diffusion  $J_{diff}$  devient dominant. La densité de courant totale donnée par l'équation 2.14 peut alors s'écrire sous la forme réduite 2.16.

$$J_d = J_{d0} \exp\left(\frac{qV_d}{\eta kT}\right) \quad (2.16)$$

Le coefficient d'idéalité  $\eta$  est proportionnel à la pente locale de la courbe  $\ln(J_d) - V_d$  et la valeur de  $J_{d0} = f(V_d)$  est calculée à partir de son ordonnée à l'origine, qui englobe la valeur du courant de saturation  $J_{sat}$ .  $\eta$  dépend donc de  $V_d$  et peut être calculé par l'équation 2.17. Cette évolution est mise en évidence sur la figure 2.3.

$$\eta = \frac{q}{kT} \frac{\partial V_d}{\partial \ln(J_d)} \quad (2.17)$$

Cette formulation avec  $\eta$  est pratique à utiliser pour apprécier directement la part de la diffusion par rapport à la recombinaison en fonction de la valeur de  $V_d$ . Néanmoins, l'expression 2.14 contient déjà cette information de manière implicite et possède le mérite d'explicitier les origines physiques du courant, ce qui est plus pertinent dans le cadre d'une compréhension globale.

### 2.1.5.3 Le régime de forte injection

Dans le régime n°3 de la figure 2.3, la densité d'électrons injectés dans la région P devient proche de celle des trous, avec  $n_{p0} \sim p_p \sim N_A^-$  où 0 désigne l'interface entre la région P et la région N, et inversement pour les trous dans la région N. Le courant devient proportionnel à  $\exp(\frac{qV_d}{2kT})$  avec  $\eta = 2$ .

Si  $N_D^+ > N_A^-$ , le régime de forte injection intervient à partir de la tension de forte injection  $V_{FI}$  donnée par l'expression :

$$V_{FI} = 2 \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A^-}{n_i}\right) \quad (2.18)$$

3. Le symbole  $V_{bi}$  est couramment utilisé car le terme anglo-saxon de la tension de diffusion est « built-in potential »

Si en revanche  $N_D^+ < N_A^-$ , il suffit de remplacer  $N_A^-$  par  $N_D^+$  dans l'expression 2.18 de  $V_{FI}$ . D'après cette définition et en considérant l'expression analytique de  $V_{bi}$  pour une jonction PN abrupte [64],  $V_{FI}$  est toujours inférieure à la tension de diffusion  $V_{bi}$ . La tension  $V_{FI}$  marque la transition entre le régime de diffusion et le régime de forte injection.

#### 2.1.5.4 Le régime de résistance série

Le régime de très forte injection ou de résistance série correspond au régime n°4 de la figure 2.3. Il intervient lorsque la tension  $V_d$  dépasse  $V_{bi}$ , valeur pour laquelle la barrière de potentiel constituée par la ZCE s'efface complètement. La différence de potentiel entre les régions neutres N et P devient suffisamment importante pour qu'il y ait un passage ohmique des électrons et des trous de part et d'autre de la jonction.

La densité de courant dans la diode  $J_d$  peut alors s'exprimer simplement par la relation 2.19.

$$J_d = \frac{V}{A_d R_S} \quad (2.19)$$

Le régime de résistance série commence lorsque la résistance dynamique de la diode  $r_d$ , définie comme la dérivée de la tension  $V_d$  par rapport au courant  $I_d$ , devient similaire à la résistance série  $R_S$  donnée par 2.5. La résistance dynamique  $r_d$  en polarisation directe peut s'exprimer par 2.20 d'après [64] :

$$r_d = \frac{\eta k T}{q I_d} \quad (2.20)$$

Le régime de résistance série commence donc lorsque le courant  $I_d$  devient supérieur à  $\frac{\eta k T}{q R_S}$ .

Evaluer correctement la résistance série, notamment celle des régions neutres N et P n'est pas évident de manière analytique, car leur résistivité dépend de la densité des porteurs libres dans chaque région et de leur mobilité associée.

Pour  $V_d$  supérieure à  $V_{FI}$ , le niveau d'injection des porteurs libres est tel que  $n = p \approx n_i \exp(\frac{q V_d}{2 k T})$ . Cette injection est néanmoins limitée spatialement par la durée de vie et la recombinaison des porteurs. La densité de porteurs minoritaires peut dépasser le niveau de dopage extrinsèque de la région la moins dopée seulement sur une longueur équivalente à leur longueur de diffusion, nommée  $L_n$  pour les électrons et  $L_p$  pour les trous. Cette longueur de diffusion est définie par la relation 2.21.

$$L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p} \tau_{n,p}} \quad (2.21)$$

où  $D_n$  désigne le coefficient de diffusion des électrons,  $D_p$  celui des trous,  $\tau_n$  la durée de vie d'un électron et  $\tau_p$  celle d'une trou.

Cependant, la densité de porteurs minoritaires injectés ne peut pas dépasser la concentration extrinsèque de la région la plus dopée. C'est pourquoi il est judicieux de concevoir une jonction PN asymétrique, c'est-à-dire avec des zones d'injection très dopées (formation d'une jonction  $p^+-n$  ou d'une jonction  $p-n^+$ ), et courte, c'est-à-dire avec une longueur de la base ( $W_n$  ou  $W_p$ ) petite devant la longueur de diffusion du porteur minoritaire injecté. Cela favorisera une faible résistance série du silicium  $R_{S-si}$ .

A partir des expressions analytiques de la densité de courant données dans les différents régimes de fonctionnement de la diode, il est possible d'exprimer la sensibilité thermique de  $J_d$ . La partie suivante analyse les propriétés thermométriques d'une jonction PN, ainsi que l'impact du courant de génération-recombinaison par rapport à la situation idéale du courant de diffusion pur.

## 2.2 La sensibilité thermique de la jonction PN

### 2.2.1 Réponse thermique d'une jonction PN

#### 2.2.1.1 Les paramètres physiques sensibles à la température

Plusieurs des paramètres intervenant dans la caractéristique I-V d'une jonction PN évoluent en fonction de la température. Tout d'abord, la concentration en porteurs intrinsèques  $n_i$  est donnée par la formule 2.22 d'après [65]. Elle est fonction de la densité d'états disponibles dans la bande de conduction,  $N_C$ , de celle dans la bande de valence,  $N_V$ , ainsi que de l'énergie de la bande interdite  $E_G$  du silicium.

$$n_i = \left[ N_C N_V \exp\left(-\frac{qE_G}{kT}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.22)$$

Les trois dernières grandeurs citées dépendent fortement de la température. Des valeurs approchées de  $N_C$  et  $N_V$  pour le silicium peuvent être calculées en fonction de la température  $T$  par les formules 2.23 et 2.24 respectivement, qui sont issues de [65].

$$N_C = 2.80 \times 10^{19} \left( \frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.23)$$

$$N_V = 1.04 \times 10^{19} \left( \frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.24)$$

L'énergie de bande interdite du silicium  $E_G$  peut quant à elle être évaluée à une température donnée par l'équation 2.25, toujours d'après [65].

$$E_G = E_G(0\text{K}) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} = 1.17 - \frac{4.73 \times 10^{-4} T^2}{T + 636} \quad (2.25)$$

avec  $E_G(0\text{K}) = 1.17\text{ eV}$ ,  $\alpha = 4.73 \times 10^{-4}\text{ eV}\cdot\text{K}^{-1}$  et  $\beta = 636\text{ K}$ .

On peut également citer  $D_n$  et  $D_p$  comme paramètres fortement dépendants de la température. En physique du solide, il existe une équivalence entre le coefficient de diffusion  $D$  et la mobilité  $\mu$  d'un porteur, donnée par la relation dite d'Einstein 2.26.

$$D_{n,p} = \mu_{n,p} \frac{kT}{q} \quad (2.26)$$

où  $\frac{kT}{q}$  représente la tension thermique, aussi désignée par le symbole  $V_{th}$ .

La mobilité  $\mu_{n,p}$  caractérise la facilité de déplacement dans le cristal semiconducteur des porteurs de charge, électrons ou trous. Des modèles seront détaillés dans le chapitre suivant afin de pouvoir l'estimer suivant la température ou la quantité de dopants. En prenant le cas d'un électron, plus son libre parcours moyen  $\lambda_n$  entre deux collisions est grand, plus la mobilité moyenne augmente. Si  $T$  augmente, cela favorisera les interactions électron-phonon et diminuera  $\lambda_n$ .

De manière similaire, la durée de vie d'un électron  $\tau_n$  va aussi dépendre de la température. Le rapport  $\frac{\mu_n}{\tau_n}$  présente une dépendance à la température qu'on simplifie sous la forme  $T^{-\gamma}$  avec  $\gamma$  réel positif, selon la formule 2.27.

$$\frac{\mu_n}{\tau_n} = \frac{\mu_{n-300\text{K}}}{\tau_{n-300\text{K}}} \left( \frac{300}{T} \right)^{\gamma} \quad (2.27)$$

où  $\mu_{n-300K}$  désigne la mobilité des électrons à 300 K et  $\tau_{n-300K}$  leur durée de vie.

On fera l'hypothèse simplificatrice que ce même coefficient  $\gamma$  est valable pour le rapport  $\frac{\mu_p}{\tau_p}$ , qui suit une équation similaire à 2.27.

On fait également l'hypothèse que tous les dopants sont ionisés pour une température supérieure à 300 K, avec  $N_A^- = N_A$  et  $N_D^+ = N_D$  indépendants de  $T$ .

### 2.2.1.2 Expression de la densité de courant en fonction de la température

Il est possible de réécrire l'expression 2.10 du courant de saturation dû à la diffusion  $J_{diff}$  en explicitant le terme  $T$ , selon l'équation 2.28. Afin de ne pas alourdir l'expression 2.28, la notation  $E_G$  a été laissée sans la remplacer par l'expression 2.25.

$$J_{diff} \sim q \left( \sqrt{\frac{\mu_{n-300K}}{\tau_{n-300K}}} \frac{1}{N_A} + \sqrt{\frac{\mu_{p-300K}}{\tau_{p-300K}}} \frac{1}{N_D} \right) \sqrt{\frac{kT}{q}} \left( \frac{300}{T} \right)^{\frac{\gamma}{2}} 2.91 \times 10^{38} \left( \frac{T}{300} \right)^3 \exp\left(-\frac{qE_G}{kT}\right)$$

$$J_{diff} \sim 2.91 \times 10^{38} \times 300^{\frac{\gamma}{2}-3} \times \sqrt{qk} \left( \sqrt{\frac{\mu_{n-300K}}{\tau_{n-300K}}} \frac{1}{N_A} + \sqrt{\frac{\mu_{p-300K}}{\tau_{p-300K}}} \frac{1}{N_D} \right) T^{\frac{7-\gamma}{2}} \exp\left(-\frac{qE_G}{kT}\right)$$

$$J_{diff} \sim C_{diff} T^{\frac{7-\gamma}{2}} \exp\left(-\frac{qE_G}{kT}\right) \quad (2.28)$$

avec

$$C_{diff} = 2.91 \times 10^{38} \times 300^{\frac{\gamma}{2}-3} \times \sqrt{qk} \left( \sqrt{\frac{\mu_{n-300K}}{\tau_{n-300K}}} \frac{1}{N_A} + \sqrt{\frac{\mu_{p-300K}}{\tau_{p-300K}}} \frac{1}{N_D} \right) \quad (2.29)$$

où  $C_{diff}$  est une constante indépendante de la température.

Pour un courant de diffusion en polarisation directe, donné par l'équation 2.30, un terme supplémentaire de dépendance exponentielle du courant à la température est présent.

$$J_d \sim J_{diff} \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right) \quad (2.30)$$

La densité de courant  $J_d$  uniquement due à la diffusion des porteurs peut donc se mettre sous la forme de l'équation 2.31.

$$J_d \sim C_{diff} T^{\frac{7-\gamma}{2}} \exp\left(\frac{q(V_d - E_G)}{kT}\right) \quad (2.31)$$

On peut procéder de manière identique avec  $J_{rec}$  pour expliciter le terme  $T$  dans son expression donnée par l'équation 2.15.

La dépendance à la température de la durée de vie des porteurs avant recombinaison  $\tau_r$  peut être modélisée de manière simple par l'expression 2.32, en s'inspirant des modèles présents dans [65].

$$\tau_r = \tau_{r-300K} \left( \frac{300}{T} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.32)$$

L'extension de la zone déplétée  $W_{ZCE}$  est indépendante de  $T$  car les dopants sont ici considérés complètement ionisés.  $J_{rec}$  peut alors être mis sous la forme 2.33.

$$\begin{aligned}
 J_{rec} &\sim \frac{1.71 \times 10^{19}}{300^3} \times \frac{qW_{ZCE}}{2\tau_{r-300K}} T^3 \exp\left(\frac{q(V_d - E_G)}{2kT}\right) \\
 J_{rec} &\sim C_{rec} T^3 \exp\left(\frac{q(V_d - E_G)}{2kT}\right)
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

avec

$$C_{rec} = \frac{1.71 \times 10^{19}}{300^3} \times \frac{qW_{ZCE}}{2\tau_{r-300K}} \tag{2.34}$$

où  $C_{rec}$  est une constante indépendante de la température.

Quantifier la réponse de la diode à une variation de température se fait en calculant la dérivée partielle du signal électrique aux bornes de la diode par rapport à la température. Cette grandeur constitue la réponse thermique intrinsèque de la jonction PN. Elle est une grandeur fondamentale pour évaluer les performances d'un thermomètre.

### 2.2.1.3 Réponse thermique en tension d'une jonction PN en régime de diffusion

La réponse thermique en tension  $R_V$  correspond à la variation de la tension directe lors d'un changement de température. Elle est définie par la relation 2.35 et s'exprime en  $V.K^{-1}$ .

$$R_V = \frac{\partial V_d}{\partial T} \tag{2.35}$$

En polarisation inverse, la densité de courant de saturation de diffusion  $J_{diff}$ , donné par 2.28, ne dépend pas de  $V_d$ . La réponse thermique en tension est donc seulement valable en polarisation directe où  $V_d$  intervient dans l'expression de la densité de courant 2.31. Il convient alors de polariser la diode par un courant constant en faible injection.

Cette solution est retenue par la majorité des travaux traitant de la thermométrie des diodes silicium. Son avantage principal est une relation linéaire liant la tension à la température 2.36, établie à partir de l'équation 2.31.

$$V_d = E_G + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{J_d}{C_{diff} T^{\frac{\gamma-1}{2}}}\right) \tag{2.36}$$

On peut considérer en première approximation que  $E_G$  est indépendant de  $T$  et égal à sa valeur maximale  $E_G(0K)$  de 1.17 eV, comme cela est fait par Sze et Ng [64]. En différenciant l'expression 2.36 par rapport à  $T$ , avec  $E_G$  indépendant de  $T$  et en se rappelant que  $J_d$  est une densité de courant de polarisation constante, on obtient la relation 2.37.

$$\frac{\partial V_d}{\partial T} = \frac{k}{q} \left[ \ln\left(\frac{J_d}{C_{diff} T^{\frac{\gamma-1}{2}}}\right) + \frac{\gamma-1}{2} \right] \tag{2.37}$$

Les valeurs typiques de réponse thermique sont comprises entre  $-1 \text{ mV.K}^{-1}$  et  $-3 \text{ mV.K}^{-1}$  [66, 67]. De plus, la valeur est stable sur une plage étendue de températures où le régime extrinsèque de dopage est valable pour le silicium, typiquement dans l'intervalle 100-450 K.

L'étalonnage d'un thermomètre exploitant ce mode de fonctionnement est donc particulièrement aisé. Il est aussi possible d'augmenter la réponse thermique en plaçant plusieurs jonctions PN en série, comme mentionné dans [49].

### 2.2.1.4 La réponse thermique en courant d'une jonction PN

La réponse thermique en courant  $R_I$  d'une diode correspond à la variation du courant direct lors d'un changement de température. Elle est définie par la relation 2.38 et s'exprime en  $\text{A.K}^{-1}$ .

$$R_I = \frac{\partial I_d}{\partial T} \quad (2.38)$$

$R_I$  peut s'appliquer en polarisation inverse ou directe. Cependant, il est beaucoup plus difficile d'exploiter la réponse thermique du courant inverse que celle du courant direct, car ce courant de fuite doit rester le plus faible possible. Même en considérant une jonction PN silicium avec des pièges et une densité de courant de génération typique de  $10^{-7} \text{ A.cm}^{-2}$  à 300 K d'après Sze et Ng [64], le courant inverse atteint seulement le femptoampère en prenant une épaisseur de silicium de 50nm et une largeur de diode de  $20 \mu\text{m}$ . Nous présenterons donc uniquement la réponse thermique en polarisation directe, qui a été exploitée pendant ces travaux de thèse, dans la suite de la section.

Comme la densité de courant  $J_d$  est considérée uniforme sur la surface  $A_d$  de la jonction PN, nous utiliserons la réponse thermique en densité de courant  $R_J$  dans les équations de cette section. Elle est égale à  $R_I$  divisée par  $A_d$  et s'exprime en  $\text{A.cm}^{-2}.\text{K}^{-1}$  :

$$R_J = \frac{\partial J_d}{\partial T} \quad (2.39)$$

Pour une diode en régime de diffusion, la densité de courant est donnée par l'expression 2.30. La réponse thermique correspondante  $R_{J-diff}$  est donnée par :

$$\begin{aligned} R_{J-diff} &= \left( \frac{\partial J_{diff}}{\partial T} - \frac{qV_d}{kT^2} J_{diff} \right) \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right) \\ R_{J-diff} &= J_d \left[ \frac{7-\gamma}{2} \frac{1}{T} + \frac{q}{kT^2} (E_G(T) - V_d) + \frac{q\alpha(T+2\beta)}{k(T+\beta)^2} \right] \end{aligned} \quad (2.40)$$

Afin d'alléger les notations, on définit la fonction  $F_{diff}(T)$  telle que :

$$F_{diff}(T) = \frac{7-\gamma}{2} \frac{1}{T} + \frac{q}{kT^2} (E_G(T) - V_d) + \frac{q\alpha(T+2\beta)}{k(T+\beta)^2} \quad (2.41)$$

$R_{J-diff}$  est alors simplement donnée par :

$$R_{J-diff} = J_d(T) \times F_{diff}(T) \quad (2.42)$$

L'expression de  $F_{diff}(T)$  a été calculée pour le cas d'une diode longue. Lorsque la diode est courte, avec une longueur de base petite devant la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, l'expression du courant de diffusion est modifiée selon l'expression donnée en annexe 6.4.  $F_{diff}(T)$  est alors légèrement modifiée avec un coefficient  $3/2$  devant le terme en  $1/T$  au lieu du coefficient  $\frac{7-\gamma}{2}$ . L'explication du raisonnement est disponible en annexe 6.1.2.

Pour une diode réelle, la densité de courant est donnée par la formule 2.14, avec une densité de courant de recombinaison  $J_{rec}$  pouvant être comparable à la valeur de la densité de courant de diffusion en direct. La réponse thermique  $R_J$  d'une diode réelle peut donc s'exprimer par :

$$R_J = R_{J-diff} + R_{J-rec} \quad (2.43)$$

La réponse thermique de la densité de courant de recombinaison  $R_{J-rec}$  peut être évaluée de la même manière que cela a été réalisé pour  $R_{J-diff}$  :

$$R_{J-rec} = \frac{\partial J_{rec}}{\partial T} = J_{rec}(T) \times F_{rec}(T) \quad (2.44)$$

avec

$$F_{rec}(T) = \frac{3}{T} + \frac{q}{2kT^2} (E_G(T) - V_d) + \frac{q\alpha(T + 2\beta)}{2k(T + \beta)^2}$$

Le modèle analytique de la réponse thermique en courant  $R_I$  a permis de montrer l'influence des différents paramètres du courant dans une diode réelle sur sa variation en fonction de la température. Afin de pouvoir comparer plusieurs configurations et aussi de se positionner par rapport à d'autres dispositifs thermomètres, on introduit une grandeur normalisée appelée le Coefficient de Température en Courant (TCC).

## 2.2.2 Le Coefficient de Température en Courant (TCC)

### 2.2.2.1 Définition

Le Coefficient de Température en Courant (TCC) est l'analogie du Coefficient de Température en Résistance (TCR) pour une thermistance, le dispositif thermomètre de référence en bolométrie. Le TCC est plus adapté dans le cas d'une diode car sa résistance est dynamique. En effet, elle dépend du point de fonctionnement I-V sélectionné, tout comme le TCC. Ce dernier représente la réponse thermique normalisée, ou relative, de la diode et s'exprime en  $\% \cdot K^{-1}$  :

$$TCC = \frac{1}{I_d} \frac{\partial I_d}{\partial T} = \frac{1}{J_d} \frac{\partial J_d}{\partial T} \quad (2.45)$$

A partir des expressions 2.42 et 2.44, il est possible de définir le TCC en polarisation directe d'une diode réelle :

$$TCC = \frac{1}{J_d} (R_{J-diff} + R_{J-rec})$$

$$TCC = \frac{J_{diff} \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right)}{J_d} F_{diff}(T) + \frac{J_{rec}}{J_d} F_{rec}(T) \quad (2.46)$$

L'équation 2.46 montre que la valeur du TCC dépend du mécanisme de conduction prédominant dans la diode. Si la diode est en régime de diffusion avec  $J_d \sim J_{diff} \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right)$ , alors le TCC sera équivalent à  $F_{diff}(T)$ . Au contraire, si le courant de recombinaison est majoritaire, avec  $J_d \sim J_{rec}$ , alors le TCC sera proche de  $F_{rec}(T)$ .

Cette situation va dépendre de la valeur de  $V_d$ . A mesure que la polarisation directe  $V_d$  augmente, le volume de la ZCE diminue et par conséquent la valeur de  $J_{rec}$  aussi, favorisant ainsi le régime de diffusion. En considérant le cas le plus simple où  $\gamma = 1$ , on remarque que  $F_{diff}(T)$  est supérieur à  $F_{rec}(T)$ . Il paraît donc préférable de diminuer au maximum la part du courant de recombinaison dans le courant total.

En se rappelant que la densité de courant  $J_d$  en polarisation directe d'une diode réelle peut être approchée par l'équation 2.16, le courant  $I_d$  peut être exprimé de la manière suivante :

$$I_d \sim A_d J_{d0} \exp\left(\frac{qV_d}{\eta kT}\right) \quad (2.47)$$

avec  $\eta$  qui désigne le coefficient d'idéalité de la diode défini par 2.17 et dont la valeur est le reflet de la part du courant de recombinaison par rapport au courant de diffusion dans le courant

d'une jonction PN.

Dans le cas d'une diode longue où  $\gamma = 1$ , le terme en  $3/T$  est identique pour  $F_{diff}(T)$  et  $F_{rec}(T)$ . On peut alors exprimer la réponse thermique  $R_I$  de la diode de manière approchée par :

$$R_I \sim I_d \times F_d(T) \quad (2.48)$$

avec

$$F_d(T) = \frac{3}{T} + \frac{q}{\eta k T^2} (E_G(T) - V_d) + \frac{q\alpha(T + 2\beta)}{\eta k (T + \beta)^2} \quad (2.49)$$

En reprenant la relation de définition du TCC donnée par 2.45, on s'aperçoit que  $F_d(T)$  représente directement le TCC de la diode. Le coefficient d'idéalité de la diode  $\eta$  dans l'expression de  $F_d(T)$  permet d'exprimer la sensibilité thermique moyenne d'une diode où s'additionne un courant de recombinaison et un courant de diffusion. L'expression analytique utilisée pour le TCC est ainsi plus compacte que l'équation 2.46, dont l'intérêt était plutôt de mettre en évidence l'origine de la sensibilité thermique du courant dans une diode réelle.

Cependant, l'expression 2.49 est uniquement valable en régime de faible injection où la tension  $V$  appliquée entre l'anode et la cathode est quasiment égale à la tension  $V_d$ . En revanche, lorsque  $V$  devient supérieure à  $V_{FI}$  en régime de forte injection,  $V_d$  est donnée par la formule 2.18 car la résistance série  $R_S$  ne peut plus être négligée dans l'expression du courant de diode  $I_d$ . Il serait donc intéressant de pouvoir évaluer l'effet de cette résistance série sur la valeur du TCC.

### 2.2.2.2 Expression du TCC en polarisation directe incluant la résistance série

Dans cette section, on se propose d'établir une expression du TCC valable quel que soit le régime d'injection en polarisation directe.

Ce courant peut aussi être exprimé de manière approchée par la relation 2.16, ce qui donne la relation 2.50.

$$I_d \sim A_d J_{d0} \exp\left(\frac{q}{\eta k T} (V - R_S I_d)\right) \quad (2.50)$$

Tout d'abord, on redistribue l'équation 2.50 de la manière suivante :

$$I_d \exp\left(\frac{q R_S I_d}{\eta k T}\right) = A_d J_{d0} \exp\left(\frac{q V}{\eta k T}\right) \quad (2.51)$$

Ensuite, on différencie l'expression précédente par rapport à  $T$  de chaque côté, en posant  $\alpha = \frac{q R_S I_d}{\eta k T}$ . Pour le terme de droite de l'équation 2.51, le résultat est immédiat car il correspond à la réponse thermique de la diode en faible injection donnée par 2.48. Dans ce régime d'injection, les valeurs de  $V$  et  $V_d$  sont similaires.

En différenciant puis en réarrangeant les termes à gauche de 2.51, on obtient :

$$\left[ \frac{\partial I_d}{\partial T} (1 + \alpha) - \frac{\alpha}{T} I_d \right] \exp(\alpha) = A_d J_{d0} \exp\left(\frac{q V}{\eta k T}\right) \times F_d(T)$$

Puis en remarquant que  $A_d J_{d0} \exp\left(\frac{q V}{\eta k T}\right) \exp(-\alpha) = I_d$  et en réarrangeant une nouvelle fois les termes, on peut mettre l'expression précédente sous la forme :



$$\frac{1}{I_d} \frac{\partial I_d}{\partial T} = \frac{F_d(T) + \frac{\alpha}{T}}{1 + \alpha}$$

D'après la définition du TCC donnée par 2.45, on obtient donc :

$$TCC = \frac{F_d(T) + \frac{\alpha}{T}}{1 + \alpha} \quad (2.52)$$

L'expression 2.52 prend en compte l'effet du régime de résistance série sur le TCC et permet d'estimer sa valeur quel que soit le régime d'injection directe de la jonction PN. Nous avons alors pu simulé le TCC à partir de ce modèle analytique en utilisant un logiciel de calculs numériques type Scilab®.

### 2.2.2.3 Simulation du courant dans une diode

Pour estimer le TCC, il faut en premier lieu pouvoir calculer le courant de la diode à partir de l'équation 2.14.

On fait les hypothèses suivantes :

- Le silicium est en régime de dopage extrinsèque sur une plage de température étendue, entre 200-400 K. L'ionisation des dopants est alors complète.
- Le champ électrique est relativement faible, les porteurs de charge n'atteignent pas leur vitesse de saturation. La mobilité est le facteur de proportionnalité entre la vitesse de dérive et la norme du champ électrique.
- La mobilité des électrons et des trous, dans la région où ils sont minoritaires, est décrite par le modèle « Analytic » de [65], dont l'expression est donnée par 3.9 et expliquée dans la section 3.1.2.2.
- Les durées de vie des porteurs minoritaires,  $\tau_n$  pour les électrons et  $\tau_p$  pour les trous, ont une expression similaire. Cette durée de vie dépend de la concentration en impuretés de la région neutre considérée via la relation « consrh » décrite dans [65] avec l'ajout d'une dépendance à la température.  $\tau_n$  et  $\tau_p$  se mettent sous la forme :

$$\tau_n = \frac{\tau_{0-300K}}{1 + \frac{N_A}{5 \times 10^{16}}} \left( \frac{300}{T} \right)^{\frac{3}{2}}$$

$$\tau_p = \frac{\tau_{0-300K}}{1 + \frac{N_D}{5 \times 10^{16}}} \left( \frac{300}{T} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Pour une jonction p<sup>+</sup>-n, on considère que  $\tau_r$  est égal à  $\tau_p$ . Pour une jonction p-n<sup>+</sup>, on considère que  $\tau_r$  est égal à  $\tau_n$ .

- L'effet de la résistance série totale  $R_S$ , comme décrite par 2.5, est pris en compte dans le calcul du courant direct de la diode en utilisant la fonction W de Lambert d'ordre 0  $W_0$  [68]. Pour l'utiliser, il faut disposer de la caractéristique I-V d'une diode où la résistance série est nulle. Ensuite, il est possible de réarranger l'équation 2.50 de telle sorte à obtenir une forme du type :

$$w \exp(w) = x$$

où  $w$  est une fonction qui dépend explicitement seulement du courant  $I_d$ ,  $w = f(I_d)$ , et  $x$  est une fonction qui dépend explicitement seulement de la tension  $V$ ,  $x = f(V)$ .

La fonction  $W_0$  représente alors une solution à cette équation, telle que  $W_0(x) \exp(W_0(x)) = x$ . Le courant  $I_d$  tel que défini par l'équation 2.50 est alors calculé par l'expression :

$$I_d = \frac{\eta k T}{q R_S} W_0 \left( \frac{q R_S I_{d0}}{\eta k T} \exp \left( \frac{q V}{\eta k T} \right) \right)$$

La Figure 2.4 montre le courant calculé pour une jonction p-n<sup>+</sup> dans une couche de silicium de 50 nm d'épaisseur, pour différentes températures entre 300 et 400 K. Les paramètres de la jonction sont rappelés dans la légende.

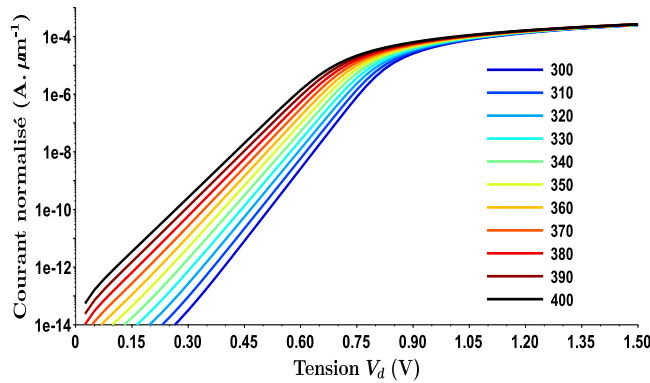


FIGURE 2.4 – Caractéristique I-V d'une jonction p-n<sup>+</sup> calculée à plusieurs températures :  $e_{Si} = 50 \text{ nm}$ ;  $N_D = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ;  $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ;  $W_p = 5 \mu\text{m}$ ;  $R_C = 100 \Omega$ ;  $\tau_{n-300\text{K}} = 1 \mu\text{s}$ .

On voit très nettement l'influence de la température sur le niveau du courant, notamment en faible injection lorsque  $V_d$  est inférieure à la tension de diffusion  $V_{bi}$  située vers 0.9 V à 300 K pour cet exemple de diode.

A partir de la simulation du courant en polarisation directe d'une diode entre 300 K et 400 K, il est possible de calculer la valeur de son TCC dans cette plage de température. Cela nous a permis de réaliser une étude du TCC en fonction des différents paramètres d'une jonction PN, comme par exemple son type (diode p-n<sup>+</sup>, p<sup>+</sup>-nou p-n) ou le fait qu'elle soit courte ou longue.

#### 2.2.2.4 Etude paramétrique sur le TCC

Le graphique 2.5 permet de quantifier l'impact de quatre paramètres définissant le TCC d'une diode à  $T = 300 \text{ K}$  : le dopage des bases N et P ( $N_A$  et  $N_D$ ), leur longueur ( $W_p$  et  $W_n$ ), la durée de vie des porteurs minoritaires ( $\tau_n$  et  $\tau_p$ ) et la résistance des contacts ( $R_C$ ).

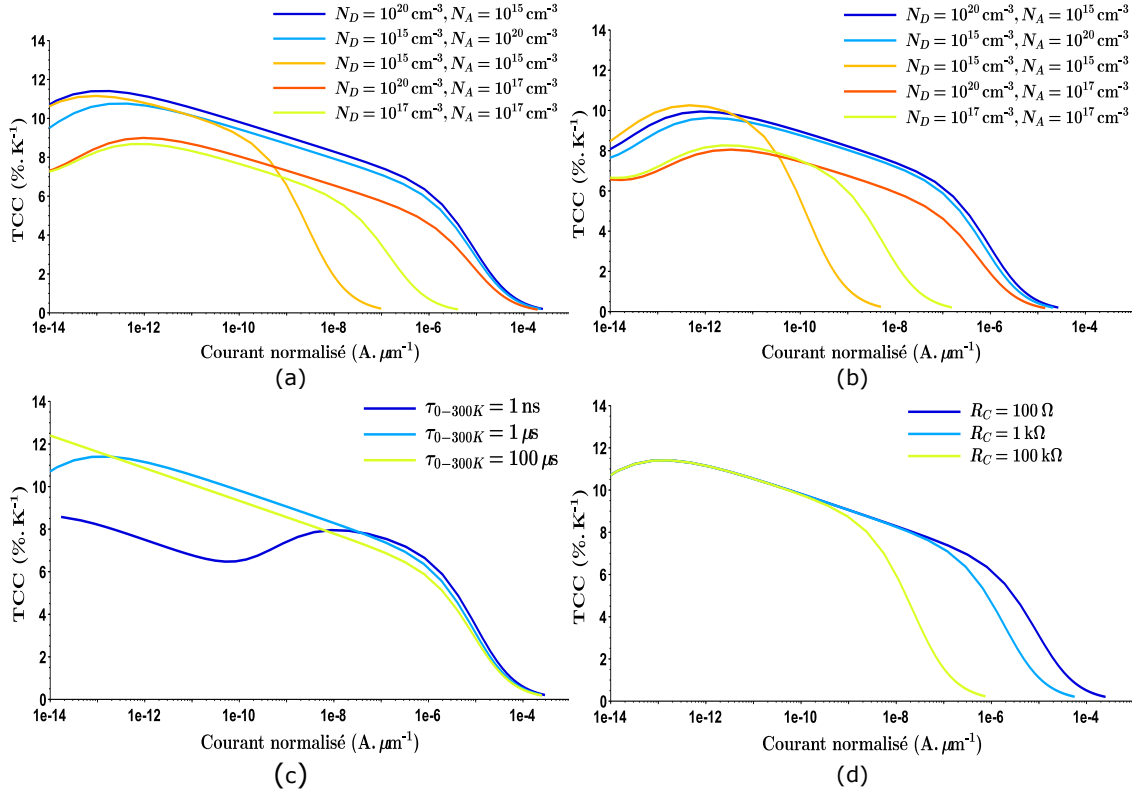


FIGURE 2.5 – TCC d’une jonction PN à  $T = 300$  K en fonction du courant normalisé pour différentes configurations. (a) TCC en fonction du dopage pour une jonction courte  $W_n = W_p = 5 \mu\text{m}$ . (b) TCC en fonction du dopage pour une jonction longue  $W_n = W_p = 100 \mu\text{m}$ . (c) TCC en fonction de  $\tau_{0-300\text{K}}$  pour une jonction courte p-n<sup>+</sup> avec  $N_A = 10^{15} \text{cm}^{-3}$  et  $N_D = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ . (d) TCC en fonction de  $R_C$  pour une jonction courte p-n<sup>+</sup> avec  $N_A = 10^{15} \text{cm}^{-3}$  et  $N_D = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ .

Plusieurs observations peuvent être formulées et interprétées avec l’éclairage de la théorie sur la sensibilité thermique d’une jonction PN, détaillée notamment dans les sections précédentes de ce chapitre.

En premier lieu, on remarque que le TCC est d’autant plus élevé que la base de la diode est faiblement dopée en régime de faible injection d’après les courbes des graphiques (a) et (b). Cela est dû au courant de diffusion qui est augmenté car  $J_{diff} \propto 1/N_{A,D}$ . De plus, cette situation diminue la valeur du courant de recombinaison  $J_{rec} \propto 1/\tau_r \propto N_{A,D}$ . Cela augmente ainsi la plage de polarisation où le régime de diffusion est dominant, avec un TCC plus élevé car  $F_{diff}(T)$  est supérieur à  $F_{rec}(T)$  lorsque  $\gamma = 1$ , d’après les expressions 2.42 et 2.44.

Deuxièmement, les jonctions asymétriques en dopage, p-n<sup>+</sup> ou p<sup>+</sup>-n, présentent un TCC élevé, supérieur à  $6\% \cdot \text{K}^{-1}$ , sur une plage de courant plus étendue que celle des jonctions de type p-n. Cette dernière observation est valable que la diode soit courte, situation du graphique (a), ou longue, situation du graphique (b). Sur le graphique (a), même pour des zones courtes de  $5 \mu\text{m}$  de long, la plage de courant sur laquelle le TCC reste élevé est augmentée de 2 à 3 décades par rapport à une jonction PN avec des dopages similaires des deux côtés. L’avantage d’une jonction asymétrique, n<sup>+</sup>-p ou p<sup>+</sup>-n, est donc de limiter considérablement la résistance série due aux régions neutres, grâce à une injection de porteurs minoritaires beaucoup plus importante.

Cependant, une diode p-n<sup>+</sup> ou p<sup>+</sup>-n avec une base longue de  $100 \mu\text{m}$  provoque quand même la chute du TCC pour un courant 10 fois plus faible qu’avec une base de  $5 \mu\text{m}$  de long, en comparant ces courbes sur les graphiques (a) et (b). Cette observation est expliquée par la résistance série de la base qui augmente avec sa longueur.

L’autre avantage notable d’une jonction courte est une augmentation globale du TCC en

régime de diffusion car  $J_{diff} \propto 1/W_{n,p}$ , contrairement à une jonction longue où il est uniquement déterminé par la mobilité et la durée de vie des porteurs minoritaires.

Lorsque la durée de vie des porteurs minoritaires diminue, cela entraîne une diminution du TCC en régime de très faible injection, pour des courants entre  $10^{-14}$  et  $10^{-10}$   $A.\mu m^{-1}$  d'après le graphique (c). Cela est dû à la réponse thermique plus faible de la diode lorsque son courant est déterminé par la recombinaison des porteurs (équation 2.44) au lieu de leur diffusion (équation 2.42). Lorsque  $V_d$  augmente, la part du courant de recombinaison diminue au profit du courant de diffusion, dont la réponse thermique en courant est meilleure d'après l'équation 2.46. En régime de diffusion, le TCC est comparable quelle que soit la durée de vie car le courant de diffusion est moins sensible à ce paramètre que le courant de recombinaison.

On peut néanmoins noter une légère diminution du TCC en régime de diffusion avec une valeur de  $\tau_{0-300K}$  de 100  $\mu s$  par rapport à 1  $\mu s$  pour des courants entre  $10^{-12}$  et  $10^{-6}$   $A.\mu m^{-1}$  et aussi par rapport à 1 ns pour des courants entre  $10^{-8}$  et  $10^{-6}$   $A.\mu m^{-1}$ . Cette situation est logique : le courant total qui s'établit alors dans la jonction, pour une polarisation  $V_d$  donnée, est plus faible car  $J_{rec}$  diminue tellement que  $J_d$  tend vers un courant de diffusion.

Enfin, lorsque la résistance des contacts augmente, cela entraîne une baisse du TCC à plus faible courant de polarisation. Lorsque  $R_C$  est égale à 100  $\Omega$ , le TCC commence à diminuer à partir d'un courant de  $10^{-6}$   $A.\mu m^{-1}$  alors qu'avec  $R_C$  égale à 100 k $\Omega$  la baisse est amorcée pour un courant inférieur à  $10^{-8}$   $A.\mu m^{-1}$ . La sensibilité thermique de la diode diminue quand sa résistance dynamique devient comparable à  $R_C$ , dont la valeur est indépendante de la température. Ainsi, plus  $R_C$  est élevée, plus la plage de courant utilisable en faible injection est réduite.

A température ambiante, la configuration de type p-i-n ( $p^+$ -p- $n^+$  ou  $p^+$ -n- $n^+$ ) avec une base courte et faiblement dopée apparaît donc comme un compromis intéressant pour profiter d'une valeur élevée de TCC en régime de diffusion sur la plage de courant la plus étendue possible. Dans le cas d'un substrat SOI de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur, cela permettra de créer une diode latérale possédant cette configuration.

A 300 K, un TCC supérieur à 6  $\%.K^{-1}$  semble tout à fait atteignable avec une diode de type p-i-n, sur une large plage de 5 décades de courant, entre  $10^{-12}$  et  $10^{-7}$   $A.\mu m^{-1}$ . Cette valeur de TCC peut d'ailleurs être comparée au Coefficient de Température en Résistance (TCR) des thermistors semiconducteurs utilisés classiquement en bolométrie infrarouge. La comparaison est possible avec le thermistor car le TCC peut être considéré comme l'opposé du TCR. Un TCR typique se situe entre 1 – 4  $\%.K^{-1}$  [69]. Une diode p-i-n sur SOI permettrait donc d'offrir en principe une responsivité thermique relative plus élevée à 300 K.

Comme déjà mentionné dans l'introduction de ce chapitre, le bruit généré par la jonction PN est aussi un paramètre important à étudier, à l'instar du TCC et de la réponse thermique, dans la perspective de déterminer la résolution thermique théorique d'une diode silicium.

## 2.3 Le bruit dans une jonction PN silicium

Pour l'étude du bruit dans une diode silicium, il est possible de s'appuyer sur l'important volume de connaissances accumulées au cours des dernières décennies sur le silicium cristallin, un des semi-conducteurs les plus étudiés jusqu'à maintenant. Les nouvelles problématiques et opportunités soulevées par l'utilisation du SOI continuent d'alimenter, encore aujourd'hui, une recherche active sur la caractérisation et la compréhension des mécanismes à l'origine du bruit. Dans notre cas, il s'agit de comprendre les mécanismes qui le régissent dans le cas d'une diode latérale p-i-n.

Dans le cas d'un thermomètre pour micro-bolomètre THz, le temps de réponse thermique est relativement long, de l'ordre de la dizaine de millisecondes [46]. C'est pourquoi le traitement du signal électrique s'effectue communément au moyen d'un circuit de lecture avec une fréquence de coupure basse. La sensibilité du thermomètre est donc limitée par le bruit basse fréquence. Par conséquent, déterminer les différents processus physiques générateurs de bruit dans une jonction PN silicium et estimer leur contribution est primordial.

Quelques rappels généraux de statistiques pour introduire la variance d'un signal aléatoire, sa densité spectrale de puissance et sa valeur rms, en prenant l'exemple du courant de bruit, sont disponibles en annexe 6.1.3.

### 2.3.1 Les différentes sources de bruit dans une diode

Quatre types de bruit fondamentaux peuvent se superposer de manière indépendante dans un dispositif à jonction PN.

#### 2.3.1.1 Bruit de Johnson

Le bruit de Johnson est aussi appelé bruit thermique. Son existence est liée à la résistivité électrique du matériau. Les porteurs de charge libres échangent en permanence de l'énergie avec les phonons, représentant les vibrations du réseau atomique. Même si le vecteur vitesse moyen d'un très grand nombre de porteurs de charge est nul en l'absence de tout champ électrique extérieur appliqué, l'énergie cinétique de chaque porteur ne l'est pas.

Pour les températures considérées, les porteurs sont thermalisés au sein du réseau cristallin. Cette vitesse thermique fluctue au cours du temps pendant le mouvement brownien des porteurs.

Un bruit blanc est généré par ce phénomène. Il est caractérisé par une DSP  $S_{i-th}$  indépendante de la fréquence et égale à :

$$S_{i-th} = \frac{4kT}{R} \quad (2.53)$$

$R$  est la résistance électrique. Le bruit thermique constitue le bruit minimal qu'on pourra trouver dans n'importe quel dispositif résistif en l'absence de champ électrique. Des démonstrations de 2.53 sont détaillées dans [70, 61].

Pour la jonction PN, ce type de bruit sera uniquement significatif dans le régime ohmique de très forte injection. La résistance considérée sera alors la résistance série  $R_S$  de la diode.

#### 2.3.1.2 Bruit de Schottky

Le bruit de Schottky est aussi appelé bruit de grenaille. Ce bruit est issu du passage d'un nombre conséquent de porteurs de charge à travers une barrière de potentiel.

Lorsqu'un champ électrique est appliqué, la vitesse moyenne de déplacement des porteurs n'est plus nulle. Le flux de porteurs discrets, accélérés selon la direction du champ électrique, crée un courant  $I(t)$ . Le nombre moyen de porteurs  $\bar{N}$  traversant la barrière dans un laps de temps défini  $\Delta t$  est égal à  $\frac{I}{q}\Delta t$ . Le nombre de porteurs de charge par unité de temps  $N(t)$  suit donc une loi statistique de Poisson et vérifie  $Var(N(t)) = \bar{N}$ .

En considérant une bande passante d'intégration du signal  $\Delta f$  égale environ à  $\frac{1}{2\Delta t}$ , la DSP du bruit de Schottky vaut :

$$S_{i-sh} = 2q\bar{I} \quad (2.54)$$

Le bruit de Schottky est donc également un bruit blanc, tout du moins à basses fréquences. Il constitue le bruit élémentaire dans une jonction semiconductrice polarisée, quel que soit le régime de conduction.

L'expression 2.54 est valable à basses fréquences quels que soient la polarisation et le type de diode, comme le démontre Pellegrini [71]. Néanmoins, certaines études affirment au contraire que la valeur du bruit de Schottky peut être modifiée dans certains cas, comme cela est précisé en annexe 6.1.4.

### 2.3.1.3 Bruit de Génération-Recombinaison (G-R)

Le bruit de génération-recombinaison (G-R) est causé par les processus de capture et d'émission de porteurs par des pièges avec une énergie dans la bande interdite du semiconducteur, comme le mécanisme SRH [72].

Il semble assez intuitif qu'une fluctuation  $\Delta N$  du nombre de porteurs  $N$  à cause des phénomènes de G-R au cours du temps puisse entraîner une fluctuation dans la conductance et donc une fluctuation du courant  $I$  traversant le dispositif. On peut exprimer ce lien à travers les équivalences [73] :

$$\frac{S_R}{R^2} = \frac{S_I}{I^2} = \frac{S_N}{N^2} = \frac{\overline{(\Delta N)^2}}{N^2} \quad (2.55)$$

où  $R$  désigne la résistance électrique aux bornes du dipôle et  $N$  le nombre de porteurs majoritaires, électrons ou trous, impliqué dans la conduction.

En considérant un groupe de pièges avec une seule énergie  $E_t$  définie,  $S_N$  est modélisée par une fonction Lorentzienne [73, 72] :

$$S_N = \frac{4\tau\bar{N}^2}{1 + (2\pi\tau)^2 f^2} \quad (2.56)$$

où  $\tau_t$  désigne le temps de relaxation caractéristique du piège d'énergie  $E_t$ , soit  $\tau_t = \tau_r$ .

Dans le cas décrit par 2.56, le spectre est plat à basse fréquence et présente une fréquence de coupure pour  $f = \frac{1}{\tau_t}$ , à partir de laquelle sa dépendance est en  $f^{-2}$ . Ce type de signature semble donc facilement identifiable.

### 2.3.1.4 Bruit 1/f

Le bruit de scintillation, plus communément désigné par le terme de bruit 1/f, est un bruit en excès qui est la plupart du temps dominant à basse fréquence. Il est caractérisé par une DSP de bruit  $S_{i-1/f}$  qui varie en  $f^{-\beta}$  avec  $\beta$  proche de 1.

On définit souvent la fréquence coin  $f_c$ , afin de caractériser la fréquence en-dessous de laquelle la DSP de bruit 1/f est supérieure à la DSP provenant des autres sources de bruit. Pour une résistance,  $f_c$  est la fréquence pour laquelle  $S_{i-1/f}$  est égale à  $S_{i-th}$  donnée par 2.53, alors que pour une diode, cela arrive quand  $S_{i-1/f}$  est similaire à  $S_{i-sh}$  donnée par 2.54.

La compréhension et l'estimation de ce type de bruit sont donc primordiales pour accéder à la résolution thermique d'une diode p-i-n. Les origines de ce bruit sont diverses et ne font pas encore totalement consensus. Néanmoins, plusieurs modèles ont été développés et validés par une corrélation satisfaisante avec l'expérience.

Le modèle de Hooge postule que le bruit 1/f dans un matériau semiconducteur homogène peut se décrire par :

$$S_{i-1/f}(f) = \frac{\alpha_H \bar{I}^\delta}{N f^\beta} \quad (2.57)$$

où  $\alpha_H$  est sans dimension et est désignée par les termes « constante de Hooge » ou « paramètre de Hooge ».  $N$  est le nombre total de porteurs de charge mobiles impliqués dans la conduction, électrons ou trous.  $(\delta, \beta)$  sont des exposants réels indiquant la dépendance de  $S_{i-1/f}$  au courant et à la fréquence respectivement.

Dans la théorie de Hooge,  $\delta = 2$  et  $\beta = 1$  comme valeurs nominales. D'ailleurs, ce modèle est censé décrire le bruit 1/f de n'importe quel matériau résistif homogène, métallique ou semiconducteur. L'équivalence 2.58 s'applique alors :

$$\frac{S_{i-1/f}}{\bar{I}^2} = \frac{S_{v-1/f}}{\bar{V}^2} = \frac{S_{R-1/f}}{R^2} = \frac{S_{\mu-1/f}}{\bar{\mu}^2} \quad (2.58)$$

où  $V$  désigne la tension aux bornes du dipôle,  $R$  sa résistance électrique et  $\mu$  la mobilité des porteurs de charge majoritaires, électrons ou trous.

D'après la théorie de Hooge, ce spectre particulier du bruit est intrinsèquement lié à la fluctuation de la mobilité des porteurs de charge. Pour une conduction dans le volume du matériau, cette théorie est reconnue comme étant celle qui explique le mieux les multiples résultats expérimentaux, quel que soit le semiconducteur étudié [73].

Le paramètre de Hooge  $\alpha_H$  peut être décomposé en deux termes suivant l'expression 2.59 d'après les travaux menés par Hooge [73] :

$$\alpha_H = \left( \frac{\mu}{\mu_{latt}} \right)^2 \alpha_{latt} + \left( \frac{\mu}{\mu_{imp}} \right)^2 \alpha_{imp} \quad (2.59)$$

où la mobilité globale  $\mu$  des porteurs est donnée par une règle de Matthiessen, telle que  $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{latt}} + \frac{1}{\mu_{imp}}$  et où  $\alpha_{latt}$ <sup>4</sup> désigne la constante de Hooge du réseau et  $\mu_{latt}$  est le terme de mobilité lié au réseau cristallin, dont la valeur dépend uniquement des interactions électron-phonon / trou-phonon, donc de la température du matériau.  $(\alpha_{imp}, \mu_{imp})$  sont quant à eux liés à l'effet des impuretés ionisées sur la mobilité, les interactions électron-ion / trou-ion. Un complément sur l'interprétation de l'expression 2.59 est donné en annexe 6.1.5.

Un deuxième modèle est très utilisé car il décrit correctement le bruit 1/f généré dans les transistors MOS en régime d'inversion en fonction du courant de drain. Ce modèle, développé par McWorther, s'appuie sur un phénomène de piégeage / dépiégeage de porteurs libres à l'interface oxyde/silicium favorisé par l'application du champ électrique entre la grille et la source [74].

Le spectre 1/f obtenu peut être envisagé comme la superposition de spectres de bruit de G-R avec une multitude de temps caractéristiques  $\tau$ , dont chaque DSP  $S_N$  est donnée par 2.56. Ces G-R sont provoquées par des pièges « lents » présents dans l'oxyde de grille, en considérant que le remplissage/libération de chaque piège se fait de manière indépendante par effet tunnel. Ce modèle fait l'hypothèse d'une distribution spatiale homogène des pièges dans l'épaisseur de l'oxyde de grille d'après l'explication donnée par Hooge dans un des chapitres de l'ouvrage [74]. La portée de cet effet tunnel décroît de manière exponentielle avec l'augmentation de la distance entre les pièges et l'interface silicium/oxyde, par rapport à une distance caractéristique  $\lambda$  de pénétration dans l'oxyde, aussi désignée sous le terme de « longueur de Coulomb » dont la valeur typique est de 0.1 nm [74].

4. « latt » vient du mot anglais lattice qui désigne le réseau atomique cristallin d'un matériau.

Comme ce modèle s'appuie principalement sur l'effet du champ électrique entre la grille et la source, transverse aux interfaces oxyde/silicium, il semble peu probable qu'il s'applique au bruit dans la jonction p-i-n latérale sur SOI que nous étudions, dont le champ électrique favorisant la conduction en direct est parallèle aux interfaces oxyde/silicium.

Dans la suite de l'étude sur le bruit des jonctions p-i-n, nous allons donc principalement nous référer au modèle de Hooge. Un complément théorique sur les modèles de Hooge et de McWerther est disponible en annexe 6.1.5.

## 2.3.2 Le bruit 1/f dans les différents régimes de conduction de la diode

Dans la partie 2.1, quatre régimes d'injection différents ont été identifiés pour une jonction PN. Les expressions du bruit en 1/f pour ces régimes sont détaillées ci-après pour une diode courte de type p-i-n, qui semble la plus intéressante pour réaliser un thermomètre. Elles sont données pour une diode p-n<sup>+</sup> à titre d'exemple, mais sont facilement transposables à une diode courte p<sup>+</sup>-n.

Pour une diode, d'après [72], la quantité de porteurs  $N$  impliqués dans la conduction dans l'expression 2.57 peut se mettre sous la forme :

$$N = \frac{|I_d| \tau_{eff}}{q} \quad (2.60)$$

où  $\tau_{eff}$  représente la durée de vie effective des porteurs minoritaires et sa valeur dépend du régime de conduction considéré.

### 2.3.2.1 Le bruit en régime bloqué

Dans une diode polarisée en inverse, le courant dû à la génération de porteurs dans la ZCE, lié aux pièges dans le silicium, est souvent important par rapport au courant de diffusion. Dans ce cas, la densité de courant inverse est donc équivalente à l'expression 2.13 de  $J_{gen}$ . Il s'établit alors un bruit 1/f de G-R des porteurs dans la zone déplétée. La résistance dynamique de la diode dans ce régime est très élevée. Les résistances des régions neutres et des contacts sont négligeables en polarisation inverse.

Van der Ziel et Handel avancent une expression théorique pour ce bruit sans toutefois confronter la valeur théorique avancée à des résultats expérimentaux [75]. Leur raisonnement s'appuie sur la théorie quantique du bruit 1/f développée par Handel appliquée aux mécanismes SRH de génération-recombinaison dans la zone de déplétion, en considérant que la capture/émission d'un électron ou d'un trou sont deux événements indépendants :

$$S_{i-1/f} \simeq \frac{qA_d |J_{gen}| \alpha_{H-gr}}{\tau_g f} \quad (2.61)$$

où  $\tau_{eff} = \tau_g$  et  $\alpha_{H-gr}$  est donnée par :

$$\alpha_{H-gr} = \frac{4\alpha_0}{3\pi c^2} \frac{2q(V_{bi} - V_d) + 6kT}{\left[\sqrt{m_n^*} + \sqrt{m_p^*}\right]^2}$$

où  $\alpha_{H-gr}$  désigne le paramètre de Hooge en régime de G-R,  $m_n^*$  désigne la masse effective des électrons et  $m_p^*$  celle des trous.

En régime bloqué, la fréquence coin de la DSP est égale à  $f_c = \frac{\alpha_{H-gr}}{2\tau_g}$ .



### 2.3.2.2 Le bruit en faible injection

Lorsque le courant  $I_d$  est dominé par la recombinaison des porteurs avec une densité similaire à  $J_{rec}$ , donnée par 2.15, le bruit est aussi généré par des mécanismes de G-R type SRH dans la zone de déplétion. Il est alors analogue à celui du régime bloqué. Dans ce cas, la génération est remplacée par la recombinaison avec les notations suivantes :

$$S_{i-1/f} \simeq \frac{qA_d |J_{rec}| \alpha_{H-gr}}{2\tau_r f} \quad (2.62)$$

où  $\tau_{eff} = 2\tau_r$ .

En régime de recombinaison, la fréquence coin est égale à  $f_c = \frac{\alpha_{H-gr}}{4\tau_r}$ .

Kleinpenning propose un calcul légèrement différent [76]. Il obtient une expression très proche de 2.62 avec une valeur de  $\tau_{eff}$  différente et égale à  $\frac{3}{2}\tau_r$ . Pour Kleinpenning, la valeur de  $\alpha_H$  à prendre en compte est aussi différente. Elle doit être celle issue de la théorie de Hooge  $\alpha_H = f(\mu, \alpha_{latt})$  et non  $\alpha_{H-gr}$ . Il évoque  $\alpha_H = 10^{-3}$ , ce qui correspond à une valeur plausible à 300 K pour  $\alpha_{latt}$  [76]. La fréquence coin est alors donnée par  $f_c = \frac{\alpha_H}{3\tau_r}$ .

En faible injection, le courant  $I_d$  peut aussi être majoritairement déterminé par la diffusion des porteurs, avec une densité similaire à celle de l'équation 2.30. En pratique, ce régime apparaît quand  $V_d$  augmente, à mesure que la  $W_{ZCE}$  diminue avec le courant de recombinaison. Pour rappel, dans ce régime,  $V_d$  reste inférieure à  $V_{bi}$ .

Une expression théorique de  $S_{i-1/f}$  a été proposée par Van Der Ziel et Handel [75] :

$$S_{i-1/f} = \frac{qI_d \alpha_{Hn-d}}{\tau_{d-n} f} \quad (2.63)$$

où  $\tau_{eff}$  est égal à la durée de diffusion des électrons  $\tau_{d-n}$  dans la base courte de la diode p-n<sup>+</sup>. Ce temps caractéristique de diffusion est donné par :

$$\tau_{d-n} = \frac{W_p^2}{2D_n}$$

où  $W_p$  est la longueur de la base de type p et  $D_n$  est le coefficient de diffusion d'un électron.

Dans l'expression 2.63,  $\alpha_{Hn-d}$  est donnée par :

$$\alpha_{Hn-d} = \frac{4\alpha_0}{3\pi} \frac{2q(V_{bi} - V_d)}{m_n^* c^2} \quad (2.64)$$

où  $\alpha_0$  désigne la constante de structure fine.

Dans ce régime de diffusion, la fréquence coin est égale à  $f_c = \frac{\alpha_{Hn-d}}{2\tau_{d-n}}$ .

Bien que l'expression 2.63 soit adaptée à une diode courte, on peut noter qu'elle est facilement adaptable à une diode longue, uniquement en remplaçant la valeur de la durée de vie effective des électrons par leur durée de vie avant recombinaison  $\tau_n$ .

Une autre expression théorique de  $S_{i-1/f}$ , spécifique aux diodes courtes, a été proposée par Van Der Ziel et Kleinpenning [72] :

$$S_{i-1/f} = \frac{qI_d \alpha_H}{2\tau_{d-n} f} \ln \left( \frac{n(0)}{n(W_p)} \right) \quad (2.65)$$

La fréquence coin est ici égale à  $f_c = \frac{\alpha_H}{4\tau_{d-n}} \ln \left( \frac{n(0)}{n(W_p)} \right)$ .

La particularité de l'expression 2.65 est d'introduire la concentration en électrons  $n$  aux deux extrémités de la base p sur sa longueur, à savoir au niveau de la jonction PN  $n(0)$  et au

niveau de l'interface p-p<sup>+</sup>  $n(W_p)$ . Cette interface est considérée comme un contact parfaitement recombinant. La durée de vie effective est identique à celle de l'équation 2.63. La valeur de  $\alpha_H$  est soit égale à l'équation 2.64, soit constante et égale à  $10^{-3}$ , ce qui correspond à une valeur plausible à 300 K pour  $\alpha_{lat}$  d'après [76], comme déjà mentionné précédemment.

D'après l'expression 2.65, il semble plus favorable de choisir une base dopée N plutôt qu'une base dopée P, pour une longueur et une concentration en dopants données, car  $D_p$  sera toujours inférieur à  $D_n$ .

En outre, réduire  $W_p$  entraîne une diminution de  $\tau_{d-n}$  et conduit donc à une augmentation de  $S_{i-1/f}$ . D'après ces expressions, une base trop courte est une configuration défavorable pour limiter l'excès de bruit  $1/f$ .

### 2.3.2.3 Le bruit en forte injection

Le régime de forte injection fait la transition entre le régime de diffusion et le régime résistif de la diode. Il est décrit dans la section 2.1.5.3. Pour ce régime, Van Der Ziel et Handel n'ont pas introduit une nouvelle expression par rapport à 2.63. En revanche, Kleinpenning apporte une modification, en doublant la DSP de bruit en courant par rapport à l'expression 2.65 :

$$S_{i-1/f} = \frac{qI_d\alpha_H}{\tau_{d-n}f} \ln\left(\frac{n(0)}{n(W_p)}\right) \quad (2.66)$$

Dans ce cas, la fréquence coin est aussi doublée par rapport au régime de faible injection.

### 2.3.2.4 Le bruit en régime de résistance série

La région  $p$  devient un milieu homogène sur la distance  $W_p$  et la diode se comporte comme une résistance. Des précisions concernant le régime de résistance série sont présentes dans la section 2.1.5.4.

En considérant une source de bruit en courant associée à la partie résistive en silicium  $R_{S-Si}$  et une autre pour la résistance des contacts  $R_C$ , il est possible de décomposer  $S_{i-1/f}$  en utilisant le théorème de superposition de sources de bruit indépendantes, en se rappelant que  $R_S$  est égale à l'addition de ces deux résistances :

$$S_{i-1/f} = \left(\frac{R_{S-Si}}{R_S}\right)^2 S_{i_{R_{S-Si}}-1/f} + \left(\frac{R_C}{R_S}\right)^2 S_{i_{R_C}-1/f} \quad (2.67)$$

avec

$$S_{i_{R_{S-Si}}-1/f} = \frac{I_d^2\alpha_H}{fnA_dW_p}$$

où  $n$  désigne la concentration volumique de porteurs libres dans le volume de la région  $p$ . Dans cette expression,  $\alpha_H$  est le paramètre de Hooze pour le silicium résistif. Il pourrait être égal à  $10^{-3}$  à 300 K d'après [76].

En ce qui concerne le bruit dû aux contacts, la DSP  $S_{i_{R_C}-1/f}$  pourrait être exprimée par :

$$S_{i_{R_C}-1/f} = \frac{K_{1/f}I_d^2}{f}$$

où  $K_{1/f}$  est le coefficient de bruit  $1/f$  des résistances de contact de la diode.

Dans ce régime purement résistif,  $S_{i-1/f}$  est proportionnel à  $I_d^2$  et suit l'équation canonique de Hooze [73]. Le seuil minimal de bruit sera alors le bruit de Johnson de la résistance série  $R_S$ .

### 2.3.3 Discussion sur le bruit dans les jonctions p-i-n

L'objectif de cette section est de mettre en perspective la théorie sur le bruit dans les jonctions p-i-n présentée jusqu'à maintenant par rapport à des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

D'après l'étude expérimentale et théorique de Kleinpenning à 293 K sur les jonctions asymétriques en fonction de la longueur de la région la moins dopée, la géométrie la plus favorable pour le bruit est une région d'injection avec une longueur limitée [76].

La configuration p<sup>+</sup>-n avec une base dont la longueur  $W_n$  est comparable à la longueur de diffusion des trous  $L_p$ , avec  $N_D = 1.3 \times 10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$  et  $\tau_p \sim 15 \text{ } \mu\text{s}$ , conduit à  $S_i/I_d^2 \sim 10^{-12} \text{ Hz}^{-1}$  pour  $f = 1 \text{ Hz}$  en faible injection, avec une fréquence coin  $f_c$  inférieure à 100 Hz. Ici,  $S_i$  est l'addition de la DSP de bruit de Schottky ( $S_{i-sh}$ ) et de la DSP de bruit 1/f ( $S_{i-1/f}$ ) en faible injection.

D'après les expressions précédentes,  $S_i$  et  $f_c$  dépendent uniquement du courant et de la durée de vie effective des porteurs minoritaires. Le fait que la diode mesurée (rayon de 892  $\mu\text{m}$  et  $W_n = 200 \mu\text{m}$ ) présente un volume environ 7 ordres de grandeur plus grand que celui de la diode envisagée dans cette thèse ( $e_{SOI} = 0.05 \mu\text{m}$ ;  $W = 100 \mu\text{m}$ ;  $W_{p/n} = 5 \mu\text{m}$ ) ne devrait pas modifier le niveau de bruit normalisé  $S_i/I_d^2$  en faible injection. Le seul régime où la composante en 1/f  $S_{i-1/f}$  peut être inversement proportionnelle au volume de conduction, assimilable à  $A_d W_{p/n}$ , est le régime de résistance série.

Le résultat obtenu par Kleinpenning est intéressant et démontre l'inutilité d'une diode trop longue pour diminuer le bruit 1/f. En effet, la distance comprise entre  $W_{n,p}$  et  $L_{p,n}$  ajoute une région neutre participant uniquement au bruit en tant que résistance.

En revanche, comme aucun résultat expérimental sur les diodes courtes avec  $W_{n,p} \ll L_{p,n}$  n'est présenté dans cet article, il est impossible de conclure sur la valeur du bruit dans ce type de diodes. En analysant les formules 2.63 et 2.65 valables en régime de diffusion, il apparaît que la DSP  $S_{i-1/f}$  doit être inversement proportionnelle à  $W_{n,p}^3$ . En effet, le courant  $I_d$  est dans ce cas inversement proportionnel à la longueur de la base et la durée de diffusion des porteurs  $\tau_{d-n,p}$  est quant à elle proportionnelle au carré de la longueur de la base. Une jonction trop courte conduirait donc théoriquement aussi à une augmentation de l'excès de bruit 1/f.

Le cas limite serait une longueur de base, telle que  $n(0) = n(W_p)$  ou  $p(0) = p(W_n)$ . La diode est toujours présente car le niveau d'injection des porteurs minoritaires est toujours progressif et dépend de la valeur de  $V_d$ . Cependant, les concentrations des porteurs minoritaires et des porteurs majoritaires, bien que différentes, sont constantes spatialement dans la base. Le volume de cette dernière pourrait alors être considéré comme un milieu homogène. Cela devrait conduire à une DSP de bruit 1/f ( $S_{i-1/f}$ ) dont la valeur serait proportionnelle à  $I_d^2$ , à l'instar du régime de résistance série. Des mesures de bruit publiées en 2018 sur une jonction p-i-n latérale réalisée dans un SOI, avec  $L_i = 0.56 \mu\text{m}$  ( $\equiv W_{n,p}$ ) et plusieurs valeurs de largeur  $W$ , semble confirmer cette interprétation [51].

## Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter le fonctionnement de la jonction PN silicium à température ambiante. Une première partie a présenté les différents régimes de conduction d'une diode silicium en fonction de la valeur de la tension de polarisation appliquée à ses bornes. Une expression analytique de la densité de courant a été donnée pour chaque régime.

Ensuite, des expressions analytiques des paramètres déterminant la caractéristique courant-tension d'une jonction PN, avec le terme de température explicite, ont été présentées. La réponse

thermique de la diode a pu ainsi être estimée. La réponse thermique en courant en régime de polarisation directe a semblé être la plus pertinente à exploiter dans le cadre d'un thermomètre. Des expressions analytiques de cette réponse thermique en courant ont été proposées, ainsi que celle du coefficient de température en courant (TCC) qui est sa version normalisée. Son analyse a montré qu'un courant de diode déterminé par la diffusion des porteurs permettait d'obtenir les valeurs de TCC les plus intéressantes. On cherchera donc à induire le moins de défauts possibles dans le cristal de silicium et aux interfaces entre le silicium et ses couches de passivation au cours du processus de fabrication de la diode, car ces défauts constituent autant de centres de génération-recombinaison pour les porteurs minoritaires injectés.

D'après les résultats de l'étude sur la sensibilité thermique, il est préférable de choisir une diode silicium courte et asymétrique, de type p-i-n. Cela permet d'assurer une valeur élevée de TCC sur une plage de courant étendue car la résistance série est faible pour cette configuration et le régime de faible injection est repoussé à plus fort courant. Pour une densité linéique de courant de  $10 \text{ pA} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ , avec un film SOI de 50 nm d'épaisseur, une longueur de base  $W_{n,p}$  de  $5 \mu\text{m}$  et une résistance de contacts  $R_C$  égale à  $100 \Omega$ , le TCC pourrait approcher  $10 \%. \text{K}^{-1}$  à température ambiante.

Dans un deuxième temps, le bruit basse fréquence des jonctions PN silicium a été décrit comme l'addition d'un seuil de bruit blanc associé à un excès de bruit  $1/f$ . Pour le régime de faible injection, le bruit de Schottky constitue le bruit blanc minimal. L'excès de bruit  $1/f$  dépend aussi du régime de conduction. Des expressions analytiques de la densité spectrale de puissance de bruit  $1/f$  en courant ont été proposées dans chaque régime pour une diode courte p<sup>+</sup>-n. Des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature sur les jonctions p-i-n en silicium ont été analysés avec l'éclairage fourni par ces expressions.

Au final, il semble qu'un compromis doit être trouvé sur la longueur de la base  $W_{n,p}$  en fonction de la durée de vie effective des porteurs minoritaires. Il faudrait disposer d'une diode p-i-n courte pour limiter la résistance série due au silicium et ainsi profiter d'un régime de diffusion sur une plage de courant étendue, où le TCC est élevé et le bruit  $1/f$  faible. Néanmoins, la diode devrait être suffisamment longue pour ne pas induire une augmentation trop importante du bruit  $1/f$ , qui pourrait être préjudiciable à sa résolution thermique.

L'analyse et les exemples présentés dans ce chapitre concernaient un fonctionnement à température ambiante. Comme mentionné dans la section 2.2, plusieurs paramètres déterminant le transport des électrons et des trous dans le silicium et à l'origine de la sensibilité thermique de la diode sont fortement dépendants de la température. Faire varier la température de fonctionnement de la diode pourrait modifier sa sensibilité thermique. Le chapitre suivant se propose donc d'explorer les propriétés du silicium en régime cryogénique entre 80 K et 300 K, la sensibilité thermique résultante de la jonction PN sur cette plage de température ainsi que son bruit basse fréquence.



---

# Chapitre 3

## La jonction PN latérale en régime cryogénique

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>60</b>
<b>3.1 Le silicium en régime cryogénique</b> . . . . .	<b>60</b>
3.1.1 L'ionisation partielle des dopants . . . . .	61
3.1.1.1 Niveau d'énergie des dopants . . . . .	61
3.1.1.2 Détermination de la quantité de dopants ionisés . . . . .	62
3.1.2 Mobilité des porteurs . . . . .	64
3.1.2.1 Dépendance de la mobilité au champ électrique . . . . .	64
3.1.2.2 Les modèles de mobilité en faible champ . . . . .	66
3.1.2.3 Comparaison des modèles de mobilité . . . . .	70
3.1.3 Longueur de diffusion des porteurs minoritaires . . . . .	71
3.1.3.1 Mécanismes de recombinaison dans la jonction PN . . . . .	71
3.1.3.2 Durée de vie des porteurs minoritaires en régime cryogénique . . . . .	73
3.1.3.3 Evaluation des longueurs de diffusion et limitations du modèle en faible injection . . . . .	74
3.1.4 Influence des interfaces oxyde/silicium . . . . .	75
3.1.4.1 Vitesses de recombinaison de surface et durée de vie effective . . . . .	75
3.1.4.2 Application à la jonction PN latérale . . . . .	76
<b>3.2 Simulations électro-thermiques 2D</b> . . . . .	<b>77</b>
3.2.1 Problématique et définition de la structure . . . . .	78
3.2.1.1 La simulation TCAD du silicium en régime cryogénique . . . . .	78
3.2.1.2 Structure de diode latérale simulée dans ATLAS . . . . .	82
3.2.2 Simulations du TCC en régime cryogénique . . . . .	82
3.2.2.1 Calcul du TCC . . . . .	82
3.2.2.2 Influence de la durée de vie des porteurs minoritaires sur le TCC . . . . .	85
3.2.2.3 Influence du dopage de la base sur le TCC . . . . .	86
3.2.2.4 Influence de la longueur $L_1$ de la base sur le TCC . . . . .	87
3.2.3 Résolution thermique théorique d'une diode p-i-n en régime cryogénique . . . . .	87
3.2.3.1 Estimation de la réponse thermique $R_T$ . . . . .	88
3.2.3.2 Modélisation théorique du bruit basse fréquence . . . . .	89
3.2.3.3 Evaluation de la résolution thermique . . . . .	91

## Introduction

Le chapitre précédent a permis d'établir les relations régissant la sensibilité thermique d'une jonction PN latérale à 300 K, en fonction de son régime de conduction. Certaines propriétés fondamentales du semiconducteur étudié en sont à l'origine et apparaissent régulièrement dans les équations, comme la concentration en porteurs mobiles intrinsèques  $n_i$ , la mobilité des électrons ou des trous  $\mu_{n,p}$  et leur durée de vie  $\tau_{n,p}$ .

L'expression du TCC dans une diode en faible injection, modélisé par 2.49, montre qu'il est inversement proportionnel à la température et à son carré. De plus, au numérateur de l'expression, seule l'énergie de bande interdite du silicium  $E_G$  dépend de la température et augmente lorsque celle-ci diminue. La sensibilité thermique de la diode est donc censée augmenter lors d'un refroidissement et nous souhaitons exploiter cette propriété.

Dans ce cadre, l'exploration des caractéristiques thermométriques d'une jonction p-i-n latérale sous un refroidissement modéré paraît pertinente. Les refroidisseurs cryogéniques à l'azote liquide présentent un rapport autonomie/encombrement/coût qui serait compatible avec le développement d'un imageur THz relativement compact à base d'un plan focal de microbolomètres à diode.

En premier lieu, nous détaillerons certaines caractéristiques du silicium monocristallin sur la gamme 80-300 K, en s'appuyant sur différents modèles analytiques pour calculer l'ionisation partielle des dopants et la mobilité en fonction de la température. Ensuite, afin de rendre compte du comportement global et calculer des caractéristiques I-V en régime cryogénique, la simulation par éléments finis en deux dimensions d'une jonction PN latérale sur un substrat SOI de 50 nm sera introduite. Les résultats seront analysés et utilisés pour extraire la réponse thermique de la jonction. Enfin, l'influence de la configuration de la diode p-i-n sur le TCC et la densité spectrale de puissance de bruit sera expliquée.

### 3.1 Le silicium en régime cryogénique

Les propriétés de transport des électrons et des trous dans un semiconducteur, diffusion et recombinaison, sont sensibles à la température, comme cela a été montré dans le chapitre précédent. Dans le cas d'un abaissement significatif de la température de fonctionnement, la conduction est considérablement modifiée. Dans le silicium, l'ionisation des dopants, qui est totale en régime dit extrinsèque ou de saturation, devient partielle notamment en-dessous de 300 K [77]. Néanmoins, elle est encore largement contrebalancée par l'augmentation de la mobilité due à l'affaiblissement des collisions avec les phonons. La conductivité du silicium n'est alors que très légèrement modifiée. Ensuite, lorsque la température devient inférieure à 100 K, l'ionisation partielle devient prépondérante et le régime de gel des porteurs s'installe. La résistivité augmente alors exponentiellement comme l'inverse de la température [64].

Comme la théorie des bandes électroniques reste parfaitement valable dans la gamme 77 - 300 K, les expressions de  $n_i(T)$ ,  $E_G(T)$ ,  $N_C(T)$  et  $N_V(T)$  du chapitre précédent sont toujours valables. En revanche, leurs valeurs sont largement modifiées, comme celles de la mobilité  $\mu_{n,p}$ , du coefficient de diffusion des porteurs  $D_{n,p}$ , des durées de vie  $\tau_{n,p}$ , ainsi que les concentrations en dopants ionisés  $N_A^-$  et  $N_D^+$ . L'évolution de ces grandeurs sera présentée en fonction de la température absolue  $T$ . Au besoin, le lecteur pourra se référer à une présentation théorique complète du transport dans un semiconducteur [64].

### 3.1.1 L'ionisation partielle des dopants

L'ionisation totale des dopants constitue une approximation grossière, uniquement correcte en régime de température extrinsèque. Pour une température  $T$  donnée et une concentration en dopants définie, le taux d'ionisation de chaque espèce dopante peut être calculé. Plusieurs travaux sont disponibles concernant le silicium monocristallin. Le modèle complet le plus récent a été proposé en 2006 par Altermatt, Schenk, Schmithüsen et Heiser (ASSH) à partir de données expérimentales sur le Phosphore, le Bore et l'Arsenic [77, 78].

#### 3.1.1.1 Niveau d'énergie des dopants

Au sein du réseau atomique du silicium, les dopants introduisent un niveau d'énergie  $E_D$  dans la bande interdite proche du niveau de la bande de conduction  $E_C$  pour un atome donneur (P, As, Sb, Li,...) ou  $E_A$  proche du niveau de la bande de valence  $E_V$  pour un atome accepteur (B, Al, Ga,...). Dans le cadre de cette thèse, seuls le Phosphore P et le Bore B ont été considérés.

Pour une concentration inférieure à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , les énergies d'ionisation du Phosphore et du Bore, respectivement  $E_d = E_C - E_D$  et  $E_a = E_A - E_V$ , sont stables et similaires, très proches de 45 meV. Cette valeur est modifiée pour des concentrations plus élevées, car la distance interdopants se réduit, abaissant l'énergie nécessaire à leur ionisation dans le silicium [79]. Cela conduit à l'apparition d'une bande d'énergie étroite statistiquement occupée par l'ensemble des dopants. La densité d'états ainsi formée peut être assimilée à une distribution gaussienne de probabilité d'occupation autour d'un niveau moyen  $E_{dop}$ , égal à  $E_d$  ou  $E_a$ . Plus le niveau de dopage est élevé, plus cette bande se décale vers  $E_C$  ou  $E_V$ . En revanche,  $E_{dop}$  semble indépendant de la température. D'ailleurs, les mesures nécessaires à sa détermination sont réalisées à très basse température, typiquement en-dessous de 10 K.

La figure 3.1 représente le niveau d'énergie moyen  $E_{dop}$  en fonction de la concentration en dopants  $N_{dop}$ , égal à  $N_D$  ou  $N_A$ , d'après les données publiées par Altermatt dans [78]. La décroissance de  $E_{dop}$  avec l'augmentation du dopage est très nette. Elle correspond au passage progressif de la densité d'états au-dessus de  $E_C$  pour un niveau donneur ou en-dessous de  $E_V$  pour un niveau accepteur. Pour un dopage de  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,  $E_{dop}$  s'annule car la distance interdopant devient suffisamment faible pour obtenir une ionisation spontanée, quelle que soit la température considérée. La transition Métal-Isolant (M-I) du silicium a lieu pour un dopage  $N_{crit}$  moindre, à  $4.06 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour le Bore et  $3.74 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour le Phosphore [78]. Le modèle ASSH est calibré par rapport à  $N_{crit}$ , c'est pourquoi cette valeur de dopage est proche du point d'inflexion des courbes de la figure 3.1. La transition M-I correspond à la réunion de la densité d'états du dopant avec la densité d'états de la bande de conduction ou celle de la bande de valence.

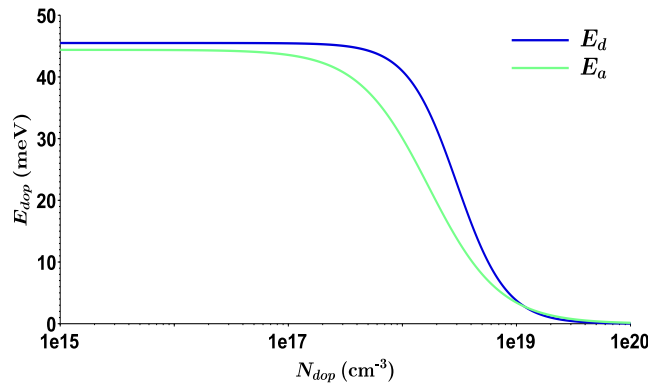


FIGURE 3.1 –  $E_{dop}$  pour le Phosphore  $E_d$  et le Bore  $E_a$  en fonction du dopage du silicium.



### 3.1.1.2 Détermination de la quantité de dopants ionisés

Bien que  $E_{dop}$  soit indépendant de la température, celle-ci intervient au niveau du taux d'ionisation du dopant dans le matériau. Les quantités de dopants ionisés sont exprimées de la manière suivante [64] :

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g_D \exp\left(\frac{E_{F_n} - E_D}{kT}\right)} = N_D \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g_D} \exp\left(\frac{E_D - E_{F_n}}{kT}\right)}\right) \quad (3.1)$$

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + g_A \exp\left(\frac{E_A - E_{F_p}}{kT}\right)} = N_A \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g_A} \exp\left(\frac{E_{F_p} - E_A}{kT}\right)}\right) \quad (3.2)$$

où  $g_D = 2$  désigne la dégénérescence d'un niveau donneur (1 bande de conduction, 2 états de spin électronique possibles),  $g_A = 4$  désigne la dégénérescence d'un niveau accepteur (1 bande de trous lourds, 1 bande de trous légers et 2 états de spin chacun).

Le modèle ASSH modifie légèrement les expressions 3.1 et 3.2 en introduisant un coefficient  $b_{dop}$  qui dépend à la fois de l'espèce dopante et de sa concentration  $N_{dop}$  [78]. Les deux équations modifiées se mettent alors sous la forme 3.3 et 3.4. Les paramètres pour le calcul de  $b_{dop}$  pour le Bore et le Phosphore dans le silicium sont disponibles dans l'article [78].

$$N_D^+ = N_D \left(1 - \frac{b_{dop}}{1 + \frac{1}{g_D} \exp\left(\frac{E_D - E_{F_n}}{kT}\right)}\right) \quad (3.3)$$

$$N_A^- = N_A \left(1 - \frac{b_{dop}}{1 + \frac{1}{g_A} \exp\left(\frac{E_{F_p} - E_A}{kT}\right)}\right) \quad (3.4)$$

Dans une jonction PN,  $E_{F_n}$  et  $E_{F_p}$  sont les quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous minoritaires hors équilibre, injectés en présence d'une polarisation externe appliquée. En régime de faible injection, l'approximation  $(E_{F_n}, E_{F_p}) \approx E_F$ , qui désigne le niveau de Fermi à l'équilibre, peut être effectuée.

Pour calculer  $N_D^+$  et  $N_A^-$ , le modèle ASSH simplifié fait certaines hypothèses :

1. un dopage dominant, tel que  $N_D \gg N_A \iff n \approx N_D^+$  ou  $N_D \ll N_A \iff p \approx N_A^-$ .
2. un niveau  $E_{dop}$  discret plutôt qu'une densité continue d'états.
3. une statistique de Boltzmann pour la concentration en porteurs libres,  $n$  ou  $p$ , plutôt que celle de Fermi-Dirac.

L'écart maximal constaté entre le modèle avec simplifications et celui sans simplification n'excède pas 1% [78].

L'utilisation de  $N_{dop}$  dans le calcul de  $E_{dop}$  et  $b_{dop}$  est adaptée seulement pour les régions purement résistives, électriquement neutres. Sinon, il convient de le remplacer par la quantité plus générale  $n + p$ , notamment dans le cas d'un composant où les concentrations en porteurs libres évoluent spatialement en fonction de sa polarisation. Une jonction PN présente par exemple une ZCE où  $n + p \ll N_{dop}$  ainsi qu'un régime de forte injection où  $n + p > N_{dop}$ .

La principale critique qu'il est possible d'adresser à ce modèle analytique est la prise en compte d'un seul extremum dans la bande d'énergie. Cela est cohérent avec la bande de valence et les dopants accepteurs. En revanche, cela ne suffit pas à décrire finement les interactions entre la bande de conduction multi-vallées du silicium monocristallin et les orbitales atomiques des

dopants donneurs. Ce formalisme est donc parfaitement adapté au silicium de type P, mais peut se révéler imprécis pour le silicium de type N. Dans le régime du gel des porteurs, il semble néanmoins que l'erreur induite sur  $E_{dop}$  soit réduite en se reportant aux travaux de Pires [80].

Dans le cas d'une jonction PN, où chaque région possède un dopage majoritaire, le modèle ASSH constitue une très bonne approximation pour estimer la concentration de dopants ionisés en fonction du niveau de dopage et de la température. Des courbes d'ionisation partielle pour Si :P et Si :B sont présentées sur la figure 3.2.

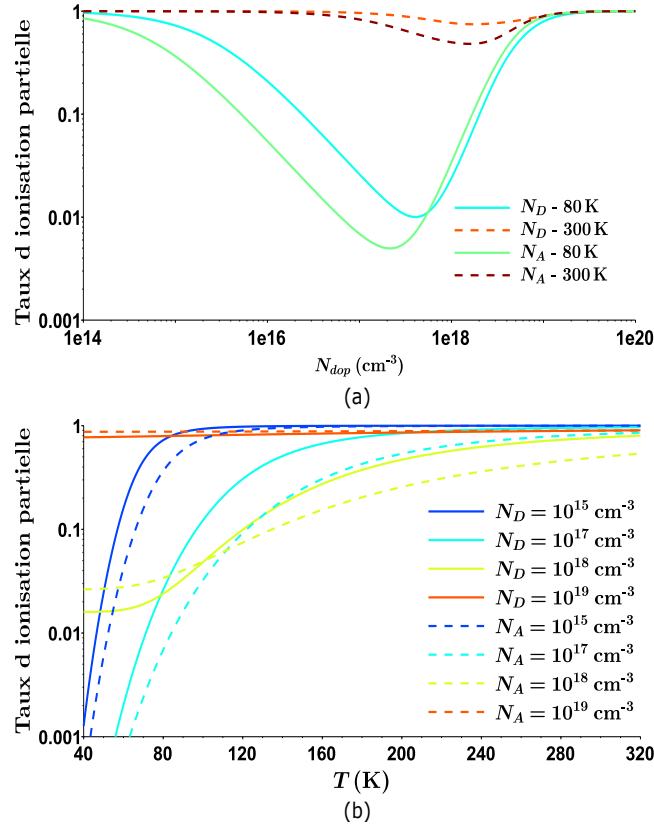


FIGURE 3.2 – (a) Taux d'ionisation partielle pour Si :P ( $N_D$ ) et Si :B ( $N_A$ ) à 80 K et 300 K. (b) Taux d'ionisation partielle pour  $40\text{ K} \leq T \leq 300\text{ K}$ , pour différentes concentrations Si :P ( $N_D$ ) et Si :B ( $N_A$ ). Selon le modèle ASSH simplifié d'après [78].

Le taux d'ionisation diminue considérablement pour une température de 80 K, en régime de gel, par rapport à la température ambiante, d'environ deux ordres de grandeur pour certaines concentrations. Le minimum d'ionisation à 80 K est atteint pour un dopage entre  $10^{17}$  –  $10^{18}$  cm $^{-3}$ . Ce puit d'ionisation, observable sur le graphique (a), est dû au déplacement du niveau de Fermi  $E_F$  avec l'augmentation du dopage vers la bande de conduction ou de valence selon le type de dopants. Le niveau discret  $E_F$  se trouve alors à l'intérieur de la densité d'états des dopants, d'où la baisse de probabilité d'ionisation. Lorsque le dopage continue d'augmenter et devient supérieur à  $10^{18}$  cm $^{-3}$ ,  $E_{dop}$  baisse drastiquement et la densité d'états des dopants est décalée vers  $E_C$  ou  $E_V$  plus rapidement que  $E_F$ . Le taux d'ionisation remonte donc jusqu'à redevenir complet lorsque le silicium devient dégénéré, pour un dopage supérieur à celui de la transition M-I.

A 300 K, le minimum d'ionisation est décalé d'une décade supérieure en dopage, car  $E_F$  dépend de la température et s'éloigne de  $E_C$  ou  $E_V$  lorsque la température augmente [64]. Le graphique (b) montre très bien comment l'ionisation partielle en régime cryogénique débute à une température plus élevée pour un dopage entre  $10^{17}$  –  $10^{18}$  cm $^{-3}$ . Le gel des porteurs s'annule progressivement à partir de  $10^{18}$  cm $^{-3}$  et est totalement inexistant pour un dopage de  $10^{19}$  cm $^{-3}$ .

### 3.1.2 Mobilité des porteurs

A l'instar de l'ionisation des dopants, la mobilité des électrons et des trous varie également beaucoup en fonction de la température. Cette section définit tout d'abord la mobilité des porteurs soumis à un champ électrique. Ensuite, elle présente différents modèles analytiques existants pour le silicium qui permettent d'estimer la mobilité sous faible champ électrique en fonction de la température. Une dernière partie les compare en fonction de leur pertinence pour décrire la mobilité en régime cryogénique modéré, notamment entre 80 K et 300 K.

#### 3.1.2.1 Dépendance de la mobilité au champ électrique

En l'absence d'un champ électrique  $\vec{E}$ , le déplacement des porteurs est uniquement dû à l'agitation thermique. Le champ  $\vec{E}$  désigne ici le champ colinéaire à la direction de transport des charges dans le silicium. Le déplacement par dérive des électrons ou des trous, dont le sens dépend de la charge du porteur, est directement induit par ce champ électrique.

La figure 3.3 permet d'appréhender l'évolution de la vitesse de dérive  $v_d$  en fonction de la norme du champ électrique appliqué  $\|\vec{E}\|$ .

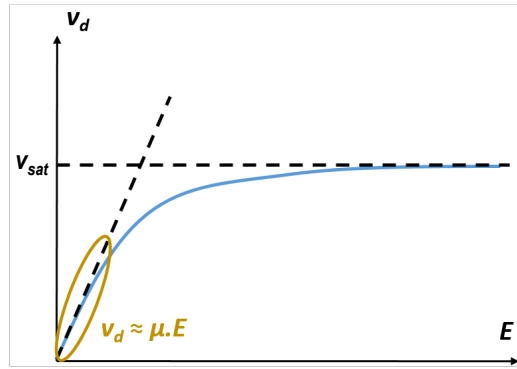


FIGURE 3.3 – Evolution de la vitesse d'un porteur libre en fonction du champ électrique parallèle appliqué.

La courbe de la figure 3.3 présente deux parties : une première partie linéaire à faible champ électrique, suivie par une zone de saturation où la vitesse devient indépendante du champ appliqué.

Cette vitesse de saturation des porteurs de charge  $v_{sat}$  est atteinte lorsque la norme du champ électrique appliqué  $\|\vec{E}\|$  devient supérieure à une certaine valeur que l'on nomme champ électrique de saturation  $E_{sat}$ . Pour le silicium à 300 K, l'ordre de grandeur est similaire pour les électrons et les trous,  $v_{sat} \approx 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  et  $E_{sat} \approx 10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ .

La mobilité d'un porteur de charge  $\mu_d$ , communément exprimée en  $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , se définit comme la dérivée de sa vitesse de dérive  $v_d$  par rapport à la valeur du champ électrique  $E$ , d'après l'expression 3.5 issue des travaux de Caughey et Thomas [81] :

$$\mu_d = \frac{\partial v_d}{\partial E} = \frac{\mu}{\left[1 + \left(\frac{\mu E}{v_{sat}}\right)^{\beta_{CT}}\right]^{1 + \frac{1}{\beta_{CT}}}} \quad (3.5)$$

où  $\mu$  désigne la mobilité sous faible champ électrique et  $\beta_{CT}$  est un coefficient dont la valeur est reportée dans le tableau 3.1.  $\mu$  et  $\beta_{CT}$  dépendent du porteur de charge considéré, électron ou trou.

A faible champ,  $\mu_d$  est indépendante de la valeur du champ électrique car  $v_d$  et  $E$  sont proportionnels. La mobilité sous faible champ  $\mu$  ne dépend que de la diffusion des porteurs

	Modèle CT	
	$v_{sat}$ (cm.s <sup>-1</sup> )	$\beta_{CT}$
Electrons $e^-$	$1.1 \times 10^7$	2
Trous $h^+$	$9.5 \times 10^6$	1

 TABLE 3.1 – Paramètres pour l'expression 3.5 de  $\mu_E$  suivant le modèle de Caughey-Thomas (CT).

de charge dans le silicium. Elle est déterminée par des interactions de natures différentes. On peut citer les interactions porteur-phonon, porteur-impureté ionisée, porteur-neutre,... Elle est très différente pour les électrons  $e^-$  et les trous  $h^+$ . D'après le modèle de Drude, sa valeur est inversement proportionnelle à la masse effective  $m^*$  de la particule en mouvement. Comme  $m_{h^+}^*$  est supérieure à  $m_{e^-}^*$ , la mobilité des trous est en règle générale inférieure à celle des électrons.

La majorité des modèles publiés considère  $\mu$  insensible à l'orientation cristalline du substrat de silicium. Il faut être conscient que cela reste une approximation, notamment dans les semi-conducteurs à gap indirect. Dans le silicium, une anisotropie de la masse effective moyenne des électrons  $m_{e^-}^*$  et des trous  $m_{h^+}^*$  est présente selon l'orientation cristalline du substrat ( $\langle 111 \rangle$  ou  $\langle 100 \rangle$ ) et conduit à une anisotropie de  $\mu$  et de  $\mu_d$ , d'après les résultats présentés par Jacoboni et Canali [82].

Néanmoins, cette anisotropie reste relativement faible pour des températures supérieures à 77 K et pour un champ électrique inférieur à  $100 \text{ V.cm}^{-1}$  pour les électrons et inférieur à  $400 \text{ V.cm}^{-1}$  pour les trous, d'après [82]. Pour notre étude, on fera donc l'hypothèse d'une mobilité sous faible champ isotrope.

Afin d'affiner le modèle de l'équation 3.5, Jacoboni et Canali ont proposé un coefficient  $\beta_{JC}$  incluant l'effet de la température, de manière différenciée pour les électrons et les trous. L'expression de  $\beta_{JC-e^-}$  est donnée par :

$$\beta_{JC-e^-} = 2.57 \times 10^{-2} T^{0.66}$$

où la température  $T$  est celle du réseau cristallin du silicium. Les porteurs de charge en mouvement sont censés être thermalisés à cette température.

L'expression de  $\beta_{JC-h^+}$  est quant à elle donnée par :

$$\beta_{JC-h^+} = 0.46 T^{0.17}$$

Jacoboni et Canali ont également modifié l'expression de  $v_{sat}$  pour les électrons par 3.6 au lieu d'une constante dans le modèle de Caughey et Thomas :

$$v_{sat-e^-} = \frac{v^*}{1 + C \exp\left(\frac{T}{\Theta}\right)} \quad (3.6)$$

où  $v^* = 2.4 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ ,  $C = 0.8$  et  $\Theta = 600 \text{ K}$ .

L'expression de  $v_{sat-e^-}$  a été validée expérimentalement sur la plage 5 – 400 K [82]. Pour les trous, l'expression 3.7 de  $v_{sat-h^+}$  a aussi été proposée par Jacoboni et Canali, mais sans validation expérimentale :

$$v_{sat-h^+} = 1.62 \times 10^8 T^{-0.52} \quad (3.7)$$

Bien connaître la mobilité sous faible champ  $\mu$  dans le silicium est aussi essentielle pour évaluer correctement  $\mu_d$ . De plus, le transport des porteurs de charge dans une jonction PN en faible injection directe, où la longueur de la base est micrométrique, correspond à une situation

de faible champ électrique. Dans le cadre de notre étude sur les propriétés de la diode silicium en régime cryogénique modéré, nous avons donc besoin d'évaluer correctement  $\mu$ .

### 3.1.2.2 Les modèles de mobilité en faible champ

Une revue des principaux modèles de mobilité sous faible champ électrique en fonction de la température et de la concentration en dopants a été faite au cours de ces travaux. Quatre modèles largement utilisés en simulation des composants silicium sont présentés et comparés.

1. Le modèle analytique de référence est celui développé par Caughey et Thomas (CT) en 1967, où le terme de mobilité est décrit en fonction de la concentration en dopants par l'expression 3.8 issue de [81] :

$$\mu_{I-CT} = \mu_{min} + \frac{\mu_{max} - \mu_{min}}{1 + \left(\frac{N}{N_{ref}}\right)^{\alpha_{CT}}} \quad (3.8)$$

La forme de cette expression est canonique car elle est la base pour décrire la diffusion des porteurs due aux impuretés<sup>1</sup>  $\mu_I$  dans de nombreux modèles analytiques de mobilité publiés sur le silicium.

La dépendance à la température a ensuite été ajoutée selon l'expression de  $\mu_{AN}$  donnée par :

$$\mu_{AN} = \mu_{min} + \frac{\mu_{max} \left(\frac{T}{300}\right)^{\beta_{AN}} - \mu_{min}}{1 + \left(\frac{T}{300}\right)^{\gamma_{AN}} \left(\frac{N}{N_{ref}}\right)^{\alpha_{AN}}} \quad (3.9)$$

où  $N$  désigne la concentration totale de dopants ionisés à la température considérée et les autres paramètres sont indiqués dans le tableau 3.2.

$\mu_{AN}$  correspond au modèle standard de mobilité dans le silicium dans le logiciel de simulation de composants semi-conducteurs Silvaco<sup>®</sup>. Il est nommé « Analytic » et est considéré valable sur l'ensemble de la gamme 77 – 450 K.

	$\mu_{min}$ (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	$\mu_{max}$ (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	$N_{ref}$ (cm <sup>-3</sup> )	$\beta_{AN}$	$\gamma_{AN}$	$\alpha_{AN}$
Electrons $e^-$	55.24	1429.23	$1.072 \times 10^{17}$	-2.3	-3.8	0.73
Trous $h^+$	49.7	479.37	$1.606 \times 10^{17}$	-2.2	-3.7	0.70

TABLE 3.2 – Paramètres du modèle « Analytic » de Silvaco [65].

2. Le modèle de Dorkel et Leturcq est issu de travaux effectués au LAAS de Toulouse et a été publié en 1981 [83]. Il associe la diffusion par les phonons du réseau cristallin  $\mu_L$ , la diffusion par les impuretés ionisées  $\mu_I$  et la diffusion par les autres porteurs  $\mu_{CCS}$ . La diffusion par les dopants neutres est ignorée car elle ne devient significative que pour une densité  $N_n$  supérieure à  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup>, ce qui est rarement le cas et en particulier dans une diode de type p-i-n où la base est faiblement dopée.

$$\mu_L = \mu_{L_0} \left(\frac{T}{300}\right)^{-\alpha_{DL}} \quad (3.10)$$

$$\mu_I = \frac{AT^{1.5}}{N} \left[ \ln \left( 1 + \frac{BT^2}{N} \right) - \frac{BT^2}{N + BT^2} \right]^{-1} \quad (3.11)$$

1. terme usuel équivalent du terme « dopants » pour un matériau semiconducteur

$$\mu_{ccs} = \frac{2 \times 10^7 T^{1.5}}{\sqrt{pn}} \left[ \ln \left( 1 + 8.28 \times 10^8 T^2 (pn)^{-\frac{1}{3}} \right) \right]^{-1} \quad (3.12)$$

où  $N$  désigne la concentration totale d'impuretés ionisées et  $(n, p)$  désignent les concentrations en électrons et en trous. Les autres paramètres sont indiqués dans le tableau 3.3.

Pour calculer la mobilité à partir des différentes contributions diffusives, ce modèle combine deux approches. Il utilise d'abord une règle de Matthiessen pour combiner les diffusions Coulombiennes :

$$\frac{1}{\mu_{lccs}} = \frac{1}{\mu_I} + \frac{1}{\mu_{ccs}} \quad (3.13)$$

Ensuite, la combinaison de diffusions de nature différente se fait par l'approche de Debye et Conwell [84] :

$$\mu_{DL} = \mu_L \left( 1 + X^2 \left[ Ci(X) \cos(X) + \sin(X) \left\{ Si(X) - \frac{\pi}{2} \right\} \right] \right) \quad (3.14)$$

avec  $X = \sqrt{\frac{6\mu_L}{\mu_{lccs}}}$ .

Les fonctions  $C_i$  et  $S_i$  désignent les fonctions cosinus intégral et sinus intégral respectivement.

En pratique, étant donné les valeurs prises par  $X$ , la formule 3.14 peut être approchée par l'expression 3.15 :

$$\mu_{DL} \approx \frac{1.025\mu_L}{1 + \left(\frac{X}{1.68}\right)^{1.43}} - 0.025 \quad (3.15)$$

	$\mu_{L0}$ (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	$\alpha_{DL}$	$A$ (cm <sup>-1</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> .K <sup>-3/2</sup> )	$B$ (cm <sup>-3</sup> .K <sup>-2</sup> )
Electrons $e^-$	1430	2.20	$4.61 \times 10^{17}$	$1.52 \times 10^{15}$
Trous $h^+$	495	2.20	$1.00 \times 10^{17}$	$6.25 \times 10^{14}$

TABLE 3.3 – Paramètres du modèle Dorkel-Leturcq d'après [83].

On peut noter que le même coefficient  $\alpha_{DL}$  est utilisé pour les électrons et les trous dans l'expression 3.10 de  $\mu_L$ . Dorkel et Leturcq soulignent à ce propos un manque de données fiables sur les mesures de mobilité des trous pour paramétrer correctement leur modèle. Par ailleurs, ce modèle est uniquement adapté aux dopages inférieurs à  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup>. Au-delà, l'expression 3.14 peut devenir négative en régime cryogénique et conduire à un non-sens physique. Il faut rappeler que ce modèle a été construit à partir de valeurs mesurées entre 200 et 300 K uniquement.

3. Le modèle Arora date de 1982 [84]. Il associe les termes  $\mu_L$  et  $\mu_I$  de manière similaire à Dorkel-Leturcq, à partir de la formule 3.14. Cependant les interactions électrons-électrons ne sont prises en compte qu'en considérant un dopage majoritaire, tel que  $n \approx N_D^+$  et  $N_A = 0$ . La situation est identique pour les interactions trous-trous dans un environnement de type P. La mobilité due au taux d'injection conjoint des électrons et des trous, utile pour rendre compte du régime de forte injection d'une jonction PN, est donc négligée contrairement au modèle de Dorkel-Leturcq.

Par ailleurs, comme les deux modèles précédents,  $\mu_I$  dépend de la concentration en impuretés ionisées sans distinction pour les donneurs ou les accepteurs. La conséquence

	$\mu_{min}$ (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	$\mu_{max}$ (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$N_{ref}$ (cm <sup>-3</sup> )
Electrons $e^-$	88	1251.8	0.57	2.33	2.546	$1.43 \times 10^{17}$
Trous $h^+$	54.3	407.0		2.23		$2.67 \times 10^{17}$

TABLE 3.4 – Paramètres du modèle Arora d'après [84].

directe est que la valeur de mobilité des porteurs majoritaires et minoritaires est identique. Arora arrive à une expression réduite pour décrire la mobilité en fonction de la température et de la concentration en impuretés ionisées :

$$\mu_{AR} = \mu_{min} \left( \frac{T}{300} \right)^{-\alpha} + \frac{\mu_{max} \left( \frac{T}{300} \right)^{-\beta}}{1 + \frac{N}{N_{ref} \left( \frac{T}{300} \right)^\gamma}} \quad (3.16)$$

Les valeurs des paramètres de l'équation 3.16 sont données dans le tableau 3.4.

Ce modèle est simple à utiliser à l'instar du modèle n°1. Cependant, la mobilité des porteurs en régime cryogénique est largement surestimée, notamment pour des dopages faibles, de l'ordre de  $10^{15} - 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>.

4. Le modèle de Klaassen a fait l'objet d'une publication détaillée en 1992 [85, 86, 87]. Il constitue encore aujourd'hui le modèle le plus complet pour décrire la mobilité des porteurs de charge sous faible champ dans le silicium. C'est le modèle de référence qui dissocie l'impact des dopants majoritaires et minoritaires sur la mobilité des porteurs libres.

La combinaison des différentes interactions se fait uniquement par une règle de Matthiessen. Avec cette approche, une mobilité très limitante prédominera largement sur les autres contributions. Comme le modèle Dorkel-Leturcq, le taux d'injection des porteurs est pris en compte et la diffusion par les dopants neutres ne l'est pas.

Les expressions sont données ici pour les électrons et le formalisme reste strictement identique pour les trous. La mobilité des électrons est la résultante de la contribution du réseau  $\mu_{e-L}$ , la contribution des dopants donneurs  $\mu_{e-D}$  incluant leur écrantage partiel par les électrons, la contribution des dopants accepteurs  $\mu_{e-A}$  et celle des trous  $h^+$  agissant comme des « donneurs mobiles »  $\mu_{e-h}$  :

$$\mu_{e-KLA}^{-1} = \mu_{e-L}^{-1} + \mu_{e-D}^{-1} + \mu_{e-A}^{-1} + \mu_{e-h}^{-1} \quad (3.17)$$

Les termes de diffusion coulombienne,  $\mu_{e-D}^{-1}$ ,  $\mu_{e-A}^{-1}$  et  $\mu_{e-h}^{-1}$ , présents dans l'équation 3.17 sont regroupés en un seul  $\mu_{e-D+A+h}^{-1}$  par Klaassen dans l'équation 3.18 :

$$\mu_{e-KLA}^{-1} = \mu_{e-L}^{-1} + \mu_{e-D+A+h}^{-1} \quad (3.18)$$

$\mu_{e-L}$  est le terme de mobilité dû aux interactions électron-phonon et dépend de la température du silicium. Son expression est donnée par 3.19 :

$$\mu_{e-L}(T) = \mu_{max} \left( \frac{300}{T} \right)^\ominus \quad (3.19)$$

D'après Klaassen dans [85], le terme  $\mu_{e-D+A+h}^{-1}$ , dont l'expression complète est précisée par 3.20, permet de rendre compte uniquement des interactions coulombiennes deux à deux entre un électron mobile et la particule chargée qui influe sur son déplacement (ion positif en concentration  $N_D^+$ , ion négatif en concentration  $N_A^-$  ou trou en concentration  $p$ ) :

$$\mu_{e-D+A+h}(N_D^+, N_A^-, n, p, T) = \mu_{e-N} \left( \frac{N_{ref,1}}{N_{e-sc}} \right)^{\alpha_1} \frac{N_{e-sc}}{N_{e-sc_{eff}}} + \mu_{e-c} \left( \frac{n+p}{N_{e-sc_{eff}}} \right) \quad (3.20)$$

avec

$$\mu_{e-N}(T) = \frac{\mu_{max}^2}{\mu_{max} - \mu_{min}} \left( \frac{T}{300} \right)^{3\alpha_1 - 1.5} \quad (3.21)$$

et

$$\mu_{e-c}(T) = \frac{\mu_{min}\mu_{max}}{\mu_{max} - \mu_{min}} \left( \frac{300}{T} \right)^{0.5} \quad (3.22)$$

Tous les paramètres nécessaires au calcul de la mobilité d'après les équations 3.18, 3.19 et 3.20 sont regroupés dans le tableau 3.5, en considérant les dopants Phosphore et Bore. Les paramètres pour l'Arsenic sont disponibles dans [85].

Le terme  $N_{e-sc}$  de l'équation 3.20 représente la concentration de l'ensemble des particules chargées présentes dans le cristal de silicium et pouvant influencer le transport des électrons. Il est exprimé par la relation :

$$N_{e-sc} = Z_D N_D^+ + Z_A N_A^- + p \quad (3.23)$$

Les facteurs  $Z_D$  et  $Z_A$  permettent de prendre en compte l'effet des très hautes concentrations en dopants (supérieures à  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ), pour lesquelles des amas de charges peuvent se former. Ils sont donnés par les expressions :

$$Z_D(N_D^+) = 1 + \frac{1}{C + \left( \frac{N_{ref}}{N_D^+} \right)^2} \quad \text{et} \quad Z_A(N_A^-) = 1 + \frac{1}{C + \left( \frac{N_{ref}}{N_A^-} \right)^2} \quad (3.24)$$

Le terme  $N_{e-sc_{eff}}$  de l'équation 3.20 représente quant à lui la concentration moyenne des particules chargées influençant effectivement le déplacement des électrons, en considérant la portée spatiale limitée des interactions coulombiennes. Il est exprimé par la relation :

$$N_{e-sc_{eff}} = Z_D N_D^+ + G(P_e) Z_A N_A^- + \frac{p}{F(P_e)} \quad (3.25)$$

où  $P_e(N_{e-sc}, n)$  est un paramètre qui détermine la portée dans le cristal de silicium, ou section efficace de diffusion, de l'interaction coulombienne considérée. Celle-ci est progressivement écartée à mesure que la concentration en électrons  $n$  ou que la concentration  $N_{e-sc}$  en diffuseurs ionisés augmente.

Le facteur  $G(P_e) = \frac{\mu_{e-D}}{\mu_{e-A}}$  est égal au rapport de la mobilité des électrons due aux donneurs ionisés (attraction) sur la mobilité due aux accepteurs ionisés (répulsion). Ce rapport est donc équivalent à celui de la section efficace de capture d'un potentiel coulombien répulsif sur celle d'un potentiel attractif.

Le facteur  $F(P_e) = \frac{\mu_{e-h}}{\mu_{e-D}}$  est égal au rapport de la mobilité d'un électron diffusé par un « donneur mobile » à masse finie (trou) sur celle d'un donneur fixe à masse infinie. Tous les paramètres fixes nécessaires au calcul de  $P_{e,h}$ ,  $G(P_{e,h})$  et  $F(P_{e,h})$  sont présents dans les publications citées, avec les hypothèses associées.

Tous les modèles de mobilité récents développés pour le silicium sont une adaptation du modèle de Klaassen [88, 89]. Des facteurs correctifs sont ajoutés, essentiellement pour rendre compte de la mobilité à fort degré de compensation en dopants.



	$C$	$N_{ref} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$\mu_{max} \text{ (cm}^2\text{.V}^{-1}\text{.s}^{-1}\text{)}$	$\mu_{min} \text{ (cm}^2\text{.V}^{-1}\text{.s}^{-1}\text{)}$	$N_{ref,1} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$\Theta$	$\alpha_1$
Electrons $e^-$	0.21	$4.00 \times 10^{20}$	1414	68.5	$9.20 \times 10^{16}$	2.285	0.711
Trous $h^+$	0.50	$7.20 \times 10^{20}$	470.5	44.9	$2.23 \times 10^{17}$	2.247	0.719

 TABLE 3.5 – Paramètres du modèle de Klaassen pour  $\mu_{n,p}$  d'après [85, 87].

Les quatre modèles analytiques de mobilité présentés pour le calcul de la mobilité des électrons et des trous dans le silicium en fonction de la température prennent en compte de manière plus ou moins complète les interactions électron-phonon ainsi que les interactions coulombiennes avec les particules chargées, notamment les dopants ionisés. La section suivante compare les valeurs de mobilité issues de ces modèles pour des températures comprises entre 70 K et 350 K.

### 3.1.2.3 Comparaison des modèles de mobilité

Comme le dispositif étudié dans ces travaux est une diode p-i-n silicium, polarisée en direct, nous nous intéressons uniquement à la mobilité des porteurs minoritaires sous faible champ électrique et en faible injection ( $np \ll N_{A,D}^2$ ).

La figure 3.4 représente les courbes de mobilités calculées à partir des quatre modèles de la section précédente. Elle met bien en évidence les différences importantes entre ces modèles en régime cryogénique, liées à une prise en compte différente de la concentration en impuretés. Le modèle Arora surestime largement la mobilité des porteurs minoritaires à froid alors que le modèle Analytic, directement adapté du modèle de Caughey-Thomas à température ambiante, la sous-estime aussi largement.

Le modèle de Dorkel-Leturcq a fait l'objet d'une validation expérimentale récente en 2014 pour des températures au-dessus de 150 K [90, 91]. Cependant, le modèle Dorkel-Leturcq ne fait pas de différence entre la mobilité d'un porteur majoritaire et celle d'un porteur minoritaire. Par exemple, la mobilité d'un électron est identique qu'il se déplace dans une matrice de dopants donneurs  $N_D^+$  (interactions attractives) ou accepteurs  $N_A^-$  (interactions répulsives). Or, la mobilité d'un porteur minoritaire est plus importante que celle d'un porteur majoritaire pour une concentration fixée de dopants, d'après les données disponibles dans [85].

A cet égard, le modèle de Klaassen est de loin le plus abouti. Il différencie les sections efficaces de collision des donneurs et des accepteurs, tout en incluant l'écrantage progressif de l'interaction coulombienne entre un porteur libre et une impureté ionisée avec l'augmentation du taux d'injection. De plus, il permet de calculer des longueurs de diffusion sur une plage étendue de températures 70 – 400 K.

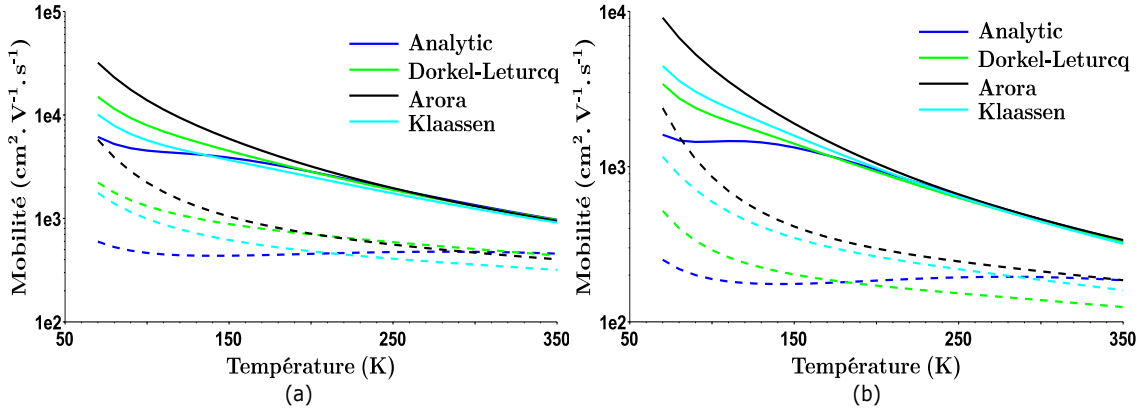


FIGURE 3.4 – Comparaison des modèles de mobilité des porteurs minoritaires en fonction de la température. (a) électrons. (b) trous. Les courbes en trait plein sont calculées pour  $(N_A, N_D) = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Les courbes en trait discontinu sont calculées avec  $(N_A, N_D) = 5.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

### 3.1.3 Longueur de diffusion des porteurs minoritaires

La longueur de diffusion d'un porteur en mouvement est définie comme la distance moyenne qu'il parcourt avant de se recombiner. Elle est notée  $L_n$  pour un électron et  $L_p$  pour un trou. Lorsqu'un porteur est injecté en excès dans une zone, le retour à l'équilibre thermodynamique, caractérisé par  $np = n_i^2$ , se fait sur une longueur égale à la longueur de diffusion. Celle-ci est définie par la relation suivante :

$$L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p} \tau_{n,p}} \quad (3.26)$$

où  $D_{n,p}$  est le coefficient de diffusion thermique des électrons ou des trous, proportionnel à leur mobilité (voir relation 2.26), et  $\tau_{n,p}$  leur durée de vie.

Les sections suivantes détaillent la recombinaison des porteurs à l'oeuvre dans une jonction PN et présentent des expressions analytiques pour estimer la durée de vie des électrons et des trous en régime cryogénique et ainsi pouvoir calculer leur longueur de diffusion.

#### 3.1.3.1 Mécanismes de recombinaison dans la jonction PN

Dans le cas d'une jonction PN polarisée en directe, le courant se traduit par l'injection des porteurs dans la zone où ils sont minoritaires. La longueur de diffusion des porteurs minoritaires est donc la seule qui est considérée ici. La valeur de  $D_{n,p}$  est proportionnelle à la mobilité  $\mu_{n,p}$  selon la relation dite d'Einstein. Cette approximation est très pratique pour développer des modèles analytiques, mais elle n'est cependant valable qu'en considérant une statistique de Boltzmann. Chaque population de porteurs libres, électrons ou trous, est assimilée à un gaz parfait où les interactions entre les particules sont négligées. Dans le cas d'un semiconducteur, elle est une simplification de la statistique de Fermi-Dirac, largement acceptable pour des températures supérieures à 77 K. Les valeurs de  $D_{n,p}$  pour le silicium jusqu'à 70 K sont donc connues et ont déjà fait l'objet de travaux intensifs, présentés dans la section 3.1.2. Evaluer la durée de vie des porteurs minoritaires, c'est-à-dire le temps moyen avant de subir une recombinaison, est moins direct.

Pour un semiconducteur avec un gap indirect, une recombinaison indirecte au moyen de pièges dont l'énergie est située dans la bande interdite est favorisée. Ce passage peut s'effectuer via l'absorption ou l'émission de plusieurs phonons. Ces mécanismes sont appelées recombinaisons SRH<sup>2</sup>.

2. Schokley, Read, Hall. Les noms de ceux qui sont à l'origine de cette description statistique de la cap-

Lorsque le silicium est fortement dopé, une recombinaison directe à travers la bande interdite de type Auger peut intervenir. Le porteur échange alors directement l'énergie nécessaire à la transition avec un autre porteur libre. Sous fort champ électrique, il est aussi possible d'avoir des recombinaisons Auger assistées par les défauts ayant un niveau d'énergie dans la bande interdite. En revanche, aucune recombinaison radiative ne peut survenir.

La durée de vie globale avant recombinaison des électrons ou des trous intègre les deux contributions selon une règle de Matthiessen, de manière idoine à la mobilité [92].

$$\tau_r = \left( \frac{1}{\tau_{r-SRH}} + \frac{1}{\tau_{r-Auger}} \right)^{-1} \quad (3.27)$$

Dans une jonction de type p-i-n avec une base faiblement dopée, en régime de faible injection directe, un mécanisme de recombinaison SRH dominant est attendu, tel que  $\tau_r \approx \tau_{r-SRH}$ .

Dans un premier temps, seuls des défauts dans le volume du silicium sont pris en compte. Le taux net de recombinaison  $U_{SRH}$ , exprimé en  $s^{-1} \cdot cm^{-3}$ , est alors décrit par la différence entre le taux de recombinaison  $R$  des porteurs et leur taux de génération  $G$ , selon l'équation 3.28 [64] :

$$U_{SRH} = R - G = \frac{(pn - n_i^2)}{\tau_p \left[ n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \tau_n \left[ p + n_i \exp\left(\frac{-(E_t - E_i)}{kT}\right) \right]} \quad (3.28)$$

avec

$$\tau_{n,p} = \frac{1}{\sigma_{n,p} v_{th} N_t} \quad (3.29)$$

où  $\tau_{n,p}$  désigne la durée de vie des électrons  $n$  ou des trous  $p$  et  $\sigma_{n,p}$  désigne leur section efficace de capture par les défauts d'énergie  $E_t$ .  $E_t$  désigne le niveau d'énergie discret du défaut, à l'intérieur de la bande interdite du silicium.  $N_t$  désigne la concentration volumique d'impuretés et de pièges, d'énergie  $E_t$ . La vitesse thermique  $v_{th}$  est considérée identique pour les électrons et les trous.

$U_{SRH}$ , donnée par 3.28, représente le taux de capture ou d'émission de porteurs au moyen d'un unique niveau d'énergie discret  $E_t$  dans la bande interdite. A l'équilibre thermodynamique, comme la relation  $np = n_i^2$  est respectée,  $U_{SRH}$  est nul.

Dans un semiconducteur, le mécanisme SRH concerne tous les types d'impuretés respectant  $E_V < E_t < E_C$ , dont les dopants font partie. Cependant, l'énergie d'un dopant  $E_{dop}$  est très éloignée de  $E_i$ , ce qui conduit à un taux  $|U_{SRH-dop}|$  très faible devant celui dû à un piège plus profond. Par ailleurs, la durée de vie d'un porteur minoritaire est inversement proportionnelle à la concentration totale en impuretés  $N_t = N_{dop} + N_{pièges}$ , quelle que soit son énergie dans la bande interdite et son état d'ionisation.  $\tau_{n,p}$  est également inversement proportionnel à  $\sigma_{n,p}$  et augmente avec  $|E_t - E_i|$ .

Dans le cas d'une jonction PN, l'injection de porteurs minoritaires en polarisation directe implique la condition  $np > n_i^2 \iff U_{SRH} > 0$ , avec des recombinaisons au bout d'une durée de vie  $\tau_r$  des porteurs minoritaires. Dans le cas d'une diode p<sup>+</sup>-n en faible injection directe,  $\tau_r$  est équivalent à  $\tau_p$  et pour une diode p-n<sup>+</sup> en faible injection directe,  $\tau_r$  est équivalent à  $\tau_n$ , d'après les simplifications indiquées dans [92]. Suivant la valeur de  $\tau_r$ , le courant de recombinaison de la ZCE peut dépasser la valeur du courant de diffusion.

Hors de la ZCE, les porteurs minoritaires injectés se recombinent en moyenne au bout de leur longueur de diffusion  $L_{n,p}$ . Ce critère permet de différencier une diode courte, pour laquelle la longueur de la base N ou P ( $W_{n,p}$ ) est inférieure à  $L_{n,p}$ , d'une diode longue avec  $W_{n,p} > L_{n,p}$ .

ture/émission de porteurs par l'intermédiaire de niveaux d'énergie intra-bande interdite.

A l'inverse, lorsque la jonction est bloquée, la quantité moyenne de porteurs dans la ZCE ne dépasse pas la quantité de porteurs intrinsèques. La condition  $np \leq n_i^2 \iff U_{SRH} < 0$  entraîne une émission de porteurs dominante, avec une constante de temps caractéristique  $\tau_g$ . En considérant  $(n, p) \ll n_i$  dans la ZCE, on trouve facilement la relation 3.30 reliant  $\tau_r$  et  $\tau_g$  avec  $U_{SRH} \approx \frac{-n_i}{\tau_g}$  [63].

$$\tau_g = 2\tau_r \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \quad (3.30)$$

Si l'énergie du piège est située au milieu de la bande interdite, avec  $E_t = E_i$ , alors  $|U_{SRH}|$  est maximal et  $\tau_g = 2\tau_r$ .

Les évolutions de  $\tau_n$  et  $\tau_p$  en fonction de la température sont conditionnées par les évolutions de  $\sigma_n$ ,  $\sigma_p$ ,  $v_{th}$  et  $N_t$ . La section qui suit présente des expressions analytiques pour  $\tau_n$  et  $\tau_p$  en régime cryogénique.

### 3.1.3.2 Durée de vie des porteurs minoritaires en régime cryogénique

Klaassen propose, en plus de la mobilité, un modèle analytique unifié pour le transport des porteurs de charge dans le silicium [87] qui inclut leur durée de vie en fonction de  $T$ . La durée de vie des électrons est donnée par l'expression 3.31 :

$$\tau_n^{-1} = (\tau_{0-n}^{-1} + C_{SRH-n}N_{dop}) \left(\frac{300}{T}\right)^{\gamma_{SRH}} + (C_{Auger-n}p^2) \left(\frac{T}{300}\right)^{\delta_{Auger}} \quad (3.31)$$

où  $N_{dop} = N_A + N_D$  désigne la concentration totale en impuretés dopantes, donneurs et accepteurs. Contrairement à la mobilité des porteurs, la durée de vie SRH est déterminée par l'ensemble des impuretés, qu'elles soient ionisées ou neutres. Les paramètres de ce modèle sont rappelés dans le tableau 3.6. Une expression similaire existe pour les trous, en remplaçant  $n$  par  $p$  dans l'expression 3.31.

D'après l'équation 3.31, les processus de recombinaisons Auger augmentent avec la concentration en dopants majoritaires et avec la température. A 80 K et avec une base faiblement dopée, la valeur de  $\tau_{n,p}$  sera donc bien déterminée par les recombinaisons de type SRH.

	$\tau_0(300\text{K})$ (s)	$C_{SRH}$ (cm <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> )	$C_{Auger}$ (cm <sup>6</sup> .s <sup>-1</sup> )	$\gamma_{SRH}$	$\delta_{Auger}$
$\tau_n$	$2.50 \times 10^{-3}$	$3.00 \times 10^{-13}$	$1.83 \times 10^{-31}$	1.77	1.18
$\tau_p$		$11.76 \times 10^{-13}$	$2.78 \times 10^{-31}$	0.57	0.72

TABLE 3.6 – Paramètres du modèle de Klaassen pour  $\tau_{n,p}$  d'après [87].

Le modèle unifié de Klaassen permet donc le calcul analytique des longueurs de diffusion des porteurs minoritaires  $L_{n,p}$  en fonction de la concentration en impuretés ionisées, de la température et du nombre de pièges volumiques. Pour  $T \geq 70\text{K}$ , l'accord entre ce modèle et les mesures est plutôt satisfaisant [87].

Cependant, ce modèle a été développé en 1990 pour des composants où la conduction s'effectuait dans un volume de silicium beaucoup plus important que les dispositifs SOI actuels. Pour une couche fine de silicium, comme l'épaisseur visée de 50 nm, une valeur de durée de vie à 300 K de l'ordre de  $10^{-7}\text{s}$  est assez courante d'après [93]. La figure 3.5 représente la durée de vie en fonction de la température pour différentes concentrations de dopants majoritaires, calculée à partir du modèle de Klaassen pour les électrons et les trous, avec  $\tau_0(300\text{K}) = 10^{-7}\text{s}$  sans modifier les autres paramètres du tableau 3.6.

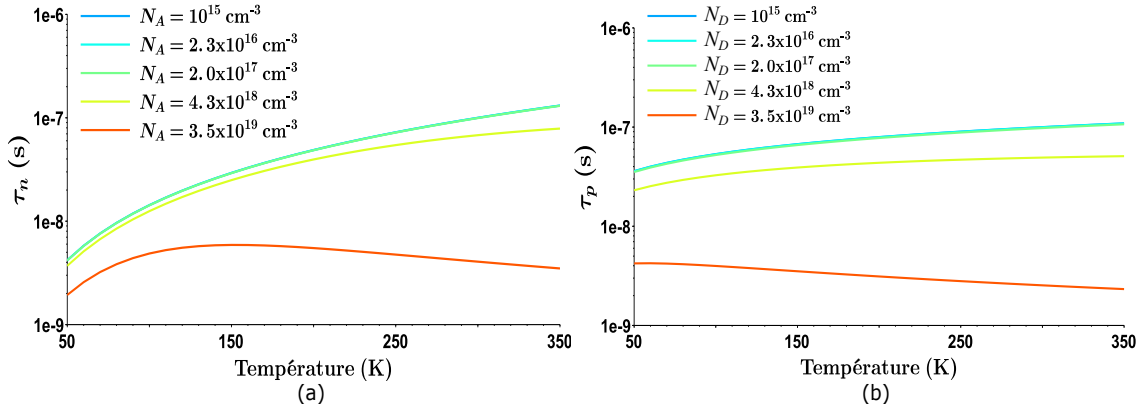


FIGURE 3.5 – Durée de vie des porteurs minoritaires avant recombinaison en fonction de la température et de la concentration en dopants, selon le modèle de Klaassen avec  $\tau_0(300 \text{ K}) = 10^{-7} \text{ s}$ . (a) Electrons. (b) Trous.

L'interprétation des graphiques 3.5 (a) et (b) est assez directe. Pour la gamme de concentrations en dopants envisagée de la base de la diode,  $N_{A,D} \leq 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , les courbes sont superposées. La durée de vie est alors très peu sensible à la concentration en dopants et dépend essentiellement de la température. Dans cette gamme de dopage, pour  $T < 100 \text{ K}$ , la durée de vie des électrons est inférieure à celle des trous. En revanche, pour des dopages  $N_{A,D} \geq 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , la durée de vie est impactée par la quantité de dopants de manière plus significative et moins par la température.

A partir du modèle unifié de Klaassen, à la fois pour la mobilité et pour la durée de vie des porteurs minoritaires en régime cryogénique, il est maintenant possible d'estimer leur longueur de diffusion.

### 3.1.3.3 Evaluation des longueurs de diffusion et limitations du modèle en faible injection

D'après les données précédentes, les longueurs de diffusion des électrons et des trous minoritaires ont pu être calculées à partir de l'expression 3.26 et tracées en fonction de la température sur la figure 3.6.

Le passage de la température ambiante au régime cryogénique affecte beaucoup plus la longueur de diffusion des électrons que celle des trous, d'après les courbes de la figure 3.6. Comme la mobilité des électrons est largement augmentée en régime cryogénique pour  $N_A$  inférieure à  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , cela permet de compenser partiellement la diminution de leur durée de vie avec la température. Leur longueur de diffusion est tout de même divisée par deux entre 300 K et 80 K, comme le montre la figure 3.6.

Pour les trous, l'accroissement de la mobilité, associé à une durée de vie stable lors du refroidissement, permet de conserver une longueur de diffusion relativement constante.

En utilisant le modèle unifié de Klaassen [85, 86] pour ce calcul, on trouve  $L_n \sim (2/3) \times L_p$  à  $T = 80 \text{ K}$ , quel que soit  $10^{15} \text{ cm}^{-3} \leq N_{A,D} \leq 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Dans ces conditions, réaliser une jonction courte p-n<sup>+</sup> nécessite d'avoir une longueur de la base  $W_p$  plus faible que la longueur  $W_n$  de celle d'une jonction p<sup>+</sup>-n.

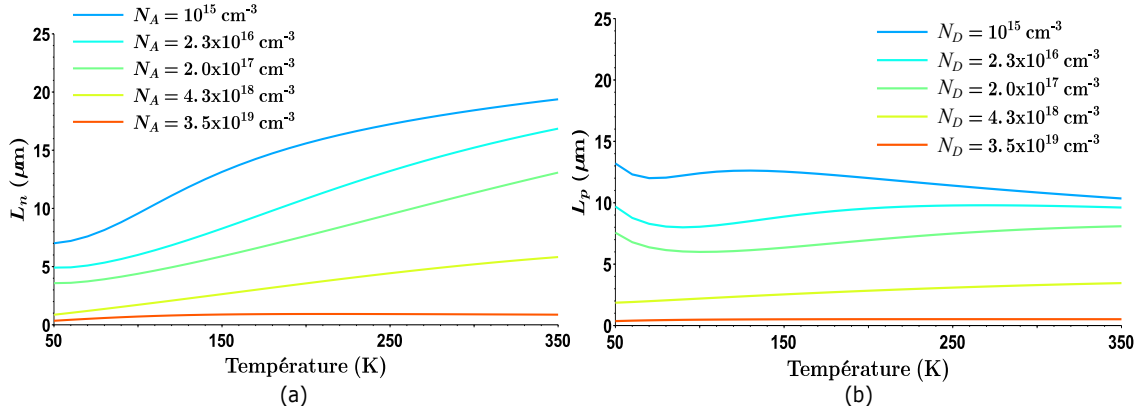


FIGURE 3.6 – Longueur de diffusion des porteurs minoritaires en fonction de la température et de la concentration en dopants, selon le modèle de Klaassen avec  $\tau_0(300\text{K}) = 10^{-7}\text{s}$ . (a) Electrons. (b) Trous.

Les longueurs de diffusion présentées en figure 3.6 sont uniquement déterminées par une durée de vie volumique en faible injection. Afin de couvrir tous les régimes de la jonction, il faudrait prendre en compte les deux effets suivants, négligés en première approximation [65]. Ces mécanismes sont identifiables car leur présence induit une dépendance marquée du courant inverse  $I_R$  au champ électrique appliqué :

- Les recombinaisons via un niveau piège, mais assistées par effet tunnel. Elles interviennent principalement lorsque la jonction est polarisée en inverse. Elles sont favorisées à mesure que le champ électrique  $|E_R|$  augmente. Cette contribution est ajoutée en divisant les durées de vie par un terme supplémentaire  $(1 + \Gamma_{n,p}^{tun})$  dans l'expression de  $U_{SRH}$  3.28. La portée spatiale de cet effet autour du piège est faible.
- L'effet Poole-Frenkel. Sa portée spatiale est plus importante et il se manifeste dès qu'un champ électrique est présent. Il inclut le mécanisme précédent et augmente aussi la recombinaison purement thermique en faible injection. Mais il est lié à l'interaction coulombienne entre le piège et le porteur. Cet effet n'est donc possible qu'entre des électrons  $e^-$  et des pièges donneurs ionisés  $N_{t,D}^+$  ou des trous  $h^+$  avec des pièges accepteurs ionisés  $N_{t,A}^-$ .

Grâce aux modèles existants dans la littérature pour le silicium, on a estimé la longueur de diffusion des porteurs minoritaires en régime cryogénique. Il semble tout à fait envisageable de réaliser une diode p-i-n courte à 80 K avec une longueur de base  $W_{n,p}$  inférieure à  $5 \mu\text{m}$  et un dopage de celle-ci inférieure à  $10^{17} \text{cm}^{-3}$ .

Cependant, les modèles étudiés ont été développés à partir de données expérimentales sur des dispositifs en silicium où les effets volumiques étaient prédominants. Dans notre cas où un film SOI fin est utilisé, l'influence des interfaces par rapport au volume n'est pas négligeable et fait l'objet de la section suivante.

### 3.1.4 Influence des interfaces oxyde/silicium

Le cas d'une jonction PN dont le rapport entre le volume et la surface devient très faible peut représenter un cas limite, où le courant n'est plus déterminé que par les effets de surface. Il est donc important de pouvoir les quantifier.

#### 3.1.4.1 Vitesses de recombinaison de surface et durée de vie effective

Le mécanisme SRH décrit dans la section précédente est transposable à des pièges de surface [63]. Il suffit de définir une densité surfacique de pièges  $N_{s,T}$  possédant une énergie  $E_{s,T}$  et

une section de capture efficace  $\sigma_s$ . On définit alors 2 quantités  $S_r$  et  $S_g$ , qui sont respectivement la vitesse de recombinaison de surface et la vitesse de génération de surface [63] :

$$S_r = \sigma_s v_{th} N_{sT} \quad (3.32)$$

$$S_g = \frac{S_r}{2 \cosh\left(\frac{E_{sT} - E_i}{kT}\right)} \quad (3.33)$$

Le courant de génération-recombinaison  $I_{gr}$  d'une jonction PN est alors adapté :

$$I_{gr-s} = \frac{A_{s-ZCE} q n_i S_r \left[ \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right) - 1 \right]}{2 \left[ \exp\left(\frac{qV_d}{2kT}\right) + \cosh\left(\frac{E_{sT} - E_i}{kT}\right) \right]} \quad (3.34)$$

Le terme  $A_{s-ZCE}$  désigne la surface effective où se produit la génération-recombinaison due aux pièges d'interface. Pour une jonction latérale, cette surface sera représentée par l'aire de l'ensemble des interfaces oxyde/silicium entourant la ZCE.

L'interface SiO<sub>2</sub>/Si au niveau de l'oxyde enterré du substrat SOI (BOX) présente une densité surfacique de pièges relativement faible, de l'ordre de  $5 \times 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour un BOX de 30 nm d'épaisseur [94]. En revanche, la couche de passivation supérieure, formée pendant la fabrication de la diode, présentera une densité de pièges plus élevée. Pour une interface SiO<sub>2</sub>/Si, formée par oxydation thermique sèche,  $N_{sT} \sim 1.5 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  est une valeur typique [95]. Considérer uniquement l'interface oxyde/silicium supérieure semble donc une approximation raisonnable, avec  $A_{s-ZCE} = W_d W_{ZCE}$ . Comme  $W_d \gg e_{SOI}$ ,  $A_{s-ZCE}$  prendra la même valeur dans le cas d'une diode latérale avec structure mesa.

Le courant de génération-recombinaison total  $I_{gr-tot}$  est donc la somme d'un courant volumique  $I_{gr-vol}$  et d'un courant surfacique  $I_{gr-s}$  :

$$I_{gr-tot} = I_{gr-vol} + I_{gr-s} \quad (3.35)$$

A partir de l'expression 3.35, il est possible de définir une durée de vie effective  $\tau_{eff}$ , que ce soit pour la génération ou la recombinaison, en considérant l'égalité  $\text{Vol}_{ZCE} = A_{s-ZCE} e_{SOI}$  :

$$\tau_{r,g-eff} = \left( \tau_{r,g}^{-1} + \frac{S_{r,g}}{e_{SOI}} \right)^{-1} \quad (3.36)$$

Cette notation est pratique à utiliser car c'est la durée de vie effective mesurée lors d'une expérience où il peut être difficile de discriminer l'influence du volume par rapport à la surface.

Cependant, les pièges de surface ne sont pas du tout de même nature que les pièges volumiques. Ils présentent généralement une densité d'états distribuée sur un continuum de niveaux d'énergie dans la bande interdite du silicium, plutôt qu'une densité sur un niveau d'énergie discret [92]. L'effet de la génération-recombinaison telle que décrite sera prédominant dans la zone de déplétion. Néanmoins, ces phénomènes interviennent également hors de la ZCE, pour les porteurs minoritaires injectés, électrons ou trous, qui ont une durée de vie effective,  $\tau_{n-eff}$  ou  $\tau_{p-eff}$  respectivement, décrite par l'équation 3.36.

### 3.1.4.2 Application à la jonction PN latérale

Ces pièges surfaciques font toujours l'objet d'une étude approfondie, notamment pour les interfaces SiO<sub>2</sub>/Si des transistors MOS silicium [96, 93]. Dans cette configuration, le champ principal appliqué sur la grille est perpendiculaire à l'interface considérée, avec une valeur plus

importante que le champ de dérive servant à faire transiter les porteurs de la source vers le drain. Au contraire, dans une jonction PN latérale, les interfaces oxyde/silicium sont parallèles au champ électrique appliqué entre l'anode et la cathode. Il est raisonnable de se demander quel est l'impact de ce champ sur la vitesse de recombinaison de surface.

Comme le champ électrique appliqué est parallèle à l'interface, il semble logique que les pièges soient moins « visibles », avec une section efficace de capture  $\sigma_s$  diminuée par rapport au cas où le champ est perpendiculaire à l'interface. Cependant, cette situation dépend de la densité de charges fixes dans l'oxyde de passivation qui peuvent établir un champ électrique local perpendiculaire à l'interface oxyde/silicium.

La quantification exacte de l'influence de ces états d'interface en fonction de la température ne constitue pas l'objet principal de cette thèse. L'objectif est plutôt de pouvoir dissocier les effets volumiques des effets surfaciques dans l'analyse des performances d'une jonction PN latérale sur substrat SOI fin. Par exemple, un bruit basse fréquence dû aux pièges surfaciques se traduira par une densité spectrale de puissance  $S_{i-1/f}$  proportionnelle à  $N_{sT}$  et à la surface de piégeage-dépiégeage  $A_s$ , elle-même égale à la surface de la passivation.

L'interface  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , créée par une oxydation thermique sèche, est celle qui a été la plus étudiée et qui donne les densités de défauts les plus faibles. Elle a fait l'objet d'un travail récent appliqué aux diodes latérales p-i-n sur SOI de 250 nm, avec une longueur  $L_i = 10 \mu\text{m}$  [97]. Il met en évidence un bruit de piégeage-dépiégeage à basses fréquences introduit par le procédé de gravure sèche du silicium, utilisé pour suspendre la diode. Ce type de bruit est très reconnaissable car il est caractérisé par un spectre  $S_i(f)$  Lorentzien, avec un plateau à basses fréquences suivi d'une pente en  $1/f^2$ . La fréquence de coupure est alors directement liée à  $E_{sT}$ .

Aujourd'hui, plusieurs équipes étudient aussi les propriétés d'autres surfaces passivantes pour le silicium, pour augmenter la capacité de l'oxyde de grille des transistors nanométriques ou pour les applications photovoltaïques. Parmi elles, l'alumine  $\text{Al}_2\text{O}_3$  déposée en CVD par couche atomique est plébiscitée pour sa permittivité diélectrique élevée et sa capacité à être déposée de manière très conforme pour des épaisseurs nanométriques [95]. Cependant, au vue de la variabilité technologique de ce type de passivation, il est difficile de prédire la qualité d'une interface passivante sans caractérisation expérimentale, notamment en régime cryogénique.

Jusque là, les propriétés principales de conduction dans le silicium monocristallin ont été détaillées à froid. Prendre en compte les effets surfaciques dus à la passivation du silicium impliquent de considérer au moins une seconde dimension, perpendiculaire à l'interface oxyde/silicium. C'est pourquoi un modèle analytique simplifié à une dimension, comme celui présenté au chapitre précédent, est vite limité. A l'heure actuelle, des moyens de simulation numériques performants par éléments finis sont disponibles. Ils sont capables de prendre en compte l'ensemble des phénomènes physiques régissant le comportement d'une jonction PN latérale sur substrat SOI en régime cryogénique, sur les deux dimensions d'intérêt. De plus, ils bénéficient d'une bibliographie très complète sur le silicium monocristallin. Les logiciels dédiés à ces études sont regroupés sous le terme TCAD<sup>3</sup>.

## 3.2 Simulations électro-thermiques 2D

La simulation par éléments finis en physique permet de discrétiser un domaine (ligne, surface ou volume) en un certain nombre de noeuds où sont résolues des équations aux dérivées partielles. La simulation est conditionnée par un état initial du système, ainsi que des conditions

3. TCAD : Technology Computer-Aided Design. Branche de la conception assistée par ordinateur en électronique, dédiée à la modélisation de la fabrication et du fonctionnement des dispositifs semiconducteurs.



limites sur les frontières du domaine de calcul. L'interpolation des grandeurs calculées entre chaque noeud discret se fait typiquement par des fonctions polynomiales.

SILVACO est un éditeur de logiciels dédiés à la simulation par éléments finis de composants à base de matériaux semiconducteurs. Le module ATLAS est spécialisé dans la simulation de la conduction électrique, thermique et du couplage optoélectronique [65]. Il résout numériquement l'équation de Poisson et les équations de continuité pour le transport des électrons et des trous à chaque point du maillage. Au vue de la géométrie rectangulaire envisagée pour la jonction latérale, une simulation en deux dimensions est suffisante pour obtenir une bonne approximation du comportement électrique réel du composant. Ce choix autorise une finesse de maillage intéressante sans accroître de manière prohibitive le temps de calcul. Le maillage 2D triangulaire initial est conçu manuellement, mais s'adapte progressivement lors d'un changement de taille des mailles. En outre, un raffinement automatique à la frontière de deux régions présentant un gradient de dopage élevé est disponible, comme dans une jonction PN.

Parallèlement aux méthodes de calcul numérique, le simulateur s'appuie sur des modèles physiques pour rendre compte du comportement des matériaux semiconducteurs en fonction des conditions de la simulation : mobilité des porteurs, statistique de génération-recombinaison, statistique de remplissage des bandes d'énergie, ionisation partielle des dopants,... ATLAS comprend une bibliothèque très complète de modèles physiques développés pour le silicium monocristallin au cours des soixante dernières années et étayés par des données expérimentales.

La simulation TCAD va donc permettre de déterminer l'influence de la cryogénie sur la thermométrie d'une jonction PN. En effet, à partir des caractéristiques I-V-T de la jonction modélisée par ATLAS, le TCC peut être extrait de manière simple. A l'aide d'un modèle de bruit analytique, la résolution thermique en régime cryogénique d'une jonction PN latérale pourra ainsi être estimée.

### 3.2.1 Problématique et définition de la structure

#### 3.2.1.1 La simulation TCAD du silicium en régime cryogénique

ATLAS résout localement l'équation de Poisson, ainsi que les équations de transport par Dérive-Diffusion. Aucun modèle plus avancé n'a été utilisé au cours de cette thèse car la taille des structures dans la direction du champ électrique reste micrométrique. Les porteurs libres sont considérés thermalisés avec le réseau cristallin du silicium à la température absolue  $T$ .

L'équation de Poisson 3.37 relie la divergence du champ de déplacement électrique à la charge locale dans le silicium :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_{Si} \vec{\nabla} \psi) = q (n - p - N_D^+ + N_A^- - N_{tD}^+ + N_{tA}^-) \quad (3.37)$$

où  $\epsilon_{Si}$  désigne la permittivité du silicium,  $N_{tD}^+$  désigne le nombre de pièges donneurs ionisés et  $N_{tA}^-$  le nombre de pièges accepteurs ionisés.

ATLAS calcule le potentiel électrostatique  $\psi$  pour chaque point du maillage et en déduit le champ électrique local, qui est alors défini par  $\vec{E} = -\vec{\nabla} \psi$ .

Afin de décrire correctement la conduction d'un semiconducteur hors équilibre, un quasi-niveau de Fermi pour chaque population de porteurs ( $E_{F_n}$ ,  $E_{F_p}$ ) est défini :

$$E_{F_n} = q\psi - kT \ln \left( \frac{n}{n_i} \right) \quad (3.38)$$

$$E_{F_p} = q\psi + kT \ln \left( \frac{p}{n_i} \right) \quad (3.39)$$

Chaque population, électrons ou trous, est alors en équilibre dans sa bande respective. Le produit  $np$  est alors donné par :

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{F_p} - E_{F_n}}{kT}\right) \quad (3.40)$$

Pour une région neutre à l'équilibre, la loi d'action de masse classique  $np = n_i^2$  est retrouvée. La concentration locale en porteurs dépend donc directement de ce quasi-niveau de Fermi.

La concentration en porteurs libres est habituellement approchée dans un semiconducteur par une statistique simplifiée de Boltzmann si la condition  $E_C - E_{F_n} > 3kT$  ou  $E_{F_p} - E_V > 3kT$  est respectée. Dans un semiconducteur fortement dopé, cette condition n'est pas remplie et ATLAS utilise alors la statistique exacte de Fermi-Dirac pour le calcul de  $n$  et  $p$ , par une intégration numérique des densités locales de porteurs libres dans la bande de conduction et de valence [65].

Les densités de courant sont alors données par les relations 3.41 et 3.42 :

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \vec{\nabla} \phi_n \quad (3.41)$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \vec{\nabla} \phi_p \quad (3.42)$$

où  $(\phi_n, \phi_p)$  désignent les quasi-potentiels de Fermi, définis par  $E_{F_n} = q\phi_n$  et  $E_{F_p} = q\phi_p$ .

La conservation de la quantité de matière au cours du temps se détermine en résolvant la deuxième loi de Fick.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n - U_n \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p - U_p \quad (3.44)$$

où  $(U_n, U_p)$  désignent les taux nets de recombinaison des électrons et des trous respectivement.

Lors de la résolution numérique itérative de ces équations, ATLAS cherche à faire converger les trois quantités  $(n, p, \psi)$  pour calculer  $J_n$  et  $J_p$ . En régime cryogénique, afin de pouvoir calculer des quantités très faibles comme la densité de porteurs intrinsèques  $n_i$ , ATLAS autorise une augmentation de la précision sur les flottants pour atteindre au minimum  $5 \times 10^{-44}$ , en les codant sur 160 bits au lieu de 64.

Les équations précédentes mettent clairement en évidence les données nécessaires à leur résolution, à savoir la quantité de dopants ionisés  $(N_D^+, N_A^-)$ , la mobilité des porteurs libres  $(\mu_n, \mu_p)$  et leur taux net de recombinaison  $(U_n, U_p)$ , en fonction de la température de fonctionnement de la jonction. Comme détaillé dans la partie 3.1, la cryogénie jusqu'à 77 K du silicium requiert des modèles particuliers pour évaluer correctement ces propriétés. La simulation TCAD permet de réaliser des calculs quel que soit le régime d'injection de la jonction PN et quelle que soit la température, car elle prend en compte tous les effets physiques intervenant sur la conduction. Le tableau 3.7 résume l'ensemble des modèles utilisés et leur justification.

Paramètres	Modèle	Nom ATLAS	Description
$n, p$	Fermi-Dirac	fermi	Nécessaire pour $N_{dop} > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
$N_D^+, N_A^-$	Ionisation partielle	ioniz	Inspiré du modèle de Pearson et Bardeen. Un seul dopant considéré
		inc.cryo	Modèle ASSH, adapté au silicium. Calcul de l'ionisation de chaque dopant
$\Delta E_g$	Réduction de la bande interdite	bgn	Nécessaire pour $N_{dop} > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , augmentation de l'affinité du silicium
		mob.incomplete, kla	Prise en compte de $N_D^+, N_A^-$ dans le modèle de Klaassen, mobilité sous faible champ parallèle
$H_n, H_p$	Darwish CVT	newcvl.n, newcvtp	Mobilité sous champ perpendiculaire, compatible avec le modèle de Klaassen
		coulomb.n, coulomb.p	Terme de mobilité liée au potentiel d'interaction des charges d'interface oxyde/silicium
		flnrob	Mobilité jusqu'à la saturation, nécessaire sous fort champ électrique parallèle
$U_n, U_p$	Génération-Recombinaison thermiques	klasrh	Mécanismes SRH via des pièges intra-bande interdite
		trap.coulombic	Augmentation de la recombinaison SRH par interaction coulombienne
		klaug	Mécanismes de génération-recombinaison à 3 porteurs, adapté si fort dopage et fort champ électrique
$G_{BBT}$	Recombinaison assistée par effet tunnel	trap.tunnel, trap.auger	Transitions via les pièges par effet tunnel, valables sous fort champ électrique inverse
		bh:kla	Transitions directes entre bandes, valables sous fort champ électrique inverse (effet Zener)
$G_{impact}$	Ionisation par impact	Selberherr (selb.set2)	Ionisation des porteurs par chocs, valables sous fort champ électrique inverse (effet d'Avalanche)

TABLE 3.7 – Tableau des principaux modèles physiques activés dans ATLAS pour la simulation d'une jonction latérale sur SOI en régime cryogénique.

Par défaut, le modèle d'ionisation partielle géré par ATLAS est le modèle « ioniz ». Il s'appuie sur un formalisme décrit entre autres par Pearson et Bardeen [98]. Ils expliquent la baisse de l'énergie d'ionisation du dopant par la diminution de la sphère électriquement neutre autour de ce dernier, dont le volume est inversement proportionnel à la concentration en dopants. Leur raisonnement est le suivant. Dans un silicium homodopé, plus les dopants sont proches spatialement, plus leur potentiel d'attraction électrostatique augmente vis-à-vis des porteurs libres. Il est alors plus aisé de maintenir la neutralité électrique locale. Cela diminue l'énergie effective nécessaire à l'ionisation, qui est alors modélisée par  $E_{dop}(N_{dop}) = E_{dop,0} - aN_{dop}^{1/3}$ . La faiblesse principale de ce modèle est qu'il conduit à  $E_{dop} < 0$  à partir d'une certaine concentration. C'est pourquoi le modèle « ioniz » considère d'ailleurs  $E_{dop} = 0$  pour  $N_{dop} > 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [65].

Il est intéressant de remarquer que ce niveau de dopage est très proche de la transition métal-isolant M-I du silicium, au moins pour Si :P et Si :B [78]. Ce modèle et celui de ASSH ont deux différences fondamentales :

- La variation de l'énergie du dopant en fonction de sa concentration, comme l'illustre la figure 3.7.
- La prise en compte du dopage. Le modèle « ioniz » considère uniquement les dopants majoritaires, telle que leur concentration est égale au dopage net  $N_{maj} = |N_D - N_A|$ . Avec ce modèle, ATLAS est incapable de traiter simultanément le calcul de  $N_D^+$  et  $N_A^-$  dans une région où la condition  $N_{min} \ll N_{maj}$  n'est pas forcément respectée quelle que soit la température.

Le modèle ASSH présenté dans la partie 3.1 n'était pas disponible dans la version 2017 de SILVACO, lorsque ces travaux de thèse ont débuté. Il a été intégré depuis et est disponible dans la version 2019. Néanmoins, dans le cas de la jonction latérale envisagée, les régions sont unidopées. De plus, pour une base faiblement dopée, typiquement  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , l'énergie des dopants est stable et maximale, comme le montre la figure 3.1. L'ionisation partielle est alors uniquement déterminée par l'abaissement de la température. Dans ces conditions, le modèle « ioniz » donne un résultat proche du modèle ASSH. De même, dans les zones dégénérées sous les contacts, l'énergie des dopants est quasi-nulle et les deux modèles se rejoignent. Cependant, pour les calculs avec  $N_{D,A} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , les simulations ont été refaites avec le modèle ASSH. Ce modèle est beaucoup plus récent et en accord avec les différentes mesures expérimentales réalisées depuis les travaux de Bardeen et Pearson [77].

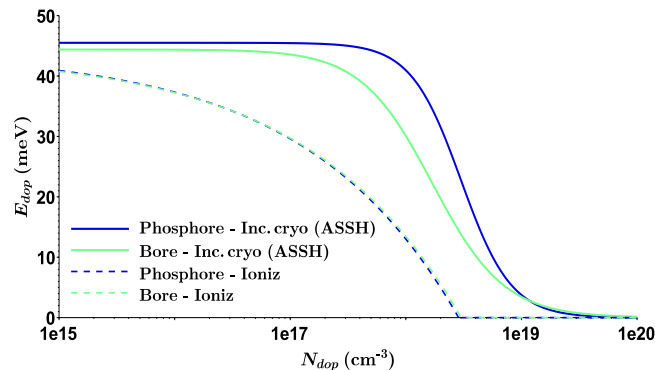


FIGURE 3.7 – Comparaison de  $E_{dop}$  calculée par les modèles d'Altermatt (ASSH) et Ioniz (Silvaco) pour le Phosphore et le Bore en fonction de la concentration en dopants, respectivement  $N_D$  et  $N_A$ .

Les différents termes de mobilité présentés dans le tableau 3.7 s'additionnent selon la règle de Matthiessen, sur le même principe que l'expression 3.17. L'ensemble de ces modèles va permettre de réaliser une simulation de la caractéristique I-V de la jonction, en fonction du régime d'injection et de la géométrie choisie.

### 3.2.1.2 Structure de diode latérale simulée dans ATLAS

La diode latérale en silicium fait 50 nm d'épaisseur. La structure active est passivée sur la face inférieure par un  $\text{SiO}_2$  enterré de 30 nm et sur la face supérieure par une couche mince diélectrique de 30 nm,  $\text{SiO}_2$  ou  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Les régions terminales  $\text{P}^+$  et  $\text{N}^+$  sont fortement dopées, avec une concentration entre  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . L'hypothèse de concentrations de dopants uniformes dans chaque région est faite car l'épaisseur de silicium considérée de 50 nm est très fine et permet d'obtenir une uniformité de dopage dans le volume du film.

La jonction  $\text{p}^+\text{-n}$  ou  $\text{n}^+\text{-p}$  formée est donc parfaitement abrupte. La figure 3.8 montre un exemple de structure et son maillage associé. La couche de passivation recouvre tout le silicium, ce qui ne représente pas la structure réelle. Néanmoins, cela n'a aucune influence sur le comportement électrique de la jonction. Les électrodes, anode et cathode, sont définies comme des conditions limites sur la surface supérieure du SOI.

Afin de remonter aux performances nominales de la jonction PN latérale en silicium, plusieurs choix sont effectués :

- La longueur des zones  $\text{P}^+$  et  $\text{N}^+$  est réduite afin que la résistance série du silicium soit majoritairement due à la base faiblement dopée.
- Les contacts, anode et cathode, sont parfaitement ohmiques, avec une résistance spécifique de contact nulle ( $R_C = 0$ ). La résistance série de la diode sera uniquement due au silicium.
- Aucun piège n'est pris en compte aux interfaces oxyde/silicium.

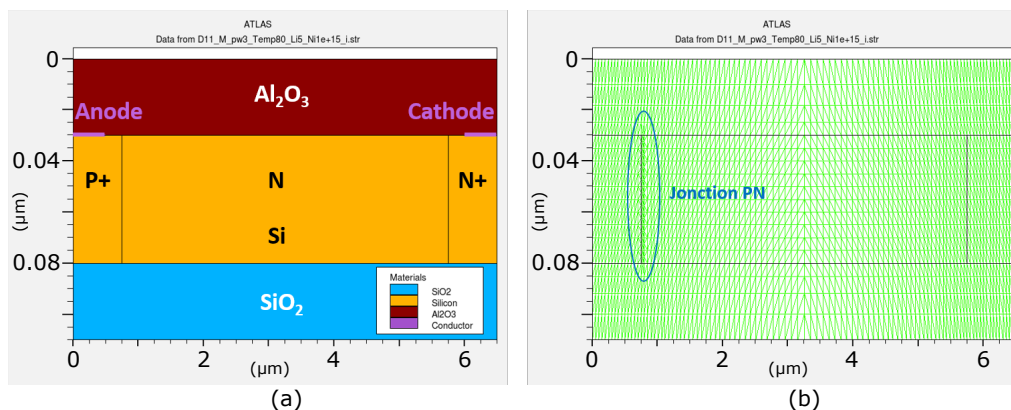


FIGURE 3.8 – Exemple de jonction latérale conçue et simulée dans Atlas (a) Matériaux. (b) Maillage.

La simulation s'effectue en 2D, sur la vue en coupe du dispositif de la figure 3.8 (a). Le logiciel calcule un courant linéique  $I_D$  en  $\text{A} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ . Dans cet exemple, la longueur de la zone N est de 5 μm. Certains paramètres ont été modifiés afin de mettre en évidence leur influence sur les performances thermométriques de la jonction.

## 3.2.2 Simulations du TCC en régime cryogénique

### 3.2.2.1 Calcul du TCC

En simulant le composant de la figure 3.8, il est possible d'obtenir les caractéristiques I-V pour une liste de température déterminée. Dans un premier temps, on suppose que les porteurs possèdent une durée de vie volumique très importante, avec  $\tau_0(300 \text{ K}) = 2.5 \text{ ms}$ , qui est la valeur nominale du modèle de Klaassen [87]. Les courbes I-V de la figure 3.9 correspondent à  $L_i = 5 \mu\text{m}$ ,  $N^+ = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,  $P^+ = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et  $N = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

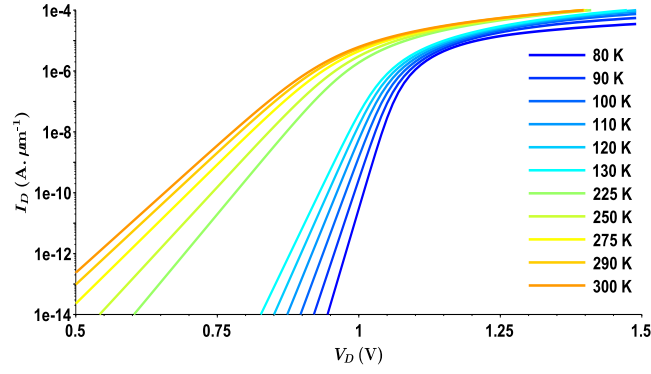


FIGURE 3.9 – Caractéristique I-V de la jonction présentée en figure 3.8.

Il est possible de calculer le TCC pour chaque point de polarisation en tension. Il se déduit aisément de la définition donnée au chapitre 2.

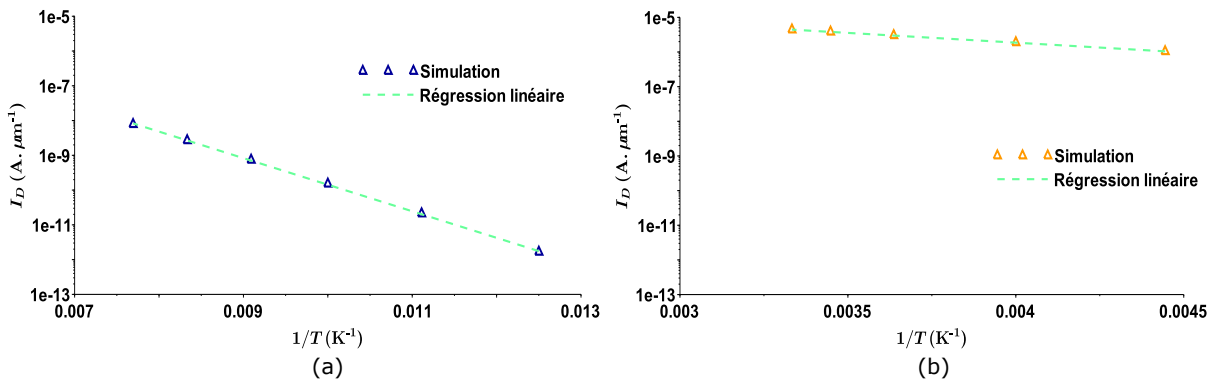
$$TCC = \left. \frac{1}{I_D} \frac{\partial I_D}{\partial T} \right|_{V_D=Cst} = \left. \frac{\partial \ln(I_D)}{\partial T} \right|_{V_D=Cst} \quad (3.45)$$

Sur une plage restreinte de température, en mode direct et notamment en régime de diffusion, il est possible de montrer que  $\ln(I_D) \propto 1/T$  [56]. En calculant le coefficient directeur  $B$  de la droite  $\ln(I_D) = f(1/T)$ , il est possible d'exprimer le TCC directement en fonction de  $T$  avec la formule 3.46.

$$TCC \sim -\frac{B}{T^2} \quad (3.46)$$

Ce mode de calcul conduit à une estimation précise du TCC en considérant une plage de température raisonnable autour de la température d'intérêt. La valeur de  $B$  dépend donc à la fois du point de polarisation en tension de la diode  $V_D$  et de la gamme des températures considérées. Pour une valeur donnée de  $V_D$ , la valeur de  $B$  décroît entre le régime cryogénique, compris entre 80 K et 130 K, et la température ambiante.

Afin d'illustrer cette méthode d'extraction du TCC, la figure 3.10 montre la superposition des points simulés en TCAD et de la droite de régression en échelle logarithmique du courant  $I_D$  en fonction de l'inverse de la température. Le courant est calculé pour  $V_D = 0.98$  V en régime cryogénique sur le graphique (a) et plus proche de la température ambiante sur le graphique (b).


 FIGURE 3.10 – Représentation du courant  $I_D$  en fonction de  $1/T$  à partir des courbes I-V de la figure 3.9 pour  $V_D = 0.98$  V. (a) Pour  $80 \text{ K} < T < 130 \text{ K}$ . (b) Pour  $225 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ .

L'avantage du mode de calcul présenté est qu'il ne nécessite qu'un nombre restreint de points de mesure en température. Par exemple, une série de points tous les 5 K ou 10 K sur

une plage de 40-50 K est amplement suffisante. Lors des mesures en cryogénie, le temps de thermalisation d'un échantillon n'étant pas négligeable, cette méthode sera utile pour optimiser la durée des mesures.

D'après l'expression 3.46, une augmentation du TCC en régime cryogénique est prévisible, bien qu'elle soit modérée par la valeur du coefficient  $B$  qui n'est stable que pour une plage de températures donnée. La figure 3.11 montre le TCC calculé à partir des courbes de la figure 3.9.

A 300 K, les valeurs de TCC en fonction du courant sont cohérentes avec celles présentées sur la figure 2.5 dans le chapitre 2 pour une jonction courte p<sup>+</sup>-n en régime de diffusion. Néanmoins, le modèle analytique simplifié du chapitre précédent présente un TCC à 300 K majoré de 3%.K<sup>-1</sup> par rapport à ce résultat. Bien que cette différence soit importante, elle n'est pas surprenante. Elle montre l'effet substantiel que peuvent avoir les approximations d'un modèle. Par exemple, la simulation TCAD utilise le champ électrique local, avec une configuration où les électrodes sont parallèles à la direction de conduction. Un modèle analytique unidimensionnel n'est pas capable de rendre compte de la distribution correcte du champ électrique dans cette structure. Dans le modèle analytique présenté, les effets comme la réduction de  $E_G$  à fort dopage, les quasi-niveaux de Fermi et le calcul exact du taux global de génération-recombinaison des porteurs n'ont pas été pris en compte.

Le TCC en régime cryogénique peut être analysé en fonction du régime de polarisation de la diode à partir des courbes de la figure 3.11.

— **En régime de faible injection**

Sur cette diode, la valeur très élevée de la durée de vie, avec  $\tau_0 = 2.5$  ms, permet d'obtenir un régime de diffusion dominant au moins à partir de  $I_D \geq 10^{-14}$  A. $\mu\text{m}^{-1}$ . Le TCC est clairement augmenté par rapport à la température ambiante : pour un courant direct  $I_D = 10^{-11}$  A. $\mu\text{m}^{-1}$ , le TCC est multiplié par 3.5, passant de 7.2%.K<sup>-1</sup> à 300 K à 25.0%.K<sup>-1</sup> à 80 K.

En reprenant l'explication de la sensibilité à la température dans la jonction PN du chapitre 2, il est intéressant de se rendre compte que la forte baisse de  $n_i$  en régime cryogénique est le contributeur principal à la diminution du courant de saturation de diffusion et au décalage significatif de la tension de diffusion vers des polarisations plus élevées. Le point de polarisation optimal de la jonction se situe alors autour de 1 V ( $\sim I_D = 10^{-11}$  A. $\mu\text{m}^{-1}$ ), ce qui est raisonnable par rapport au point de fonctionnement d'un matériau thermistor en bolométrie [46].

En diminuant la température, la dépendance du TCC au courant augmente car l'évolution du courant en régime de diffusion, entre  $10^{-14}$  A. $\mu\text{m}^{-1}$  et  $10^{-7}$  A. $\mu\text{m}^{-1}$ , se fait sur une plage de polarisation plus réduite, d'après la figure 3.9. Le TCC est plus élevé en régime de diffusion mais il diminue aussi plus fortement pour rejoindre des valeurs  $\leq 5$ %.K<sup>-1</sup> en forte injection.

— **En régime de très forte injection (résistance série)**

Contrairement à la température ambiante, le TCC en régime cryogénique ne diminue pas de manière monotone pour atteindre une valeur limite. Il ré-augmente pour  $I_D \geq 10^{-5}$  A. $\mu\text{m}^{-1}$ . Ce comportement dépend de la diode p-i-n étudiée, car il est lié à l'évolution en température de la résistance série, due uniquement au silicium dans ces simulations car la résistance des contacts est nulle ( $R_C = 0$ ). L'expression analytique approchée 6.11 de la résistance série est donnée en annexe 6.1.6. Elle dépend du dopage dans la base, de l'ionisation partielle des dopants, du dopage de la zone d'injection ainsi que de la longueur effective de la diode, c'est-à-dire le rapport entre la longueur  $L_i$  et la longueur de diffusion des porteurs minoritaires. Pour la diode dont les caractéristiques I-V sont présentées sur la figure 3.9, la résistance série augmente lorsque la température diminue,

notamment en-dessous de 130 K. Les valeurs de TCC restent faibles par rapport à celles du régime de diffusion.

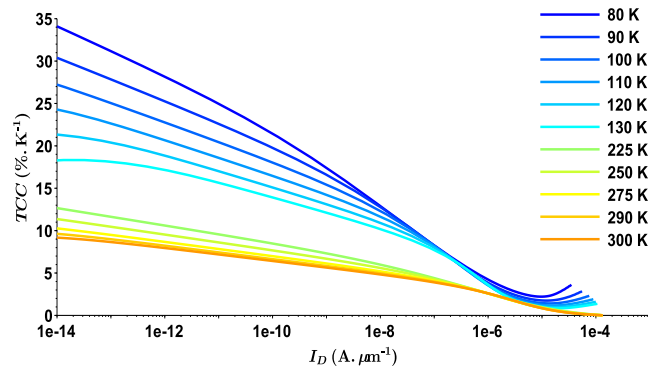


FIGURE 3.11 – TCC en fonction du courant normalisé, calculé à partir des courbes I-V de la figure 3.9.

A partir de la structure présentée en figure 3.8, une étude a été menée afin de mieux appréhender l'influence de la durée de vie, de la longueur de la base et de son dopage sur la sensibilité thermique de la jonction pour le régime cryogénique.

### 3.2.2.2 Influence de la durée de vie des porteurs minoritaires sur le TCC

La figure 3.12 montre le TCC d'une diode  $p^+ - n - n^+$  avec  $L_i = 1 \mu\text{m}$  et un faible dopage de la base  $N_{i,D} = 10^{15} \text{cm}^{-3}$  pour deux valeurs différentes de durée de vie des porteurs minoritaires. Le choix d'une longueur  $L_i = 1 \mu\text{m}$  est délibéré, afin de montrer l'influence de  $\tau_0$  en faible injection même pour un cas de diode courte où le courant de diffusion est plus important.

Le modèle utilisé pour calculer la durée de vie est celui de Klaassen détaillé dans la partie 3.1.3.2. Comme déjà mentionné, la valeur de  $\tau_0$  dépend beaucoup du substrat utilisé. La figure 3.12 évalue son influence en comparant  $\tau_0 = 2.5 \times 10^{-3} \text{s} = 2.5 \text{ms}$  et  $\tau_0 = 10^{-7} \text{s} = 10^{-4} \text{ms}$ .

En faible injection pour  $I_D \leq 10^{-10} \text{A} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ , l'influence de la durée de vie des porteurs minoritaires est significative car le TCC est réduit d'environ  $2\% \cdot \text{K}^{-1}$  pour  $I_D \approx 10^{-11} \text{A} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  à titre d'exemple. Quand  $\tau_0$  diminue, le courant de génération-recombinaison dans la ZCE augmente et masque progressivement le régime de diffusion du TCC, comme déjà mentionné par l'équation 2.46 du chapitre précédent. Il est intéressant de noter que cette dégradation du TCC est aussi mise en évidence par une augmentation du coefficient d'idéalité  $\eta$  de la diode, qui passe de 1.01 pour  $\tau_0 = 2.5 \times 10^{-3} \text{s}$  à 1.28 pour  $\tau_0 = 10^{-7} \text{s}$ . Cette corrélation est cohérente car le coefficient d'idéalité est le marqueur de la part du courant de recombinaison dans le courant total, comme déjà indiqué par l'équation 2.16 et les explications fournies dans le chapitre précédent.

Pour une température donnée, cela signifie que plus la durée de vie est faible, plus le coefficient d'idéalité est élevé et plus le TCC est diminué en faible injection. Les simulations TCAD confirment donc l'évolution théorique du TCC avancée par l'équation 2.46 au chapitre précédent.



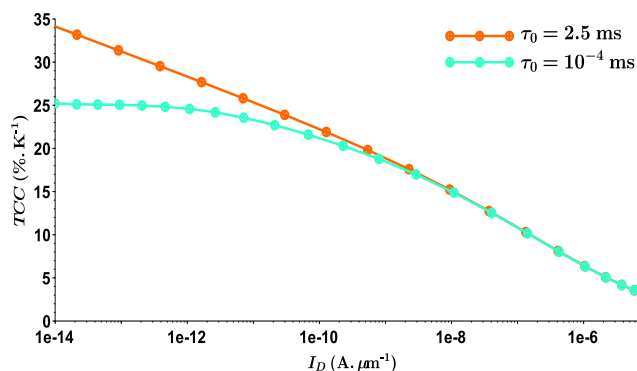


FIGURE 3.12 – TCC à  $T = 80\text{K}$  en fonction de  $I_D$  et pour deux valeurs de  $\tau_0$ , pour une diode  $p^+-n-n^+$  avec  $L_i = 1\ \mu\text{m}$  et  $N_{i,D} = 10^{15}\text{cm}^{-3}$ .

### 3.2.2.3 Influence du dopage de la base sur le TCC

La figure 3.13 présente les courbes de TCC en fonction du courant pour deux types de diode p-i-n, soit une base de type N avec une concentration  $N_{i,D}$  en dopants ou une base de type P avec une concentration  $N_{i,A}$  en dopants. Pour chaque type de dopage de la base, deux concentrations  $N_i$  ont été comparées. La base possède une longueur  $L_i = 5\ \mu\text{m}$ . Les durées de vie ( $\tau_n, \tau_p$ ) ont été calculées avec le modèle de Klaassen en considérant  $\tau_0 = 10^{-7}\text{s}$  d'après [87].

En observant la figure 3.2 présentée au début du chapitre, la concentration  $10^{17}\text{cm}^{-3}$  correspond à un minimum d'ionisation à 80 K. Celle-ci est inférieure à 1 % pour le Bore et à 3 % pour le Phosphore. La concentration de dopants actifs électriquement, dans la base N et la base P, approche donc la valeur de  $10^{15}\text{cm}^{-3}$ . Dans une diode de type p-i-n, les deux concentrations de la base  $N_i = 10^{15}\text{cm}^{-3}$  et  $N_i = 10^{17}\text{cm}^{-3}$  deviennent donc quasiment équivalentes à 80 K, que la base soit de type N ou P. Ce comportement marque une différence notable par rapport à la température ambiante où l'ionisation des dopants dans la base est presque totale pour ces concentrations.

A 80 K, avoir une jonction latérale  $p^+-n-n^+$  est légèrement plus avantageux pour les deux valeurs de  $N_i$  testées si  $I_D \geq 5 \times 10^{-13}\text{A}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ . Il est également intéressant de remarquer que la concentration en dopants dans la base a une influence modérée sur le TCC quand  $I_D$  est supérieur à  $10^{-11}\text{A}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ , car le courant n'est pas dominé par la recombinaison. En effet, le TCC est majoré de 1 à 2%·K<sup>-1</sup> pour  $N_i = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ , que la base soit dopée N ou P.

Pour  $I_D \leq 10^{-12}\text{A}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ , le TCC de la jonction  $p^+-n-n^+$  avec  $N_{i,D} = 10^{17}\text{cm}^{-3}$  est plus faible et diminue jusqu'à 22%·K<sup>-1</sup>. Cette forme de courbe est typique du passage vers un courant de recombinaison dominant. Il est plus prononcé pour la jonction  $p^+-n-n^+$  que pour la jonction  $p^+-p-n^+$ . Cela vient du rapport entre le courant de diffusion et le courant de recombinaison, défavorable en faible injection lorsque les porteurs minoritaires sont des trous, car  $D_p < D_n$  pour un couple  $(T, N_i)$  donné.

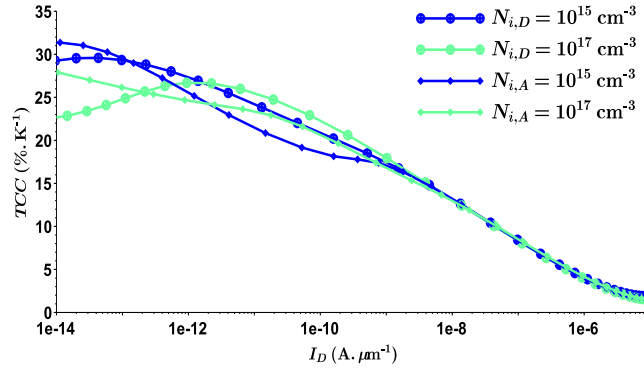


FIGURE 3.13 – TCC à  $T = 80\text{K}$  en fonction de  $I_D$  pour plusieurs dopages de la base, pour une diode  $p^+-n-n^+$  et  $p^+-p-n^+$  avec  $L_i = 5\mu\text{m}$  et  $\tau_0 = 10^{-7}\text{s}$ .

### 3.2.2.4 Influence de la longueur $L_i$ de la base sur le TCC

La figure 3.14 présente des courbes de TCC en fonction de la longueur  $L_i$  de la base d'une diode  $p^+-n-n^+$ , avec  $N_{i,D} = 10^{17}\text{cm}^{-3}$  et  $\tau_0 = 10^{-7}\text{s}$ .

A faible polarisation, pour  $I_D < 10^{-11}\text{A}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ , le courant est dominé par la recombinaison dans la ZCE encore présente et le TCC est indépendant de  $L_i$ .

En revanche, lorsque le courant de diode est dominé par la diffusion, pour  $I_D \geq 10^{-11}\text{A}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ , le TCC dépend fortement de  $L_i$ . Le courant de saturation de diffusion d'une diode courte augmente lorsque  $L_i$  diminue (cf. annexes 6.2 et 6.4). La conséquence est un TCC qui augmente lorsque  $L_i$  diminue, pour un courant de diffusion donné. Cette tendance est identique quelle que soit la température de fonctionnement de la jonction. De plus, la résistance série augmente avec  $L_i$ , ce qui a pour effet de faire chuter le TCC vers sa valeur minimale à plus faible courant, comme l'illustre la figure 3.14 où ce seuil est atteint dès  $I_D = 10^{-6}\text{A}\cdot\mu\text{m}^{-1}$  pour  $L_i = 20\mu\text{m}$ .

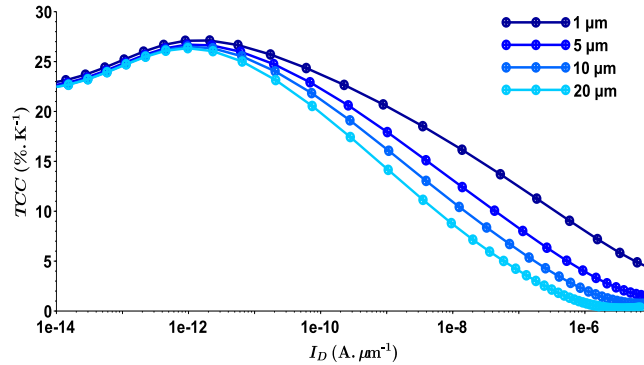


FIGURE 3.14 – TCC à  $T = 80\text{K}$  en fonction de  $I_D$  pour plusieurs longueurs de la base  $L_i$ , pour une diode  $p^+-n-n^+$ , avec  $N_i = 10^{17}\text{cm}^{-3}$  et  $\tau_0 = 10^{-7}\text{s}$ .

Les simulations TCAD ont confirmé que le régime de diffusion de la diode est le plus intéressant pour obtenir les valeurs les plus élevées de TCC. La plage de courant linéique exploitable en pratique commencerait pour  $I_D \geq 10^{-11}\text{A}\cdot\mu\text{m}^{-1}$  jusqu'au régime de forte injection.

### 3.2.3 Résolution thermique théorique d'une diode p-i-n en régime cryogénique

A partir de ces résultats, une estimation de la résolution thermique  $\Delta T_{min}$  d'un thermomètre à jonction  $p^+-n$ , c'est-à-dire la plus petite différence de température qu'il est capable de mesurer, peut être calculée en utilisant la formule :

$$\Delta T_{min} = \frac{i_B}{R_I} = \frac{i_B}{I_D TCC} \quad (3.47)$$

où  $i_B$  désigne le courant de bruit rms linéique de la diode, au point de polarisation considéré et dans une bande passante donnée.  $R_I$  désigne la réponse thermique en courant de la diode. Elle a été définie et expliquée au chapitre précédent dans la section 2.2.1.4. Elle est exprimée ici en  $A.K^{-1}.\mu m^{-1}$  à partir de la densité linéique de courant  $I_D$ .

### 3.2.3.1 Estimation de la réponse thermique $R_I$

La réponse thermique en courant de la diode  $R_I$  peut être facilement tracée à partir des résultats de TCC de la partie précédente.

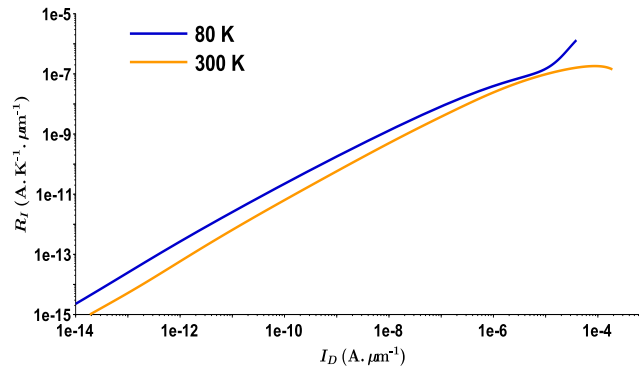


FIGURE 3.15 –  $R_I$  à  $T = 80$  K et  $T = 300$  K en fonction de  $I_D$ , pour une diode  $p^+-n-n^+$  avec  $L_i = 5 \mu m$ ,  $N_i = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $\tau_0 = 10^{-7} \text{ s}$ .

La réponse thermique d'une diode  $p^+-n-n^+$  avec  $L_i = 5 \mu m$ ,  $N_{i,D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $\tau_0 = 10^{-7} \text{ s}$  est tracée sur la figure 3.15 à 300 K et 80 K. L'évolution de  $R_I$  en fonction du courant de polarisation  $I_D$  suit bien l'évolution du TCC.

- En régime de faible injection, entre  $10^{-14} \text{ A}.\mu m^{-1}$  et  $10^{-8} \text{ A}.\mu m^{-1}$ ,  $R_I$  évolue de manière monotone en fonction de  $I_D$  avec un gain d'au moins une demi-décade entre 300 K et 80 K.
- En forte injection, au passage entre le régime de diffusion et le régime résistif pour  $10^{-8} \text{ A}.\mu m^{-1} < I_D < 10^{-5} \text{ A}.\mu m^{-1}$ , le taux d'augmentation de  $R_I$  diminue progressivement car le TCC chute fortement dans cette région. Cette situation est plus prononcée à 80 K, comme déjà expliqué dans la partie 3.2.2.1. Pour  $I_D \sim 10^{-5} \text{ A}.\mu m^{-1}$ , le régime cryogénique ne présente aucun intérêt par rapport à la température ambiante car les valeurs de  $R_I$  sont très proches.
- En régime de résistance série, pour  $I_D \geq 10^{-5} \text{ A}.\mu m^{-1}$ ,  $R_I$  évolue très peu à 300 K, voire diminue, lorsque  $I_D$  augmente car le TCC devient très faible. A 80 K, la situation est différente et  $R_I$  augmente avec  $I_D$  plus rapidement qu'en régime de diffusion. Cet effet est lié à la variation accrue de la résistance série de la diode autour de 80 K par rapport à la température ambiante, en raison de l'ionisation partielle des dopants en régime cryogénique. Néanmoins, l'utilisation de ce dernier régime de polarisation n'est pas souhaitable, car la résolution thermique dépend autant de la reponsivité thermique que du niveau de bruit basse fréquence qui diffère entre les régimes de conduction comme cela est discuté dans la section suivante.

### 3.2.3.2 Modélisation théorique du bruit basse fréquence

ATLAS possède un module spécialisé pour la simulation du bruit électronique, appelé NOISE. Il est capable de générer différentes sources microscopiques de bruit dans un petit volume du maillage et de les propager afin de calculer le bruit global du dispositif au niveau des contacts, en utilisant la méthode du champ d'impédance<sup>4</sup>. Cependant, le bruit en  $1/f$  est évalué à partir d'une formule de Hooge dont les coefficients ( $\alpha_{H_n}, \alpha_{H_p}$ ) sont laissés à la discrétion de l'utilisateur. Or, ces coefficients évoluent en fonction du niveau d'injection dans une jonction PN. Il semble donc difficile de paramétrer ATLAS correctement, alors que le modèle analytique du bruit, comme présenté au chapitre 2 partie 2.3, est beaucoup plus simple à mettre en oeuvre et à manipuler.

Pour l'estimation du bruit basse fréquence de la diode, nous supposons les conditions suivantes :

- La diode est une jonction p<sup>+</sup>-n.
- Elle fonctionne en régime de diffusion, avec  $\eta \approx 1$ .
- La résistance des contacts est nulle ( $R_C = 0$ ).
- Les régions N<sup>+</sup> et P<sup>+</sup> ont une résistance très faible, de sorte que  $R_S$  est quasiment égale à la résistance série de la base faiblement dopée en très forte injection.

La densité spectrale de bruit  $S_i$  dans une jonction p<sup>+</sup>-n polarisée en direct est alors modélisée par l'expression [75] :

$$S_i = 2qI_D \left( 1 + \frac{\alpha_{Hp-d}}{2\tau_{eff}f} \right) \quad (3.48)$$

où  $f$  représente la fréquence du signal de bruit,  $\tau_{eff}$  la durée de vie effective des trous et  $\alpha_{Hp-d}$  est le paramètre de Hooge en régime de diffusion, comme défini par l'équation 2.64 appliquée aux électrons. Ici, le paramètre de Hooge en régime de diffusion pour les trous est donné par [75] :

$$\alpha_{Hp-d} = \frac{4\alpha_0}{3\pi} \frac{2q(V_{bi} - V_D)}{m_p^*c^2} \quad (3.49)$$

La valeur de  $\alpha_{H-d}$  pour les électrons et les trous dépend de la température de manière implicite, à travers la valeur de la tension de diffusion  $V_{bi}$  et de leur masse effective,  $m_n^*$  ou  $m_p^*$  respectivement, dont les expressions en fonction de la température sont disponibles dans [65]. On peut noter que lorsque le courant de recombinaison de la diode devient comparable au courant de diffusion, avec un coefficient d'idéalité compris entre 1 et 2, le paramètre de Hooge  $\alpha_{Hp-d}$  est alors donné par :

$$\alpha_{Hp-d} = \frac{4\alpha_0}{3\pi} \frac{2q(V_{bi} - V_D) + 3kT}{m_p^*c^2} \quad (3.50)$$

On distingue trois cas pour l'équation 3.48 où  $\tau_{eff}$  prend des valeurs différentes.

1. La jonction p<sup>+</sup>-n est très courte avec  $L_i \ll L_p$ .

Dans le cas d'une jonction à base courte, la théorie de Van Der Ziel et Handel s'applique (cf. chapitre 2 partie 2.3). Dans ce cas, la durée de vie effective des trous  $\tau_{eff}$  est égale à la durée de diffusion des trous dans la base  $\tau_{d-p}$  donnée par l'expression :

$$\tau_{d-p} = \frac{qL_i^2}{2kT\mu_p} \quad (3.51)$$

4. Traduction du terme anglais « Impedance-Field Method ».

Les simulations TCAD ont montré que la concentration en porteurs minoritaires injectés dans la base d'une diode courte était constante sur toute sa longueur, quelle que soit la polarisation directe, contrairement à ce qui est communément admis dans les modèles analytiques où on considère  $n(L_i) = \frac{n_i^2}{N_A}$  ou  $p(L_i) = \frac{n_i^2}{N_D}$ .

2. La jonction p<sup>+</sup>-n est de longueur moyenne avec  $L_i \sim L_p$ .

La valeur de  $\tau_{eff}$  va alors dépendre de la longueur  $L_i$  de la diode. D'après l'expression 3.51, si  $L_i$  est inférieure à  $\sqrt{2}L_p$ , alors la durée de vie effective est égale à  $\tau_{d-p}$ . Sinon, la durée de vie effective devient égale à la durée de vie d'un trou  $\tau_p$ .

3. La jonction p<sup>+</sup>-n est longue avec  $L_i \gg L_p$ .

Dans ce cas, la valeur de  $\tau_{eff}$  est égale à trois fois celle des trous  $\tau_p$ , tel que  $\tau_{eff} = 3\tau_p$ , d'après les résultats de Van Der Ziel sur la densité spectrale de puissance de bruit présentés pour une diode n<sup>+</sup>-p longue [72].

En effet, d'après cet article, la densité spectrale de bruit en 1/f d'une diode p<sup>+</sup>-n, évaluée par la méthode des lignes de transmission, est multipliée par une fonction  $f(a)$  où  $a = \exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) - 1 = \frac{P'(0)}{P_n}$ .  $P'(0)$  représente le surplus de trous injectés se trouvant à l'interface entre la zone P<sup>+</sup> et la base N, tandis que  $P_n$  correspond à la concentration d'équilibre des trous dans la base. Dans la cas d'une diode longue, où la longueur de la base est infiniment grande devant la longueur de diffusion des porteurs minoritaires,  $f(a)$  tend vers la valeur  $\frac{1}{3}$  en polarisation directe.

Par identification avec l'équation 3.48, le résultat présent dans l'article de Van Der Ziel nous permet de déduire  $\tau_{eff} = 3\tau_p$  dans le cas d'une diode p<sup>+</sup>-n longue.

Les trois expressions précédentes sont valables uniquement pour le régime de faible injection. Dans ce cadre, l'hypothèse faite est que la résistance dynamique de la diode  $r_d = \frac{\partial I}{\partial V} \approx \frac{\eta kT}{qI_D}$  remplit la condition  $r_d \gg R_S$ . Le bruit total est alors dominé par le bruit de la jonction mentionné ci-dessus.

Ensuite, lorsque  $V_D$  devient supérieure à la tension de diffusion  $V_{bi}$ , le bruit de la diode est alors dominé par celui de la résistance série du silicium ajoutée à celle des contacts, donné par la formule 2.67.

En considérant une lecture en continu avec une cadence de 10 images par seconde, la bande passante d'intégration du bruit  $\Delta f$  sera d'environ 4 Hz. Le courant de bruit rms  $i_B$  est donné par la formule 3.52 :

$$i_B = [2qI_D\Delta f + A \ln(\Delta f + 1)]^{\frac{1}{2}} \quad (3.52)$$

où  $A = \frac{qI_D\alpha_{Hp-d}}{\tau_{eff}}$  d'après l'équation 3.48.

Comme  $I_D$  est une densité linéique de courant exprimée en A. $\mu\text{m}^{-1}$ ,  $i_B$  s'exprime en A. $\mu\text{m}^{-1/2}$ .

D'après l'expression 3.52, le niveau de bruit dans la jonction évoluera comme  $i_B \propto \sqrt{I_D}$ . Le graphique 3.16 représente  $i_B$  à 80 K calculé en fonction de  $I_D$ , en régime de diffusion, pour une jonction p<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> avec  $N_{i,D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\tau_0 = 10^{-7} \text{ s}$ . L'intérêt de ce graphique est de montrer l'augmentation du bruit en faible injection lorsque  $L_i$  devient inférieure à 5  $\mu\text{m}$  à cause de la modification de  $\tau_{eff}$  évoquée dans le point 1 précédent pour les diodes courtes. Dans ce cas particulier, le rapport  $\frac{\alpha_{Hp-d}}{2\tau_{d-p}}$  devient supérieur à 1. La partie due au bruit en 1/f contribue alors quasiment à part égale avec le bruit de Schottky à la valeur de  $i_B$ , alors qu'elle est normalement largement minoritaire. Il n'est donc pas pertinent de concevoir une jonction

avec une base trop courte. Néanmoins, cet écart se réduit avec l'augmentation du courant car la valeur de  $\alpha_{Hp-d} \propto (V_{bi} - V_d)$  diminue aussi dans ce modèle théorique.

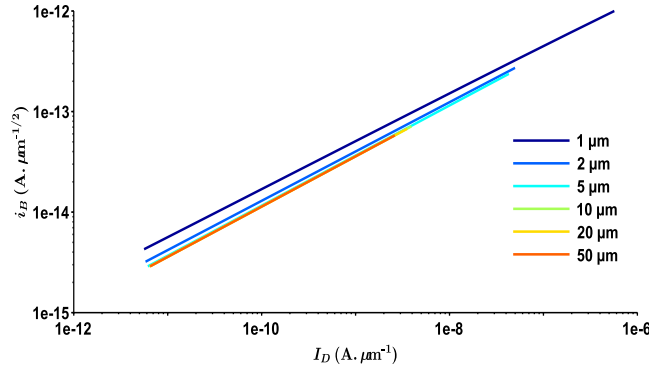


FIGURE 3.16 – Simulation du bruit basse fréquence à  $T = 80$  K en régime de diffusion, intégré sur une bande passante de 4 Hz, pour une jonction latérale p<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> avec  $e_{Si} = 50$  nm,  $N_{i,D} = 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>,  $\tau_0(300\text{ K}) = 10^{-7}$  s, pour différentes valeurs de  $L_i$ .

A partir de l'estimation du bruit basse fréquence  $i_B$ , associée aux résultats de simulation du TCC de la section 3.2.2, il est maintenant possible de calculer la résolution thermique théorique d'une diode p-i-n en régime de diffusion.

### 3.2.3.3 Evaluation de la résolution thermique

D'après l'expression 3.47 et aussi 3.52,  $\Delta T_{min} \propto 1/\sqrt{I_D}$ . Pour minimiser  $\Delta T_{min}$ , il faut donc en théorie polariser la diode de telle manière à obtenir le courant de diffusion linéique  $I_D$  le plus élevé possible en régime de diffusion.

La figure 3.17 montre la diminution de  $\Delta T_{min}$  à 80 K lorsque  $I_D$  augmente, pour différentes longueurs  $L_i$ , avec  $\tau_0 = 10^{-7}$  s. Les jonctions avec  $L_i \geq 5 \mu\text{m}$  sont clairement limitées par leur résistance série qui augmente avec  $L_i$  et qui va diminuer drastiquement la valeur maximale de leur courant de diffusion.

Pour  $L_i = 1 \mu\text{m}$ , un changement net de comportement est observé à faible courant. Ce dernier est expliqué par l'augmentation du bruit  $i_B$  dans une diode courte décrit dans la section précédente. L'augmentation de la réponse thermique  $R_I$  ne suffit plus à équilibrer l'augmentation de la part du bruit en  $1/f$  en régime de diffusion. Dans la configuration de la figure 3.17, une longueur de base  $L_i = 1 \mu\text{m}$  ne devient intéressante par rapport à  $L_i = 5 \mu\text{m}$  que pour un courant de diffusion  $I_D \geq 10^{-8}$  A.μm<sup>-1</sup>, supérieur à la valeur souhaitée.

La résolution thermique  $\Delta T_{min}$ , calculée ici à partir d'une densité linéique de courant  $I_D$ , est exprimée en K.μm<sup>1/2</sup>. En pratique, la diode aura une certaine largeur  $W$  qui permettra de diviser ces valeurs par un facteur  $\sqrt{W}$ . Pour une largeur de 100 μm, qui est tout à fait intégrable dans un microbolomètre sub-THz décrit dans la partie 5.1 du chapitre 5, cela correspond à un facteur 10.

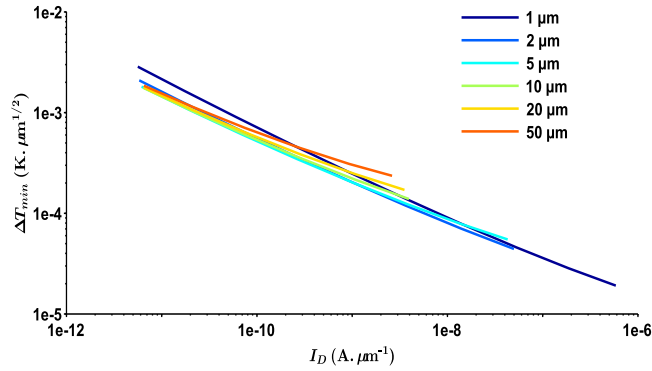


FIGURE 3.17 – Simulation de la résolution thermique  $\Delta T_{min}$  d'une jonction latérale  $p^+-n-n^+$  en fonction de  $I_D$  et  $L_i$ , avec  $e_{Si} = 50 \text{ nm}$ ,  $N_{i,D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\tau_0(300 \text{ K}) = 10^{-7} \text{ s}$  et  $T = 80 \text{ K}$ .

La figure 3.18 compare quant à elle différentes valeurs de durée de vie des trous afin de quantifier son impact sur la performance globale du thermomètre en régime de diffusion.

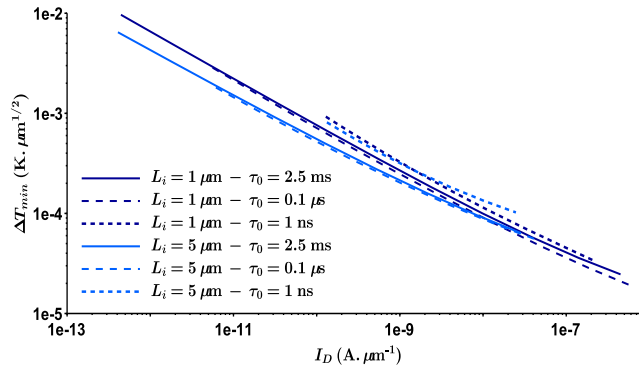


FIGURE 3.18 – Simulation de la résolution thermique  $\Delta T_{min}$  d'une jonction latérale  $p^+-n-n^+$  en fonction de  $I_D$  et  $\tau_0$ . Les paramètres sont identiques à la figure 3.17.

Les durées de vie sont calculées à partir du modèle de Klaassen présenté dans la section 3.1.3.2. Les  $\tau_0$  affichés sur la figure 3.18 correspondent au paramètre  $\tau_0(300 \text{ K})$  de ce modèle.

On peut observer qu'un  $\tau_0$  de  $0.1 \mu\text{s}$  améliore très légèrement la résolution thermique à  $80 \text{ K}$  du thermomètre simulé par rapport à un  $\tau_0$  de l'ordre de la milliseconde d'après 3.18. Pour ces deux valeurs de  $\tau_0$ , la DSP de bruit en courant est similaire car le terme de bruit Schottky domine devant celui du bruit  $1/f$ . En revanche, pour un point de polarisation ( $V_D$ ,  $I_D$ ) donné, une valeur de durée de vie inférieure peut conduire à une meilleure réponse thermique à cause du courant et du TCC qui sont modifiés par l'ajout d'un courant de recombinaison dont la valeur n'est plus négligeable. Dans le cas où  $\tau_0$  est égal à  $2.5 \text{ ms}$ , le courant de la diode peut être assimilé à un courant de diffusion pur, ce qui n'est plus le cas quand  $\tau_0$  est égal à  $0.1 \mu\text{s}$ . Cet effet n'entraînera cependant pas de gain significatif de la résolution thermique.

Lorsque  $\tau_0 = 1 \text{ ns}$ , le courant de recombinaison est encore augmenté et domine le courant de diffusion. Pour les points de polarisation  $V_D$  correspondant au régime de diffusion sur les diodes avec  $\tau_0 = 0.1 \mu\text{s}$ , le courant est supérieur à  $3 \times 10^{-10} \text{ A.}\mu\text{m}^{-1}$  car la densité de courant a été significativement augmentée par la recombinaison. La résolution thermique est alors moins bonne pour un courant  $I_D$  donné, à cause du TCC réduit et du bruit en  $1/f$  augmenté par la valeur de  $\alpha_{HP}$  incluant la recombinaison. Une trop faible durée de vie des porteurs minoritaires augmente donc la résolution thermique globale de la diode à partir du moment où le courant de recombinaison domine le courant de diffusion en faible injection, quelle que soit la valeur de  $V_D$ .

Réaliser une diode dans un substrat SOI de 50 nm d'épaisseur, dont la durée de vie à 300 K est classiquement de  $0.1 \mu\text{s}$  [93], n'est donc pas préjudiciable par rapport à un substrat de silicium massif où la durée de vie est beaucoup plus importante. Il faudra cependant veiller à ne pas dégrader cette qualité intrinsèque du SOI au cours du procédé de fabrication de la diode.

## Conclusion

Le comportement du silicium monocristallin en régime cryogénique, jusqu'à 80 K, a été détaillé afin de démontrer l'intérêt du refroidissement sur les propriétés thermométriques d'une jonction PN latérale. L'ensemble de la conduction est largement modifiée par l'ionisation partielle des dopants avec la température, notamment dans le régime du gel des porteurs. La mobilité et la durée de vie des électrons et des trous évoluent significativement, ce qui modifie considérablement le comportement de la jonction PN en comparaison à la température ambiante.

La bibliographie réalisée sur ce sujet montre clairement qu'un nombre réduit de modèles sont réellement adaptés au régime cryogénique. L'ionisation partielle est bien décrite par le modèle ASSH alors que la mobilité est donnée par le modèle de Klaassen. L'utilisation d'une température cryogénique conduit à une augmentation de la réponse thermique d'une jonction latérale pour un courant donné par rapport à la température ambiante. En effet, le TCC en faible injection est multiplié par 3 environ par rapport à la température ambiante et dépasse ainsi  $20 \%.K^{-1}$  pour  $T = 80 \text{ K}$ .

En régime cryogénique, l'influence du niveau de dopage dans la base sur la valeur du TCC est moins importante qu'à température ambiante. En raison de l'ionisation partielle, le TCC est similaire en régime de diffusion si  $10^{15} \text{ cm}^{-3} \leq N_i \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Cette étude sur la réponse thermique de la jonction a aussi permis de valider une méthode de calcul simple du TCC à partir des courbes I-V-T sur une plage de température déterminée. Ce résultat est particulièrement utile, car cette méthode est directement applicable à des mesures expérimentales.

D'autre part, le bruit basse fréquence de la jonction latérale est théoriquement dominé par le bruit de Schottky en régime de diffusion. Pour une diode courte, cela n'est valable que si le temps de transit dans la base de longueur  $L_i$  n'est pas trop faible.

Pour une jonction  $p^+-n-n^+$  dont la longueur de la base est inférieure à 5  $\mu\text{m}$ , le bruit en  $1/f$  de la diode devient significatif. La valeur sera légèrement différente pour une jonction  $p^+-p-n^+$  car la mobilité des électrons et des trous minoritaires est différente. Comme déjà remarqué dans la conclusion du chapitre précédent, il est intéressant de noter que plus le dopage de la base sera faible, plus la mobilité sera élevée, ce qui aura pour conséquence une augmentation du bruit dans une jonction courte quelle que soit la température de fonctionnement considérée. Pour une diode où la base est plus longue que la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, le bruit n'augmente pas de manière trop importante tant que leur durée de vie est supérieure ou égale à 100 ns.

Ce chapitre a également permis de mettre en avant l'intérêt relatif d'avoir une durée de vie très longue des porteurs minoritaires. Il est suffisant d'avoir une durée de vie qui implique un coefficient d'idéalité de la diode proche de 1 en faible injection, avec un courant de diffusion dominant, afin d'optimiser la réponse thermique.

D'après les résultats de simulation, une diode  $p^+-n-n^+$  avec  $N_{i,D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $L_i = 5 \mu\text{m}$  et un  $\tau_0$  supérieur à  $0.1 \mu\text{s}$  à 300 K semble une configuration prometteuse. Pour une largeur  $W$  de 100  $\mu\text{m}$  et en se plaçant à  $I_D = 10^{-10} \text{ A} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ , soit 10 nA de courant, elle présentera un TCC de  $23 \%.K^{-1}$  et un faible courant de bruit rms de 0.1 pA, pour une résolution thermique d'environ



60  $\mu\text{K}$ . Cette valeur est très intéressante si on la compare à celle d'environ 20 mK d'une diode p-i-n sur SOI de 64  $\mu\text{m}$  de large avec une base de 0.56  $\mu\text{m}$  de long, calculée à partir des données publiées par [51].

Néanmoins, le modèle de résolution thermique développé dans ce chapitre s'appuie sur des hypothèses importantes. Etant donné la concentration des régions  $\text{N}^+$  et  $\text{P}^+$ , la résistance spécifique des contacts métal/silicium devrait être très faible et indépendante de la température, de l'ordre de  $10^{-5} - 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . En prenant une diode avec une largeur  $W = 100 \mu\text{m}$ , la résistance de contact totale  $R_C$  ne devrait alors pas dépasser  $\sim 100 \Omega$ . Une résistance aussi faible ne modifiera pas la caractéristique I-V de la jonction car la chute de tension induite sera inférieure à 1  $\mu\text{V}$  pour un courant de polarisation compris entre 1 – 10 nA.

La simulation TCAD a permis de définir la géométrie ainsi que les dopages nécessaires à la mise en oeuvre de la diode en régime cryogénique. L'effet de l'interface avec la passivation supérieure n'a pas été traité à travers une densité de pièges dans ces simulations. En première approche, il est tout à fait recevable de considérer les pièges de surface à travers la durée de vie effective des porteurs minoritaires dans le calcul des performances de la jonction, comme le montre la relation 3.36. Cela ne modifie en rien le formalisme utilisé jusqu'à maintenant. Néanmoins, pouvoir estimer la part de l'interface sur le temps de recombinaison effectif représenterait une information utile pour l'optimisation technologique de la jonction.

La prochaine étape est donc de pouvoir confronter ces résultats théoriques avec le comportement réel de ces diodes latérales, tant au niveau de la réponse thermique que du bruit basse fréquence.

---

# Chapitre 4

## Fabrication et caractérisation de diodes latérales sur SOI

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>96</b>
<b>4.1 Fabrication de diodes p-i-n sur SOI</b> . . . . .	<b>96</b>
4.1.1 Procédé de dopage . . . . .	96
4.1.2 Description du procédé . . . . .	100
4.1.2.1 Niveau 1 - Gravure des mesas . . . . .	102
4.1.2.2 Niveaux 2/3/4 - Réalisation des zones dopées . . . . .	104
4.1.2.3 Niveau 5 - Passivation et ouverture des contacts . . . . .	105
4.1.2.4 Niveau 6 - Réalisation des contacts métalliques . . . . .	106
<b>4.2 Caractérisation électrique des prototypes</b> . . . . .	<b>110</b>
4.2.1 Description et méthodologie des tests . . . . .	110
4.2.2 Mesure du coefficient de température en courant . . . . .	112
4.2.2.1 Mesure des caractéristiques Courant-Tension-Température (I-V-T) . . . . .	112
4.2.2.2 La résistance série $R_S$ et les résistances spécifiques de contact	114
4.2.2.3 Le coefficient d'idéalité $\eta$ . . . . .	117
4.2.2.4 Durée de vie des porteurs $\tau_r$ , $\tau_g$ et énergie d'activation des pièges $E_t$ . . . . .	118
4.2.2.5 Extraction du TCC en polarisation directe . . . . .	122
4.2.3 Mesure et modélisation du bruit basse fréquence . . . . .	125
4.2.3.1 Banc de mesure de bruit . . . . .	126
4.2.3.2 Analyse du bruit en polarisation directe . . . . .	127
4.2.3.3 Proposition d'un modèle de bruit de la jonction PN latérale en régime direct . . . . .	129
<b>4.3 Caractérisation des matériaux</b> . . . . .	<b>133</b>
4.3.1 Profil de dopage ToF-SIMS . . . . .	133
4.3.2 Coupes MET au niveau des contacts . . . . .	135
<b>4.4 Optimisation du procédé de fabrication</b> . . . . .	<b>137</b>
<b>4.5 Caractérisation du deuxième lot de diodes</b> . . . . .	<b>141</b>
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>145</b>

---

## Introduction

Les performances thermométriques théoriques d'une jonction latérale sur SOI au-dessus de 80 K ont été détaillées dans les deux chapitres précédents et ont permis une estimation de sa résolution thermique à 80 K. A partir de ces résultats de simulation et l'utilisation d'un jeu de masques existant au laboratoire, des diodes latérales avec des géométries différentes ont pu être fabriquées sur la Plateforme Technologique Amont (PTA) ouverte aux doctorants et appartenant au réseau de salles blanches universitaires Renatech.

Nous avons pu ensuite les caractériser électriquement et analyser les résultats en utilisant les modèles proposés dans le chapitre précédent afin de confronter la théorie et l'expérience. Les géométries présentées dans ce chapitre sont des diodes type p-i-n rectangulaires avec plusieurs longueurs de base, dont le volume de conduction est défini soit par un type de dopage opposé à celui du substrat, soit par gravure.

Une première partie de ce chapitre détaille la mise au point du procédé de fabrication, dont certaines étapes ont fait l'objet de simulation TCAD avec les logiciels de Silvaco<sup>®</sup>. La seconde partie est centrée sur la caractérisation électrique des prototypes de diodes p-i-n, avec l'extraction du TCC et du bruit basse fréquence. Puis une troisième partie met en avant les caractérisations matériaux effectuées et le retour d'expérience acquis sur ces échantillons. On présente également la caractérisation à température ambiante d'un second lot de diodes dont le procédé de fabrication a été optimisé. Enfin, nous effectuons la comparaison entre le TCC expérimental des diodes et celui obtenu par simulation TCAD.

## 4.1 Fabrication de diodes p-i-n sur SOI

Les prototypes ont été fabriqués en trois phases sur des substrats SOI de type P<sup>-</sup> de 100 mm de diamètre : la création des régions dopées, la passivation du silicium et la création des contacts. La première partie constitue le coeur d'une jonction PN. La seconde est nécessaire pour protéger le semi-conducteur et la troisième permet une connexion électrique vers l'extérieur. L'ensemble du procédé de fabrication sera décrit, avec la justification du choix des matériaux et des paramètres du procédé.

### 4.1.1 Procédé de dopage

Pour la réalisation de ces premiers prototypes, il a été décidé de se concentrer sur une seule variante de dopage. Chaque motif de diode est disponible en deux exemplaires, une géométrie mesa<sup>1</sup> ou un caisson implanté<sup>2</sup>. Le plus judicieux est de choisir la configuration p<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> avec une base dopée  $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Cela permet de définir le volume de conduction pour chaque type de géométrie, en optimisant le TCC à 80 K et en diminuant la résistance série de la diode, en se reportant aux résultats du chapitre précédent.

Le module ATHENA des outils Silvaco<sup>®</sup> permet la simulation technologique de la structure, en reproduisant les étapes de fabrication [99]. Il a été particulièrement utile pour déterminer les paramètres adéquats pour réaliser le dopage dans les différentes régions de la jonction. Toujours avec le souci d'être compatible avec une technologie CMOS standard, la couche de SOI sera dopée par implantation ionique de Phosphore et de Bore, suivie d'un recuit pour activer électriquement les dopants et homogénéiser leur concentration dans chaque région.

1. Le volume de la diode est défini par gravure.

2. Le volume de la diode est défini uniquement par le masquage lors de l'implantation ionique.

De manière analytique, la distribution  $N(x)$  d'ions implantés d'une même espèce, selon l'axe  $x$  parallèle au faisceau d'ions et perpendiculaire à la surface du substrat, est classiquement modélisée par une Gaussienne. Elle est caractérisée par un pic à la position  $R_p$  et une extension spatiale  $\Delta R_p$ , directement lié à l'énergie cinétique des ions  $E_{ion}$  :

$$N(x) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \exp\left(-\frac{(x-R_p)^2}{2(\Delta R_p)^2}\right) \quad (4.1)$$

où  $Q$  est la dose d'ions implantés, exprimée en  $\text{cm}^{-2}$ .

Cette approximation fonctionne bien pour un matériau amorphe. Comme le silicium est monocristallin, les ions peuvent rencontrer des voies d'accès facilitées selon l'orientation du substrat, faussant la distribution Gaussienne. Afin de limiter cet effet, l'angle d'incidence du faisceau d'ions est décalé de  $7^\circ$  par rapport à l'axe perpendiculaire à la surface de silicium. Il est également classique de déposer une fine couche de  $\text{SiO}_2$  amorphe qui remplit la même fonction.

Pour le silicium monocristallin orienté (100), l'implantation ionique peut être simulée en utilisant l'Approximation par Collisions Binaires (BCA). Le calcul s'appuie sur une méthode statistique de Monte-Carlo, permettant de simuler un faisceau composé de 10 000 ions incidents. Chaque ion implanté possède une trajectoire propre une fois dans le matériau, indépendante de celle des autres. Il subit des collisions élastiques avec les noyaux de silicium ou inélastiques avec leur nuage électronique. Chaque collision mène à une perte d'énergie cinétique pour l'ion incident jusqu'à son arrêt. Calculer les trajectoires d'un grand nombre d'ions, pour une énergie cinétique donnée, permet d'obtenir leur distribution statistique en fonction de leur profondeur de pénétration selon l'axe  $x$ . Le second intérêt d'utiliser la méthode BCA est d'avoir accès à la densité de défauts générés dans le silicium pendant l'implantation.

L'équipement d'implantation de marque IBS disponible à la PTA définit le cadre pour les simulations.

- Angle d'incidence fixe entre le faisceau et la surface du silicium,  $\theta = 7^\circ$ .
- $E_{ion} \geq 50 \text{ keV}$ .
- $Q \leq 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .
- Pas de rotation du substrat pendant l'implantation, angle  $\varphi$  fixe.

La couche de  $\text{SiO}_2$  amorphe a également pour rôle de diminuer la quantité de défauts induits dans le silicium par l'implantation, notamment dans la région proche de la surface. De manière classique, 25 nm sont amplement suffisants pour réaliser cette fonction. Cependant, étant donné le seuil d'énergie de 50 keV de l'implanteur de la PTA, une augmentation de l'épaisseur du  $\text{SiO}_2$  est nécessaire dans ce cas pour freiner suffisamment les ions et obtenir la concentration de dopants souhaitée dans les 50 nm du SOI.

D'après les données issues de [64] et rappelées dans le tableau 4.1, les épaisseurs minimales de  $\text{SiO}_2$  et de résine nécessaires pour arrêter complètement le Bore sont plus importantes que pour le Phosphore.  $E_{ion}$  a donc été déterminée en considérant une implantation de Bore avec une énergie de 50 keV, afin d'utiliser l'épaisseur la plus faible possible de  $\text{SiO}_2$  étant donné ces contraintes technologiques d'implantation. Une épaisseur de  $\text{SiO}_2$  de 150 nm a donc été sélectionnée. Cette couche sera déposée par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD). Elle pourra être ensuite retirée par gravure à l'acide fluorhydrique HF en phase vapeur (VHF).

Energie (keV)	SiO <sub>2</sub>		Résine photosensible	
	B	P	B	P
50	0.30	0.11	0.35	0.15
60	0.40	0.15	0.40	0.20
70	0.45	0.18	0.50	0.25

TABLE 4.1 – Epaisseurs nécessaires ( $\mu\text{m}$ ) pour l'arrêt à 99.99 % des atomes implantés.

Les atomes implantés désorganisent la maille cristalline du silicium et sont placés en position interstitielle. Notons que, pour une énergie  $E_{ion}$  donnée, il existe une dose  $Q$  critique au-delà de laquelle le silicium devient amorphe. A la suite d'une implantation ionique, un recuit haute température est donc nécessaire pour réparer la maille cristalline du silicium et placer les dopants en position substitutionnelle, ce qui les rendra électriquement actifs. La PTA dispose d'un four de recuit rapide (RTA) Jipelec<sup>TM</sup> JetFirst permettant de réaliser de manière nominale des montées en température rapides, entre  $30 - 40^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ . Le recuit s'effectue dans une atmosphère neutre de diazote  $\text{N}_2$ , non-oxidante. Cette étape faisant intervenir les phénomènes de diffusion à l'état solide peut être simulée. Le thermocouple assurant la régulation de la température au niveau de l'échantillon ne supporte pas une température supérieure à  $1000^\circ\text{C}$ . La température de recuit a donc été fixée à  $980^\circ\text{C}$ . Cette température présente néanmoins le risque d'être insuffisante pour activer complètement les dopants ou assurer l'uniformité de leur concentration dans le SOI, notamment pour les temps de recuit visés de l'ordre de la minute.

Comme déjà mentionné, le processus d'implantation ionique génère une concentration élevée de lacunes atomiques et d'atomes interstitiels. Lors du recuit d'activation haute température, la diffusion des dopants est temporairement accélérée par la présence de ces défauts. Ce phénomène est nommé TED<sup>3</sup>. L'échelle de temps sur laquelle le TED est valable dépend de la température du recuit. Pour une température supérieure à  $950^\circ\text{C}$ , il dure moins de 2 secondes en moyenne. Il est pris en compte par le modèle de diffusion « two.dim », qui permet de simuler l'évolution des dopants, des lacunes ainsi que des interstitiels. Le profil de température utilisé pour la simulation est représenté figure 4.1. La température initiale de  $700^\circ\text{C}$  correspond à la température minimale prise en compte par le modèle de diffusion des dopants dans le silicium. La durée  $\Delta t$  du plateau à  $980^\circ\text{C}$  doit être suffisante pour activer électriquement les dopants, sans entraîner une exodiffusion trop importante vers l'oxyde  $\text{SiO}_2$  de pré-implantation et le BOX. En pratique, le recuit a été effectué en deux fois, avec un premier plateau pendant 18 secondes, puis un second pendant 48 secondes.

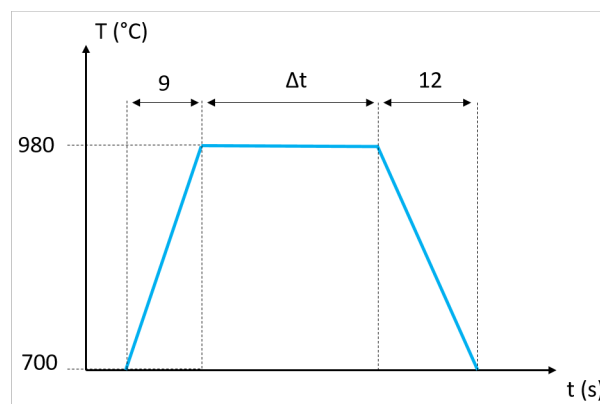


FIGURE 4.1 – Profil de température du recuit RTA utilisé en simulation TCAD

Le graphique 4.2, issu de simulations TCAD, permet de sélectionner les doses pour atteindre les concentrations souhaitées dans chaque zone. Une variation de l'énergie  $E_{ion}$  de  $\pm 5$  keV, soit

---

3. Transient Enhanced Diffusion

10% de l'énergie d'implantation du Bore et 7% de celle du Phosphore, a été simulée pour estimer son impact sur la concentration moyenne de dopants actifs électriquement après recuit dans un film SOI de 50 nm d'épaisseur. Cette variation d'énergie induit une dispersion inférieure à  $\pm 20\%$  sur la concentration en Bore et de  $\pm 50\%$  pour le Phosphore.

Un autre point important à noter sur la figure 4.2 est la saturation de la concentration en atomes de Bore pour une dose supérieure ou égale à  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Cela vient de la limite de solubilité du Bore en position substitutionnelle dans le silicium, qui est prise en compte par la simulation TCAD. Les doses prévues pour chaque zone de la diode latérale sont reportées dans le tableau 4.2, avec les concentrations visées.

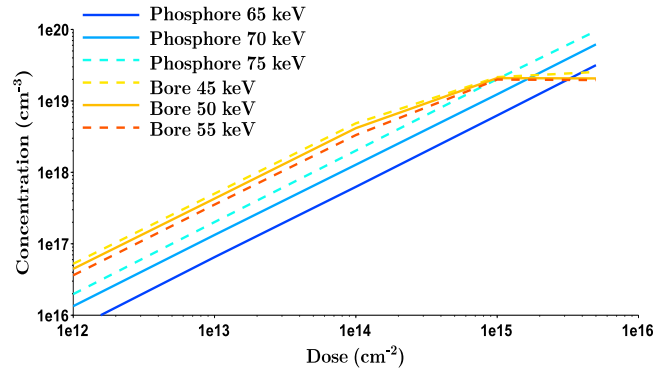


FIGURE 4.2 – Concentration moyenne de dopants dans le film SOI en fonction de la dose implantée, pour différentes énergies d'implantation. Le profil de recuit RTA utilisé est identique à celui de la figure 4.1 avec  $\Delta t = 66 \text{ s}$ .

Zone	Dopant	Energie (keV)	Dose ( $\text{cm}^{-2}$ )	Concentration simulée ( $\text{cm}^{-3}$ )
P <sup>+</sup>	Bore	50	$3 \times 10^{15}$	$2 \times 10^{19}$
N	Phosphore	70	$1 \times 10^{13}$	$1.5 \times 10^{17}$
N <sup>+</sup>	Phosphore	70	$2 \times 10^{15}$	$2.5 \times 10^{19}$
Epaisseur SiO <sub>2</sub> (nm)	150			
Recuit RTA	N <sub>2</sub> , 980°C, $\Delta t = 18 + 48 = 66 \text{ s}$			

TABLE 4.2 – Paramètres de simulation pour l'implantation et le recuit RTA.

Du fait que l'implantation ionique sera réalisée par un tiers, du faible nombre de plaques SOI disponibles et au vu du temps nécessaire à la réalisation complète des diodes, il a été décidé de réaliser une seule configuration de dopage pour les premiers prototypes. Le profil latéral simulé des dopants est présenté sur la figure 4.3. La simulation de l'implantation et du recuit rapide donne une concentration en Bore plus uniforme que celle du Phosphore. Néanmoins, ce procédé semble suffisant pour obtenir la jonction p<sup>+</sup>-n abrupte recherchée.

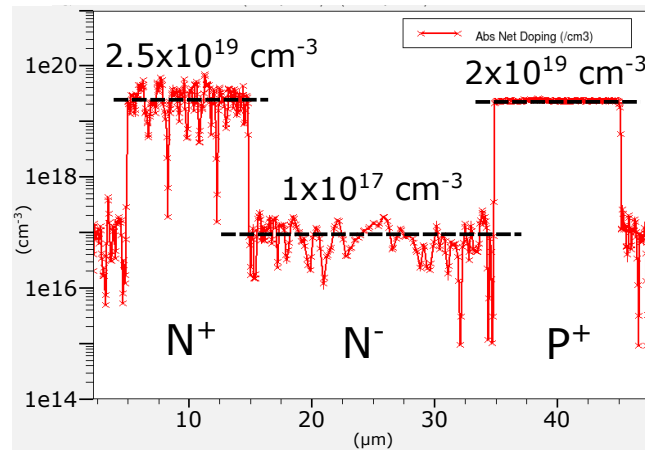


FIGURE 4.3 – Profil latéral de dopage net simulé ( $N_D - N_A$ ), d'une diode avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$  et les paramètres du tableau 4.2.

### 4.1.2 Description du procédé

Les performances de la diode latérale sont directement déterminées par le dopage des 3 régions décrit dans la partie précédente. Néanmoins, afin d'obtenir un dispositif fonctionnel, il faut aussi pouvoir le polariser pour y faire circuler un courant. La fabrication des prototypes a donc nécessité la mise en oeuvre d'un procédé comportant six niveaux de masque. Chaque niveau regroupe un certain nombre d'étapes technologiques permettant la réalisation d'une partie de la diode. Le procédé est donc divisé en six groupes, eux-mêmes subdivisés en plusieurs étapes.

Le diagramme du procédé est reproduit sur la figure 4.4. Les schémas représentent le résultat attendu lorsque toutes les étapes de chaque groupe ont été réalisées. La vue de dessus correspond aux motifs de diodes rectangulaires présents sur le jeu de masques. Ces motifs ont été choisis car leur étude électrique permettra d'établir une comparaison plus directe avec la simulation TCAD 2D de la diode.

Ces motifs se déclinent en deux variantes, à savoir :

1. Une variante de diode dite « implantée », où l'isolation avec le substrat de type P- est uniquement définie par l'implantation du caisson N. On considère que le courant circule entre les régions N+ et P+ sur toute la largeur du caisson N.
2. Une variante de diode dite « mesa », où l'isolation du caisson N avec le substrat de type P- est définie par une gravure du film SOI au niveau 1, appelé STRTR. Le volume de la diode est ainsi mieux défini. On considère que le courant circule entre les régions N+ et P+ sur toute la largeur du mesa.

Chaque groupe, correspondant à un niveau de photolithographie, est constitué de plusieurs étapes. Leur description détaillée, avec les équipements utilisés et leurs réglages, fait l'objet des sous-sections suivantes. Il est à noter que le procédé d'implantation ionique est central et constitue la moitié des niveaux nécessaires à la réalisation des diodes latérales. Les niveaux 2, 3 et 4 seront donc traités au sein du même paragraphe.

Chaque niveau intègre une étape de photolithographie. Les motifs transférés sur la plaque sont différents pour chaque niveau, mais le procédé reste identique. Il sera donc décrit de manière détaillée uniquement pour la présentation du niveau 1. La figure 6.1, disponible en annexe, détaille les équipements de fabrication et de contrôle utilisés. Les acronymes sont majoritairement issus des termes anglais désignant usuellement les équipements de fabrication en micro-électronique. Leur nom est explicité en toutes lettres en français dans les paragraphes explicatifs.

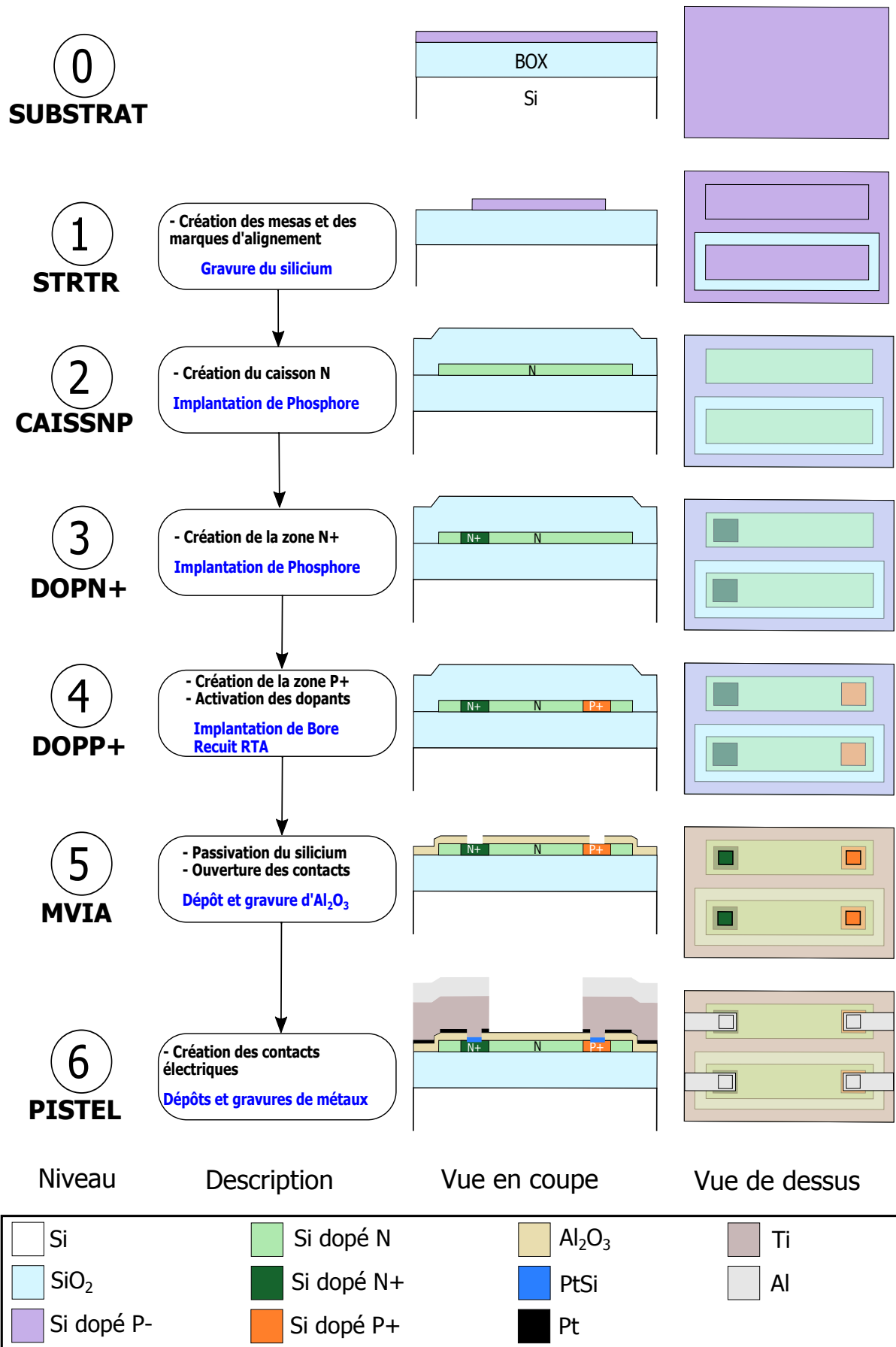


FIGURE 4.4 – Description des niveaux de construction des diodes latérales réalisées à la PTA.



A partir de ces niveaux, la figure 4.5 récapitule l'enchaînement des étapes de fabrication et de contrôle pour chaque groupe.

Le principe de fonctionnement des différents équipements de fabrication utilisés ne sera pas détaillé ici. Le lecteur peut se référer à des ouvrages de référence sur la fabrication des circuits intégrés en microélectronique, comme l'ouvrage de Sze et Ng [64]. En revanche, les paramètres des différentes briques technologiques employées seront précisés. La plupart des recettes de fabrication utilisées ont été fournies par l'équipe technique de la PTA et légèrement adaptées le cas échéant. Néanmoins, certaines ont fait l'objet d'un développement spécifique pour cette thèse. Toutes les recettes développées pour cette thèse sont détaillées en annexe, que ce soit les étapes de gravure (6.2.3) ou les programmes de contrôle par spectro-ellipsométrie (6.2.4).

#### 4.1.2.1 Niveau 1 - Gravure des mesas

Le premier niveau est la définition des structures dans le film SOI, que ce soit les diodes mesas ou les croix d'alignement pour les niveaux de photolithographie suivants. Les étapes de ce groupe sont décrites ci-dessous.

##### 1. Photolithographie STRTR.

La définition des motifs à chaque niveau de masque a été réalisée par photolithographie, où les motifs du masque sont transférés sur la plaque SOI à l'aide d'une résine photosensible aux ultraviolets (UV).

Comme les motifs sont similaires à chaque niveau tant au niveau de leur relief que de la résolution nécessaire, une seule résine photosensible avec une seule épaisseur a été utilisée pour l'ensemble du procédé, afin de rendre les étapes de photolithographie les plus reproductibles possibles. Aucun promoteur d'adhérence n'a été nécessaire pour obtenir une bonne tenue de la résine sur le substrat, quel que soit le niveau considéré.

Cette étape de photolithographie UV doit répondre au cahier des charges du procédé pour être utilisée à chaque niveau, à savoir :

- Stopper complètement les ions implantés en dehors des zones formant la jonction PN.
- Protéger les sous-couches pendant les gravures plasma ICP-RIE.
- Être retirée entièrement par plasma de dioxygène.
- Être utilisée sur couches diélectriques comme métalliques.
- Avoir une résolution d'environ 1  $\mu\text{m}$ .

Une des résines disponibles à la PTA a permis de répondre à l'ensemble de ces contraintes : la résine positive AZ1512HS, avec une épaisseur de 1.2  $\mu\text{m}$ . L'ensemble de l'étape de photolithographie UV est synthétisé dans le tableau 4.3.

##### 2. Gravure des mesas Si.

Une fois les motifs mesas définis, la gravure du silicium a été effectuée par gravure sèche à plasma réactif, dont l'acronyme anglo-saxon commun est ICP-RIE. Le plasma basse pression est produit par décharge inductive. Les ions sont ensuite accélérés vers la plaque de silicium. La gravure s'effectue par un effet physico-chimique combiné de bombardement ionique associé à une réactivité chimique des molécules gazeuses avec le matériau à graver. Les sous-produits de réaction sont évacués par le pompage permanent de la chambre. Cette gravure de 50 nm de silicium a été réalisée par un mélange de trois gaz ( $\text{CF}_4/\text{Cl}_2/\text{HBr}$ ). Les paramètres détaillés sont disponibles en annexe 6.2.3 dans le tableau 6.2.

La couche d'oxyde enterré (BOX) en  $\text{SiO}_2$  de la plaque SOI peut être utilisée comme couche d'arrêt de gravure. La Détection de Fin d'Attaque (DFA) a été effectuée par

Etape	Etalement	Recuit	Insolation ( $6 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ )	Révélation	Retrait après gravure
Equipement	Tournette	Plaque chauffante	Aligneur UV	Bécher	Plasma $\text{O}_2$
Consommable	Résine AZ1512HS	-	-	AZ Developer/eau DI 1 : 1	gaz $\text{O}_2/\text{Ar}$ 4 : 1
Vitesse de rotation ( $\text{tr} \cdot \text{min}^{-1}$ )/Accélération ( $\text{tr} \cdot \text{min}^{-2}$ )	4000 / 2000	-	-	-	-
Température ( $^{\circ}\text{C}$ )	25	100	25	25	échauffement lié au plasma, $< 250^{\circ}\text{C}$
Durée (s)	60	90	25	35	720

 TABLE 4.3 – Paramètres de photolithographie UV pour AZ1512HS 1.2  $\mu\text{m}$  (taille de motifs  $\geq 2 \mu\text{m}$ ).

interférométrie laser à 670 nm pour cette gravure. Une mesure effectuée au moyen d'un ellipsomètre spectroscopique en lumière visible a permis de mettre en évidence une épaisseur restante de SiO<sub>2</sub> de 141 nm après gravure. Comme l'épaisseur du BOX est de 145 nm pour ce type de SOI, la surgravure est très faible et elle indique un bon contrôle du procédé.

3. Retrait complet de la résine par plasma O<sub>2</sub>.

#### 4.1.2.2 Niveaux 2/3/4 - Réalisation des zones dopées

L'étape de photolithographie de chaque niveau est identique à celle décrite dans le tableau 4.3. Ces 3 étapes d'implantation ionique sont décisives car elles définissent les propriétés électriques de la jonction PN latérale formée. Les paramètres d'implantation ionique et de recuit RTA sont ceux définis dans le tableau 4.2.

Les principales étapes de ces 3 groupes sont résumées ci-dessous.

1. Dépôt de la couche de masquage pré-implantation de 150 nm d'épaisseur en SiO<sub>2</sub> par voie chimique gazeuse PECVD à 280°C, avec du silane SiH<sub>4</sub> et du protoxyde d'azote N<sub>2</sub>O comme précurseurs gazeux. Le plasma contient également de l'argon Ar. La recette utilisée est la recette standard de dépôt proposée sur cet équipement.  
L'épaisseur réelle déposée a été mesurée par spectro-ellipsométrie sur deux témoins silicium sans relief. Le résultat moyen est une couche de 151 nm au centre et 148 nm sur les bords.
2. Photolithographie CAISSNP / Implantation de Phosphore / Retrait de la résine
3. Photolithographie DOPN+ / Implantation de Phosphore / Retrait de la résine
4. Photolithographie DOPP+ / Implantation de Bore / Retrait de la résine
5. Recuit RTA d'activation des dopants  
Avant la montée en température pour atteindre le plateau à 980°C, il faut s'assurer que l'atmosphère du four est complètement neutre. Trois cycles de pompage / purge N<sub>2</sub> de 40 s chacun sont réalisés au préalable.
6. Retrait du SiO<sub>2</sub> de masquage par une gravure HF vapeur  
Comme la couche de masquage est en contact du BOX par endroits, la cinétique de gravure est à prendre en compte afin de ne pas le graver également. En effet, il s'agit de ne pas graver inutilement cette couche sous les mesas, du fait de l'isotropie de cette gravure, afin de ne pas compromettre le dépôt d'une couche conforme de passivation par la suite. La vitesse de gravure a été évaluée sur une couche de SiO<sub>2</sub> PECVD déposée sur une plaque de silicium sans relief et ayant subi le recuit RTA. Elle a été évaluée à 12 nm.min<sup>-1</sup> au moyen d'une mesure par spectro-ellipsomètre. Une durée de 15 min a été choisie pour s'assurer de la gravure totale de la couche. Une surgravure de 25 nm au niveau du BOX est attendue au maximum.  
La validation finale de cette gravure s'effectue également grâce au spectro-ellipsomètre, car cette technique est particulièrement sensible à l'interface supérieure. Il convient de s'assurer qu'aucune couche d'oxyde d'une épaisseur supérieure au SiO<sub>2</sub> natif, soit environ 10 Å, ne reste au niveau de la surface de silicium.

### 4.1.2.3 Niveau 5 - Passivation et ouverture des contacts

Ce niveau consiste à passiver électriquement et chimiquement le silicium, tout en assurant l'ouverture des futurs contacts électriques, anode et cathode, de la diode.

La couche mince déposée doit être la plus conforme possible, ce qui conduit au choix d'une technique de dépôt ou de croissance par voie chimique. La solution classique fournissant une interface oxyde/silicium de très bonne qualité est la formation d'un  $\text{SiO}_2$  par oxydation thermique sèche à une température  $T \geq 950^\circ\text{C}$ . Les inconvénients principaux de cette technique sont la consommation du silicium à hauteur de 45% de l'épaisseur de la couche formée ainsi que le contrôle de la cinétique sur des épaisseurs de l'ordre de 10 nm à cette température.

Afin de préserver au maximum les 50 nm de silicium initiaux, le choix de passivation s'est alors porté sur une couche d'alumine amorphe, de stoechiométrie  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , déposée par couche atomique à une température de  $250^\circ\text{C}$ . Cette technique porte le nom de d'ALD thermique. Elle fait partie de la famille des dépôts par voie chimique gazeuse. Afin de former la couche d'alumine, ce procédé utilise une chimisorption cyclée de deux précurseurs sur la surface du substrat, le trimethylaluminium (TMA) de formule  $\text{Al}(\text{CH}_3)_3$  associé à de la vapeur d'eau  $\text{H}_2\text{O}$ . L'intérêt principal est un contrôle subnanométrique de l'épaisseur déposée, du fait de l'adsorption auto-saturée des précurseurs à chaque cycle, suivie d'une purge par un gaz inerte d'argon Ar, afin d'aider à l'évacuation des précurseurs n'ayant pas réagi. La conséquence de ce mécanisme est sa lenteur : environ 60 min sont nécessaires pour déposer 20 nm.

Le choix de ce matériau représente une bonne alternative de passivation pour le silicium, comme le démontre une littérature abondante sur le sujet. Dans l'industrie microélectronique, le choix d'intégrer des diélectriques à forte permittivité, en remplacement ou en combinaison du  $\text{SiO}_2$ , a été dicté par le besoin de maintenir la valeur de la capacité de l'oxyde de grille des transistors MOS, malgré la diminution de sa surface, tout en conservant une épaisseur technologiquement réalisable de manière reproductible. L' $\text{Al}_2\text{O}_3$  amorphe s'est révélé être un bon candidat car son dépôt par ALD permet de déposer des couches très fines, denses et conformes. En outre, sa qualité de passivation électrique est bonne, avec des vitesses de recombinaison de surface inférieures à  $10\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$  à l'état de l'art [100].

L'autre avantage de ce matériau est d'être très stable chimiquement et de résister à l'acide fluorhydrique HF. Pour les prototypes de diodes, il a été décidé de déposer une couche de 30 nm. Cette épaisseur permet de s'assurer de la continuité de la couche et de prendre une marge de sécurité au cas où les étapes ultérieures du procédé en consommeraient une partie. Le contrôle de l'épaisseur déposée a été effectué par spectro-ellipsométrie sur une plaque témoin de silicium sans relief de 100 mm de diamètre. L'épaisseur déposée étant proportionnelle au nombre de cycles ALD, le programme pour réaliser 30 nm comporte 270 cycles.

Les principales étapes de ce groupe sont résumées ci-dessous.

1. Nettoyage chimique humide RCA<sup>®</sup> de la surface de silicium. Les détails sont disponibles en annexe 6.2.2.

Cette étape a deux fonctions. Elle permet d'une part de diminuer au maximum la contamination à la surface du silicium, qui impactera la qualité de l'interface oxyde / silicium. D'autre part, ce nettoyage crée une couche de  $\text{SiO}_2$  superficielle légèrement plus importante que dans le cas d'un oxyde natif. L'objectif est de favoriser la formation des liaisons covalentes O-H lors du premier cycle du dépôt ALD et de créer ainsi une interface  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$  avec un minimum de liaisons pendantes, pouvant constituer des pièges pour les porteurs.

2. Dépôt ALD thermique à  $250^\circ\text{C}$  de 30 nm d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  amorphe. Le fabricant du réacteur Fiji 200 est la société Ultratech, Inc.. La recette de dépôt utilisée dans ce projet est celle

proposée en standard par l'équipementier. Cette température de procédé est usuelle et mentionnée dans la littérature [101].

3. Recuit RTA à 400°C pendant 5 min.

Le but de ce recuit est d'optimiser la qualité de l'interface  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$  en termes de densité surfacique de charges fixes  $Q_f$  ( $\text{cm}^{-2}$ ) ou de pièges  $D_{it}$  ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ ). Li *et al* [101] reporte une amélioration d'une décade de  $D_{it}$  comparé à un dépôt brut, pour arriver à  $\sim 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$  après un recuit à 400°C pendant 5 min sous atmosphère inerte, sur une couche de 20 nm d' $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

4. Photolithographie niveau MVIA.

5. Ouverture des contacts par gravure ICP-RIE de la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  avec un mélange ( $\text{BCl}_3/\text{Ar}$ ).

L'inconvénient de cette gravure est son manque de sélectivité vis-à-vis de la sous-couche de silicium. En outre, le faible pourcentage de surface à graver ( $\sim 2\%$  de la surface totale de la plaque) ainsi que les dimensions réduites des ouvertures (carré de  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ ) empêchent l'utilisation d'une DFA. Il est donc important de déterminer la cinétique de la recette mise au point afin d'estimer le temps de gravure au plus juste, pour retirer toute l'alumine en limitant au maximum la gravure du silicium. Cette recette a fait l'objet d'un développement pendant la thèse. Elle est détaillée en annexe 6.2.3, figure 6.2 et tableau 6.3.

6. Retrait de la résine.

Bien que la résine ait été partiellement enlevée pendant l'étape 5, un plasma  $\text{O}_2$  est nécessaire pour la retirer en totalité.

#### 4.1.2.4 Niveau 6 - Réalisation des contacts métalliques

Ce niveau permet de former les pistes métalliques et les pads déportés pour réaliser les tests électriques des diodes.

Le contact électrique au niveau du silicium est assuré par l'alliage d'un métal et du silicium, qu'on appelle siliciure. Il possède une épaisseur très faible, de l'ordre de  $\sim 5 - 20 \text{ nm}$ . Sa présence permet de diminuer par deux la part des résistances d'accès parasites, par rapport à la résistance totale d'un transistor MOS, pour des contacts de  $0.3 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  [64, 102, 103]. De plus, la résistivité intrinsèque d'un film métallique siliciuré est de  $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$  en moyenne, valeur de résistivité acceptable pour un conducteur. Depuis 1980, le développement de ces matériaux spécifiquement pour la microélectronique a fait l'objet de travaux soutenus, pour accompagner la réduction des dimensions des transistors en maintenant des résistances d'accès faibles [102, 104]. Parmi cette famille de matériaux, le NiSi et le PtSi forment des résistances spécifiques d'interface avec le silicium particulièrement faibles lorsque ce dernier est dégénéré [105]. L'avantage du PtSi est d'être le composé intermétallique d'égale proportion qui consomme le moins de silicium pendant sa formation, à savoir 1.12 nm de Si pour 1 nm de Pt réagissant [103]. C'est la raison principale pour laquelle il a été choisi pour réaliser les prototypes de diodes.

Les interconnexions ont ensuite été réalisées par un empilement métallique, déposé par dépôt physique en phase gazeuse. La technique employée est l'évaporation par faisceau d'électrons. L'aluminium a été choisi comme métal supérieur, car il est bon conducteur et peut être déposé en épaisseur relativement importante à la PTA. En outre, son câblage filaire est maîtrisé ce qui facilitera l'intégration des prototypes dans une enceinte de test fermée. Le seul inconvénient est la réaction possible entre le Pt et l'Al lors d'un recuit post-dépôt, entraînant

la dégradation irréversible du PtSi. Afin de s'affranchir de ce risque, on dépose une couche de titane Ti entre le Pt et l'Al. Il est même possible de rendre cet empilement parfaitement stable jusqu'à 350°C, en créant une couche tampon d'Al<sub>3</sub>Ti [106]. Cependant, cet empilement particulier n'a été réalisé que sur la plaque de test des contacts ohmiques. La couche d'Al<sub>3</sub>Ti n'a pas été formée sur les substrats SOI avec les diodes.

Les principales étapes de ce groupe sont résumées ci-dessous.

1. Nettoyage HF vapeur de l'oxyde natif du silicium. Le temps d'attaque est limité à 1 min, soit pour retirer environ 1 nm de SiO<sub>2</sub>.
2. Dépôt par évaporation de Pt, avec une vitesse de dépôt de 0.25 nm.s<sup>-1</sup>. Le substrat reste à température ambiante.  
 Bien que le dépôt a été enchaîné à peine 30 min après la désoxydation du silicium, un bombardement par des ions Ar a été effectué in-situ dans l'équipement d'évaporation avant le dépôt pour éviter tout oxyde interfacial entre Pt et Si, avec une tension d'accélération des ions de 400 V pendant 32 s. L'épaisseur de Pt a été limitée à 5 nm, afin de former au maximum un siliciure de 10 nm d'épaisseur. Normalement, le platine hors des contacts est retiré par une attaque chimique humide sélective. Néanmoins, afin de ne pas alourdir le procédé d'une étape en bécher et étant donné l'innocuité à laisser le platine dans l'empilement métallique, il a été décidé de ne pas réaliser ce retrait sélectif. A l'inverse, ne pas le retirer permet d'obtenir une couche d'arrêt efficace lors de la gravure de Al et Ti. Il est à noter que l'évaporation est une technique de dépôt très directionnelle. Une couche de 5 nm n'est donc pas continue sur les bords du contact, définis par une marche de 30 nm d'épaisseur d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, d'où la nécessité de déposer des couches métalliques ultérieures plus épaisses.
3. La formation du PtSi est réalisée par deux recuits successifs. Un 1<sup>er</sup> recuit RTA de formation du PtSi avec un plateau de 550°C pendant 30 s, puis un 2<sup>nd</sup> recuit avec un plateau de 450°C pendant 60 s. Les deux étapes ont été effectuées sous atmosphère inerte de N<sub>2</sub>.
4. Dépôt par évaporation d'un empilement Ti (200 nm à 0.5 nm.s<sup>-1</sup>) / Al (50 nm à 0.5 nm.s<sup>-1</sup>) / Ti (10 nm à 0.25 nm.s<sup>-1</sup>). Le substrat reste à température ambiante. Un bombardement d'ions Ar<sup>+</sup> préalable au dépôt a été réalisé avec une tension d'accélération des ions de 250 V pendant 32 s, pour éviter tout oxyde interfacial mais sans endommager le PtSi formé.
5. Photolithographie niveau PISTEL.
6. Gravure de l'empilement Ti/Al/Ti par ICP-RIE. Classiquement, des alliages du type AlCu<sub>0.5%</sub> ou AlSi<sub>1%</sub>Cu<sub>0.04%</sub> sont utiles pour éviter les problèmes de corrosion de l'aluminium pur pendant les procédés de gravure sèche chlorés. Comme ces alliages n'étaient pas disponibles à la PTA, 10 nm de Ti servent à encapsuler l'aluminium afin de limiter sa corrosion pendant la gravure ICP-RIE utilisant une chimie chlorée. Comme cette recette a été développée pendant la thèse, elle est détaillée en annexe 6.2.3 dans le tableau 6.4. La résine est directement retirée par un plasma O<sub>2</sub> in-situ en fin de gravure.
7. Gravure du Pt restant entre les lignes d'interconnexion par faisceau d'ions Ar<sup>+</sup>. L'intérêt de cette technique est de pouvoir graver n'importe quel matériau. Son avantage est aussi un inconvénient, car elle n'est pas sélective. Néanmoins, les vitesses de gravure sont faibles, typiquement de l'ordre de quelques nanomètres par minute. Aucune résine n'est nécessaire au vu de l'épaisseur de l'empilement final Pt/Ti/Al/Ti, largement supérieur à l'épaisseur de 5 nm de Pt à graver. La durée de gravure effective est d'environ 15 s. La tension d'accélération des ions est fixée à 600 V. Une DFA par l'intermédiaire

d'une analyse SIMS<sup>4</sup> des gaz évacués a été mise en oeuvre en ciblant l'élément Pt. Lorsque le signal du Pt détecté atteint un plateau bas, la gravure est terminée. Une durée supplémentaire de 15 s est rajoutée après la chute du signal pour s'assurer de la gravure complète de la couche. L'angle d'incidence entre le faisceau d'ions et la plaque a été fixé à 45°, afin d'avoir une gravure optimale sur les flancs des mesas. Un contrôle final au spectro-ellipsomètre a été réalisé pour s'assurer de l'épaisseur restante d'alumine. Cette recette n'a pas nécessité de long développement et était déjà installée sur l'équipement.

Les 28 étapes nécessaires à la fabrication des prototypes de diodes latérales sont synthétisées dans la figure 4.5. Certaines étapes sont agrémentées de pictogrammes placés au-dessus des schémas en coupe afin de les repérer facilement, comme les implantations ou les recuits. Les étapes de mesures en ligne, effectuées par ellipsométrie et profilométrie, sont également signalées par des pictogrammes. De plus, un contrôle au microscope optique a été réalisé après chaque photolithographie pour s'assurer de la définition correcte des motifs et de l'alignement entre les niveaux, comme le montre la figure 4.6.

La mise au point du procédé jusqu'à la sortie de diodes fonctionnelles électriquement s'est étalée sur huit mois. Cette partie de la thèse a conduit à la sortie de deux plaques SOI avec des diodes. Au total, deux plaques en substrat Si massif et quatre plaques SOI ont été traitées.

- Deux plaques sur substrat Si massif haute résistivité ( $> 1000 \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ ) ont été utilisées pour tester si le contact PtSi/Si formé par le procédé mis en place était bien ohmique. Les plaques ont subi un procédé raccourci, débutant à l'étape 4, suivie d'une implantation P plein champ afin de former une couche dopée N+, puis toutes les étapes à partir de la n°14.
- Deux plaques SOI intégraient des jonctions PN latérales comme décrites dans la figure 4.4, afin d'anticiper une casse éventuelle de plaque pendant la fabrication. Une seule a été avancée jusqu'à la fin du niveau PISTEL. La majorité des résultats de caractérisation présentés dans la partie 4.2 de ce chapitre proviennent d'échantillons issus de cette plaque.
- Enfin, deux plaques SOI intégraient des diodes Schottky latérales. Ce type de diodes présente aussi des caractéristiques thermométriques intéressantes dans la littérature pour les applications d'imagerie IR [107, 108]. Comme le projet de thèse concerne le développement d'un détecteur THz haute performance, il est suffisamment exploratoire pour autoriser l'étude de thermomètres silicium connexes à la jonction PN. Le choix a également été motivé par la facilité de l'adaptation du procédé : il suffit de supprimer les étapes n° 11, 12 et 13 de dopage Bore pour former des diodes Schottky latérales PtSi/n – Si.

Les performances mesurées se sont révélées moindres que les performances théoriques attendues en régime cryogénique. En outre, comparées à celles des prototypes de jonctions PN, leurs performances sont largement en retrait tant au niveau du TCC que du bruit basse fréquence. Ce type de diode Schottky latérale souffre de la difficulté technologique à former un contact Schottky homogène [109] ainsi que d'une résistance série entièrement déterminée par la région faiblement dopée définie par le niveau CAISSNP. C'est la raison pour laquelle ce type de diodes est seulement évoqué ici dans le manuscrit de thèse. Le lecteur pourra se référer à la publication relative à ce sujet issue des travaux de thèse [56].

---

4. Acronyme usuel pour l'appellation « Secondary Ion Mass Spectrometry » en anglais. Spectrométrie de Masse d'Ions Secondaires en français.

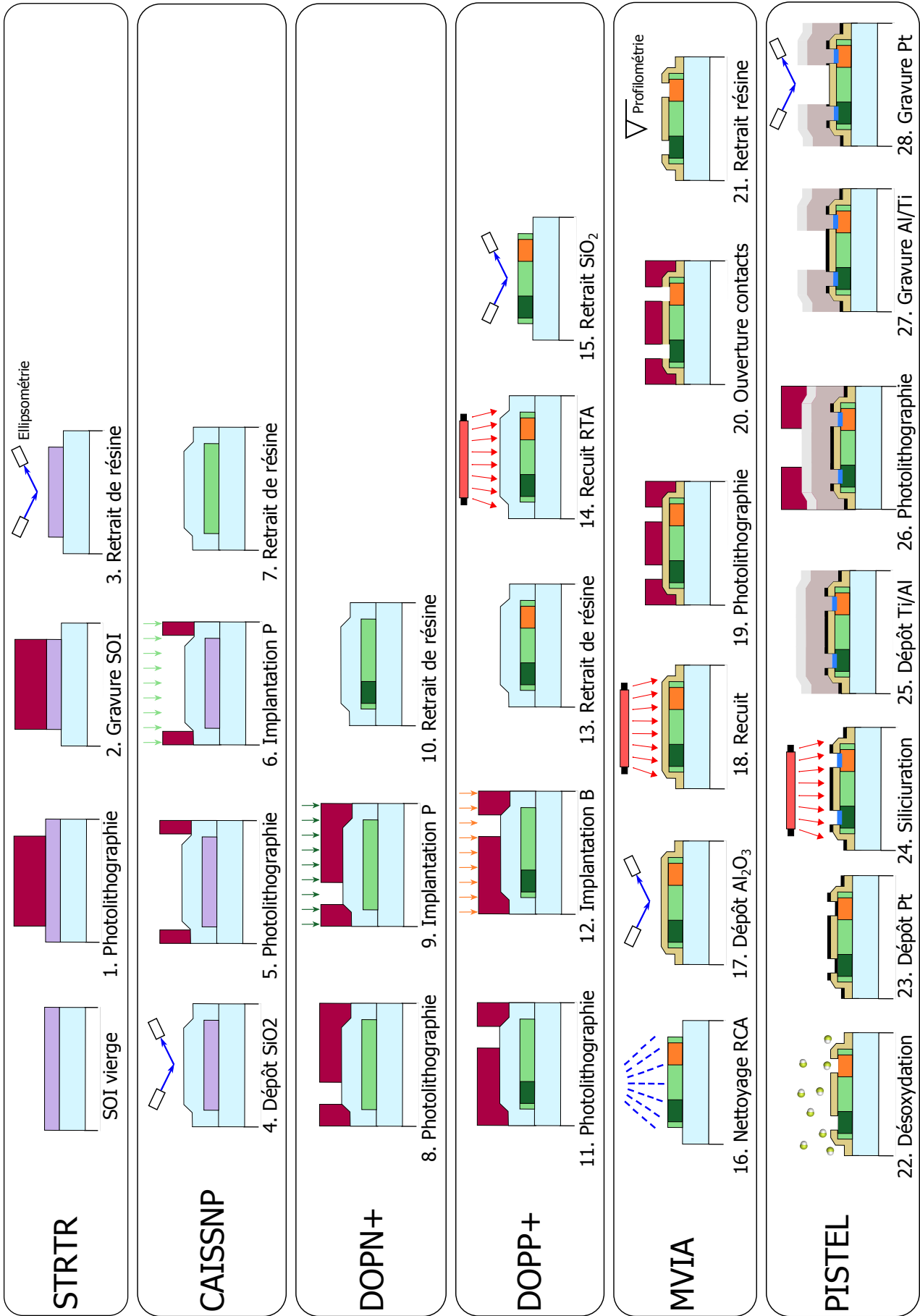


FIGURE 4.5 – Procédé de fabrication des diodes latérales réalisées à la PTA.



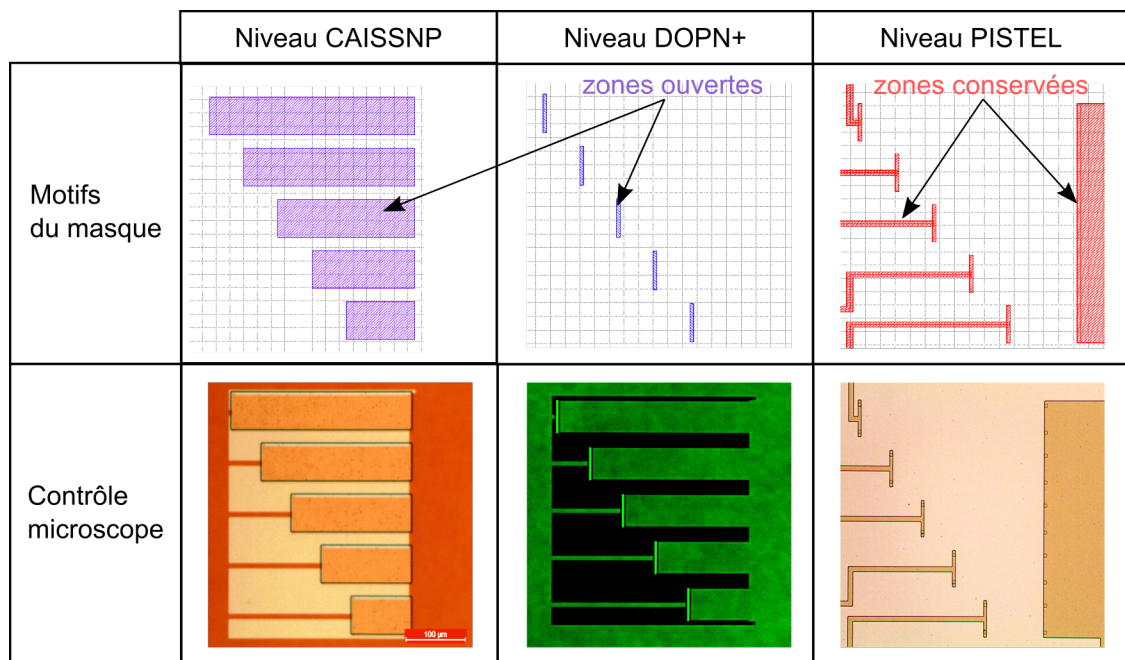


FIGURE 4.6 – Photolithographie - Exemples de contrôle optique de l’alignement avec la photographie microscope associée aux motifs du masque correspondant. La résine AZ1512HS est positive : les zones plus claires sur les prises de vue du contrôle microscope sont les zones où elle est retirée.

## 4.2 Caractérisation électrique des prototypes

### 4.2.1 Description et méthodologie des tests

Les résultats de la partie 4.2 sont issus de caractérisations électriques réalisées sur les jonctions PN latérales décrites précédemment ainsi que sur des résistances de type N. Ils permettent d’extraire les caractéristiques nécessaires pour établir la performance thermométrique des diodes, comme leur TCC, leur bruit basse fréquence et d’autres paramètres fondamentaux dont la compréhension est indispensable pour la modélisation de leur comportement électrothermique.

Les paramètres électriques ont été extraits uniquement sur des motifs rectangulaires, comme ceux montrés sur la figure 4.7. Cette forme simple possède l’avantage de n’induire aucun effet géométrique et de pouvoir calculer si besoin le courant en  $A \cdot \mu m^{-1}$ , normalisé par rapport à la largeur  $W$  du motif. Les notations déjà mentionnées dans le manuscrit restent valables par la suite. La plupart des diodes fabriquées possèdent une grille métallique au-dessus du canal faiblement dopé, prévue dans le masque PISTEL, pouvant agir sur les états d’interface  $Al_2O_3/Si$  lorsqu’elle se trouve polarisée. Elle n’a pas été utilisée et est laissée en potentiel flottant. L’objectif est d’évaluer les caractéristiques intrinsèques des diodes latérales avec l’architecture la plus simple possible. C’est pourquoi cette grille n’est pas représentée sur les schémas. Les photos des dispositifs fabriqués de la figure 4.7 permettent de remarquer que les reprises de contact en PtSi sont circulaires plutôt que carrées comme prévu par le masque MVIA. Cela s’explique par les distorsions optiques induites pendant l’exposition UV de la résine photosensible. La surface du contact  $A_C$  considérée dans les calculs sera donc un disque de diamètre  $5 \mu m$ .

Le synoptique de la figure 4.8 permet de résumer de manière synthétique les mesures électriques réalisées et les caractéristiques qui peuvent en être extraites. L’extraction des grandeurs thermométriques et du bruit basse fréquence expérimental sera particulièrement utile pour établir un modèle petit signal des jonctions latérales type p-i-n sur SOI, notamment en régime de faible injection directe. En outre, tous ces paramètres déterminent la qualité des diodes fabriquées. Ils permettent une comparaison par rapport aux simulations TCAD du chapitre précédent

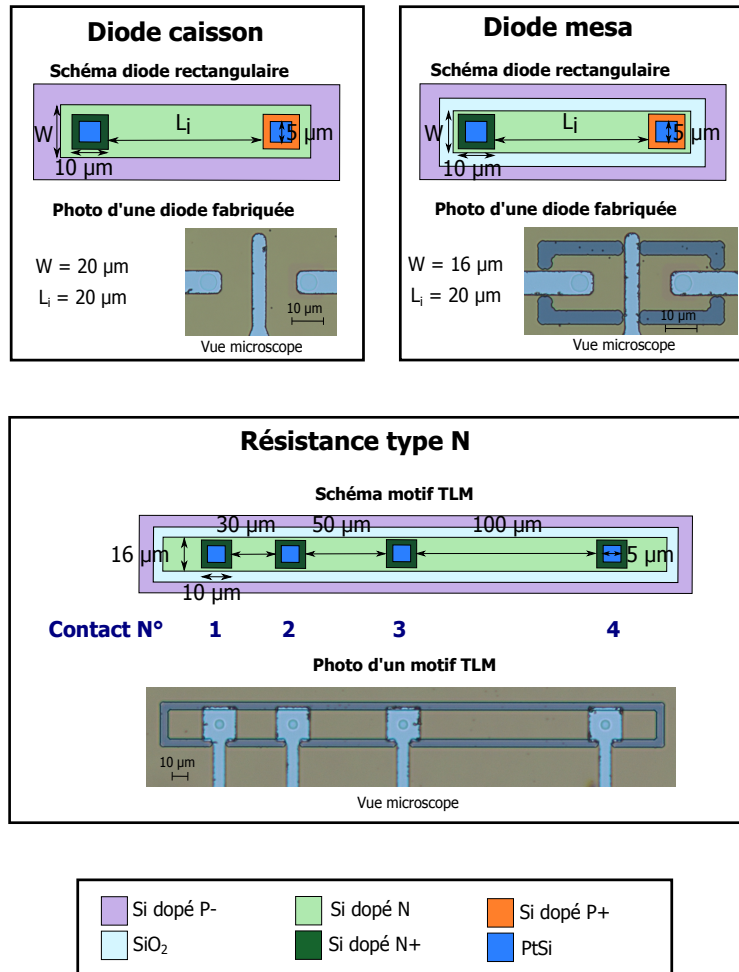


FIGURE 4.7 – Schémas et photos des principaux motifs caractérisés électriquement.

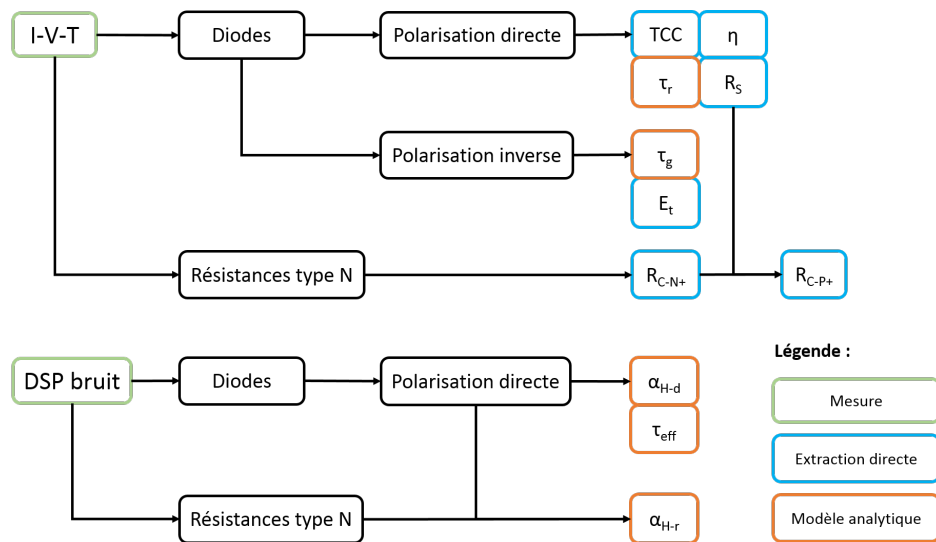


FIGURE 4.8 – Diagramme synoptique de la caractérisation électrique des dispositifs fabriqués.

Désignation	Atmosphère	Température (°C)	Durée (h)
R0	Pas de recuit		
R1	N <sub>2</sub> 97%/H <sub>2</sub> 3%	250	1
R2		350	1

 TABLE 4.4 – Recuits N<sub>2</sub>H<sub>2</sub> réalisés sur les diodes en fin de procédé de fabrication.

et par rapport à l'état de l'art. La signification des différents termes est disponible dans l'index des notations présent au début du manuscrit.

Dans le but d'améliorer les caractéristiques des diodes, des recuits « forming gaz » avec un mélange N<sub>2</sub> 97% : H<sub>2</sub> 3% ont été réalisés sur certains échantillons. Ce type de recuit peut remplir la double fonction d'améliorer la qualité de l'interface (diminution de  $\eta$ , augmentation de  $\tau_r$ ) et aussi d'améliorer les contacts (diminution de  $R_S$ ). Li *et al* mentionne une nette amélioration du bruit basse fréquence suite à un recuit à 250°C pendant 30 minutes [97]. Le tableau 4.4 résume ces recuits et les notations utilisées pour les désigner dans la suite du manuscrit. Lorsqu'ils sont présentés, les résultats électriques des jonctions sans recuit R0 servent à clarifier l'influence des recuits sur les paramètres testés.

## 4.2.2 Mesure du coefficient de température en courant

### 4.2.2.1 Mesure des caractéristiques Courant-Tension-Température (I-V-T)

Deux montages de caractérisation électrique sous pointes ont été utilisés, un premier pour les caractérisations à température ambiante entre 298 K et 343 K et un second dédié aux mesures cryogéniques entre 80 K et 115 K. Leurs schémas sont représentés sur la figure 4.9.

La régulation en température du montage (a) ne s'effectue qu'à  $\pm 1$  K. Sur la plage de 45 K étudiée, cela est suffisant pour extraire le comportement thermique des paramètres de la jonction et pour se comparer à l'état de l'art à température ambiante. Néanmoins, la caractérisation des diodes en régime cryogénique, plage de température applicative, nécessite une précision accrue.

En raison des basses températures, l'enceinte de test du montage (b) est placée sous vide secondaire afin d'éviter toute condensation sur l'échantillon. La régulation de température est alors facilitée par la suppression du phénomène de convection. L'appareil LakeShore 335, associé à une sonde PT100, permet une régulation à  $\pm 25$  mK par rapport à une température de consigne dans la gamme 80 – 115 K.

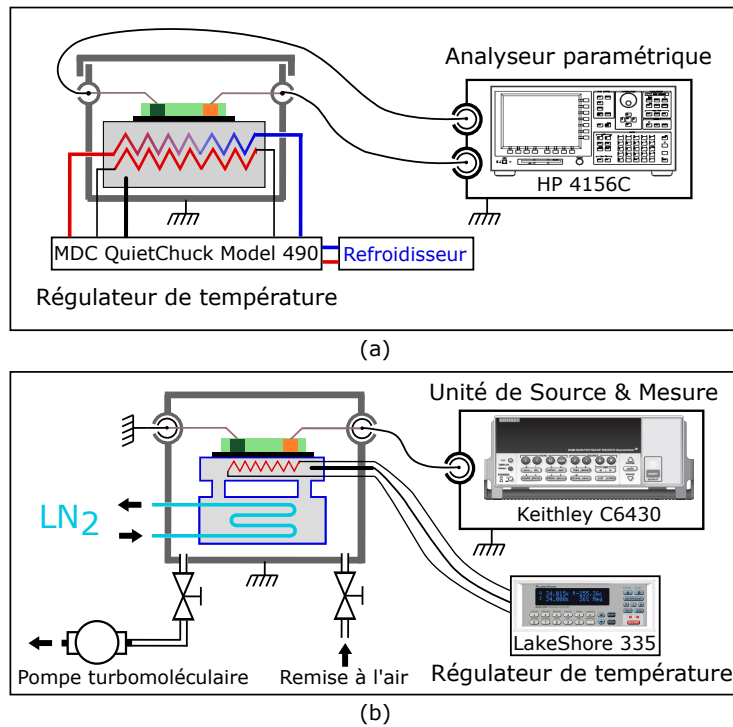


FIGURE 4.9 – Représentation schématique des montages utilisés pour mesurer les caractéristiques Courant-Tension (I-V). (a) Entre 298 - 343 K. (b) Entre 80 - 115 K.

Dans le cas des deux montages, la précision de mesure en courant est de l'ordre de  $10\text{ fA}$ , correspondant à une mesure en circuit ouvert (pointes relevées) pour des tensions entre 0 et 1 V. Une attention particulière a été portée à réaliser toutes les caractéristiques Courant-Tension présentées sous obscurité, du fait de l'absorption de la lumière visible par le silicium.

La figure 4.10 montre les caractéristiques I-V mesurées sur les jonctions de la figure 4.7 avec  $L_i = 20\ \mu\text{m}$ . Il faut noter l'absence des courbes I-V en polarisation inverse pour le régime cryogénique car le courant s'est avéré trop faible pour le mesurer avec le montage (b) de la figure 4.9. De plus, la mesure des courants inférieurs à  $10^{-10}\ \text{A}$  s'est révélée moins fiable en régime cryogénique en raison d'une grande instabilité.

L'observation des courbes I-V de la figure 4.10 permet d'établir l'impact des recuits sur les propriétés des jonctions fabriquées de manière qualitative, résumé dans le tableau 4.11. Les différents impacts mentionnés seront explicités dans les sections qui suivent. Par ailleurs, l'extraction quantitative des paramètres de la figure 4.8 à partir des caractéristiques I-V a permis de valider expérimentalement leur influence sur les performances thermométriques des jonctions, notamment à travers le calcul du TCC.

Recuit	80 - 115 K		298 - 343 K	
	Avantage	Inconvénient	Avantage	Inconvénient
R0 (sans recuit)		- $R_S$ très élevée		- G-R en faible injection - $R_S$ élevée - $V_{bi} \sim 0.6\ \text{V}$ faible
R1 (250°C, 1h)	- Diminution de $R_S$ - Valeur de $\eta$ stable	- TCC négatif si $V > V_{bi}$	- Diminution de $R_S$ - $I_R$ stable	
R2 (350°C, 1h)		- Augmentation de $\eta$ - Augmentation de G-R		- Augmentation de $\eta$ - Augmentation de $I_R$ - G-R importante - Rectification diminuée

FIGURE 4.11 – Influence des recuits  $\text{N}_2\text{H}_2$  (se référer au tableau 4.4) sur les propriétés des jonctions latérales.

Les paramètres décrits dans les sections suivantes peuvent être facilement extraits à partir

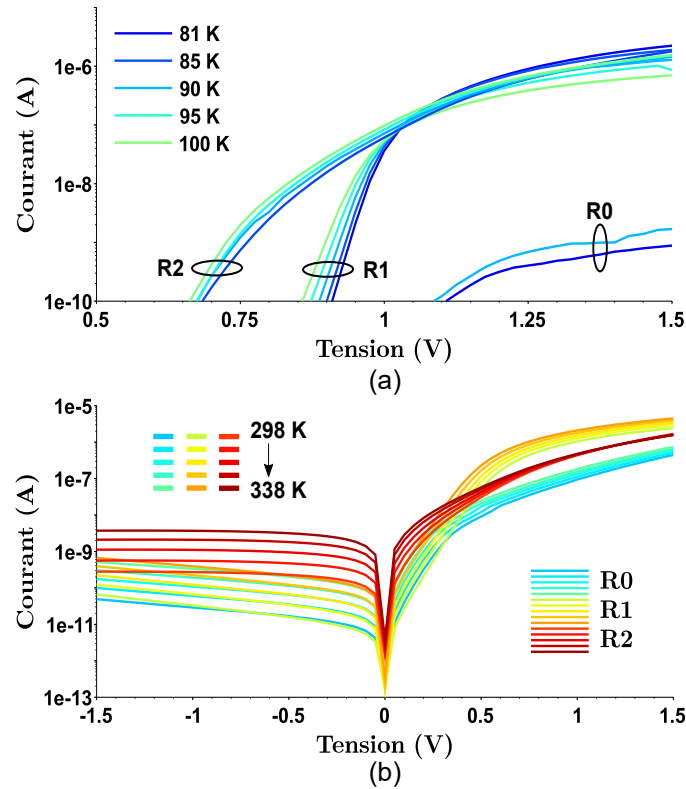


FIGURE 4.10 – Caractéristiques I-V-T d’une diode caisson représentée figure 4.7 avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$ , en fonction des recuits (tableau 4.4). (a) En régime cryogénique à 81 K, puis entre 85 K et 100 K par pas de 5 K. (b) Entre 298 K et 338 K par pas de 10 K.

des courbes I-V d’une jonction et sont couramment utilisés pour caractériser sa qualité.

#### 4.2.2.2 La résistance série $R_S$ et les résistances spécifiques de contact

L’objectif est de minimiser la résistance série  $R_S$  qui détermine le courant de sortie de la diode en régime ohmique, afin d’obtenir l’effet redresseur le plus important possible. Pour une jonction latérale p-i-n, elle est fonction de trois contributions distinctes : la résistance du contact siliciuré d’anode  $R_{C-P+}$ , la résistance série du silicium  $R_{S-Si}$  et la résistance du contact siliciuré de cathode  $R_{C-N+}$ .

Dans une diode type p-i-n où les régions  $N^+$  et  $P^+$  sont en silicium dégénéré, avec une concentration en dopants supérieure à  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ , leur faible résistance comparée à celle de la base faiblement dopée est négligée. C’est pourquoi seule la résistance série de la base  $R_{S-Si}$ , qui dépend de la longueur  $L_i$ , apparaît dans la formule 4.2 :

$$R_S(L_i) = R_{C-P+} + R_{S-Si}(L_i) + R_{C-N+} \quad (4.2)$$

Comme le courant d’une jonction PN est porté par l’injection des porteurs minoritaires, la résistance série de la base N ou P n’est pas égale à la résistance du barreau de silicium correspondant car la concentration en porteurs n’est pas forcément constante sur toute la longueur  $L_i$ . L’expression analytique de la résistance série de la base d’une jonction type p-i-n est donnée en annexe 6.1.6. L’objectif est de pouvoir quantifier les trois composantes de l’équation 4.2 sur les jonctions latérales fabriquées.

Le diagramme 4.12 précise la méthode dérivée du Transfert de Longueur, connue sous le terme anglo-saxon « Transmission Line Method » ou l’abréviation TLM. La valeur de  $R_{C-N+}$  est issue de mesures sur le motif TLM de résistances de type N, dont la résistance s’exprime

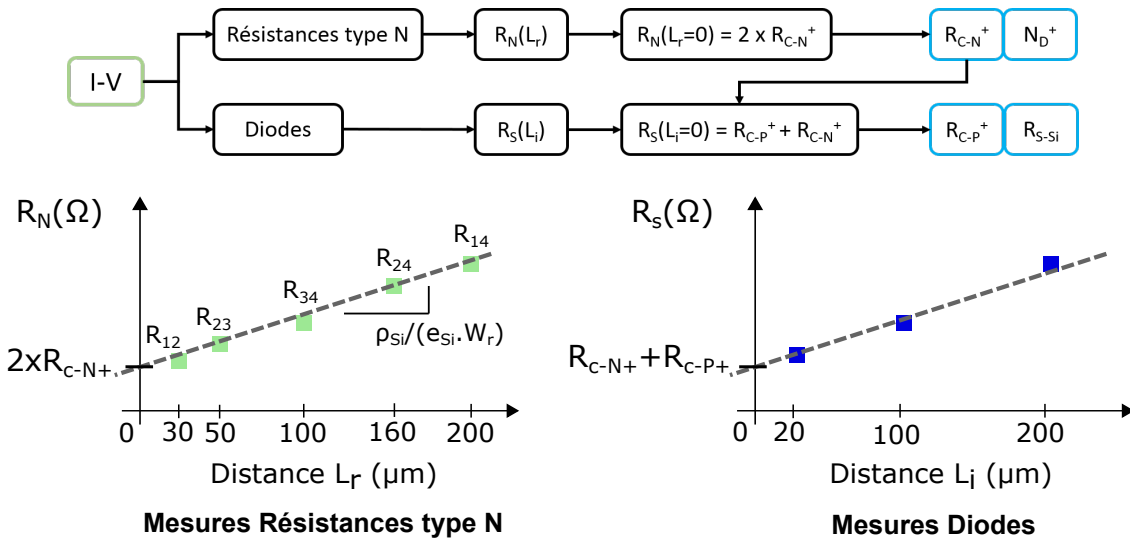


FIGURE 4.12 – Méthode d'extraction des résistances intervenant dans le régime ohmique des diodes latérales.

de manière similaire à l'équation 4.2 de la diode.  $L_r$  désigne la longueur entre les deux contacts choisis et  $W_r$  la largeur du motif résistif correspondant, dont les valeurs numériques ont été indiquées sur la figure 4.7. Comme dans le cas de la jonction, la résistance des régions  $N^+$  est négligée car censée être très faible par rapport au canal de longueur  $L_r$  plus faiblement dopé.

$$R_N(L_r) = R_{Si_N}(L_r) + 2 \times R_{C-N+} \quad (4.3)$$

avec

$$R_{Si_N}(L_r) = \frac{\rho_{Si_N} L_r}{e_{Si} W_r} = \frac{L_r}{q N_D^+ \mu_n e_{Si} W_r}$$

Comme la mobilité des électrons dans du silicium cristallin monodopé à 298 K est tabulée [64], l'équation 4.3 permet non seulement d'obtenir la résistance du contact PtSi/Si –  $N^+$ , mais aussi la valeur de la concentration en dopants électriquement actifs à température ambiante.

Appliquer la méthode TLM directement à la jonction latérale suppose que  $R_{S-Si}$  soit linéairement dépendante de  $L_i$ . Or, cela se produit seulement pour deux cas particuliers :

1. La jonction est très courte, soit  $L_i \ll L_p$  où  $L_p$  désigne la longueur de diffusion des trous dans une base N. Dans ce cas, la concentration en trous  $p$  et en électrons  $n$  dans la base est constante sur toute la longueur  $L_i$  (voir annexe 6.15).
2. La jonction est très longue, soit  $L_i \gg L_p$ . Dans ce cas, le surplus de trous injectés est localisé proche de l'interface entre les régions P et N. Il redevient vite égal à  $\frac{n_i^2}{N_D^+}$  sur la majeure partie de  $L_i$ . Il est alors possible d'assimiler la résistance série de la jonction à celle d'un barreau de silicium de longueur  $L_i$  et de dopage  $N_D^+$ .

Expérimentalement, à partir des trois valeurs de  $L_i$  caractérisées, la mesure de  $R_S$  en fonction de  $L_i$  forme une droite. En se reportant à la longueur de diffusion théorique des trous  $L_p \sim 8 \mu\text{m}$  à 300 K pour  $N_D \sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$ , issue du graphique (b) de la figure 3.6, le cas n°2 de jonctions latérales très longues apparaît le plus probable, étant donné les longueurs  $L_i \geq 20 \mu\text{m}$  mises en jeu. Ce résultat donne une indication sur la durée de vie effective des trous injectés dans la base N qui doit donc être très faible et dont l'extraction est détaillée dans la section 4.2.2.4.

Température	81 K			298 K		
Recuit	R0	R1	R2	R0	R1	R2
$r_{C-PtSi/N^+} (\Omega \cdot \text{cm}^2)$	$3.02 \times 10^{-1}$	$5.99 \times 10^{-3}$	$3.68 \times 10^{-6}$	$9.16 \times 10^{-3}$	$1.05 \times 10^{-3}$	$3.11 \times 10^{-5}$
$r_{C-PtSi/P^+} (\Omega \cdot \text{cm}^2)$	-	$3.00 \times 10^{-2}$	-	$3.08 \times 10^{-1}$	$4.08 \times 10^{-1}$	$2.68 \times 10^{-3}$

TABLE 4.5 – Résistances spécifiques des contacts PtSi/Si en fonction des recuits.

A partir des valeurs de résistance extraites,  $R_{C-N^+}$  et  $R_{C-P^+}$ , et connaissant la surface d'un contact  $A_C$ , il est très simple de calculer la résistance spécifique  $r_C$  d'un contact Siliciure/Si –  $N^+$  ou Siliciure/Si –  $P^+$ , classiquement exprimée en  $\Omega \cdot \text{cm}^2$  :

$$r_{C-N^+/P^+} = R_{C-N^+/P^+} \times A_C \quad (4.4)$$

avec  $A_C \approx 19.6 \mu\text{m}^2$  pour des contacts circulaires de 5  $\mu\text{m}$  de diamètre.

Le tableau 4.5 permet de comprendre l'effet des recuits sur la qualité des contacts PtSi/Si formés à la PTA :

- Le recuit R2 à 350°C diminue drastiquement la résistance spécifique du contact PtSi sur le silicium  $N^+$  ou  $P^+$  de deux décades à 298 K. Comme la température de R2 (350°C) est communément utilisée pour former un siliciure de PtSi [106], ce résultat peut être expliqué par une formation incomplète du PtSi initial ou la présence d'une phase indésirable comme le  $\text{Pt}_2\text{Si}$  au niveau de l'état R0, situation qui a été corrigée par le recuit R2.
- La résistance spécifique de contact du côté  $P^+$  est anormalement élevée, même après le recuit R2, étant donné la valeur théorique du travail de sortie du PtSi [64]. La résistance spécifique PtSi/ $P^+$  est normalement très faible, inférieure à  $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$  pour  $N_A = 10^{19} \text{cm}^{-3}$  et inférieure à celle du PtSi/ $N^+$  [105]. Un déficit de dopage de type P sous le contact pourrait être à l'origine de ce comportement. La diode latérale formée serait donc une jonction P – N plutôt que  $P^+ - N$ . Cette explication est cohérente avec la tension de seuil  $V_{bi} \sim 0.6 \text{V}$  clairement visible à 298 K après recuit R1 sur la figure 4.10. Elle est beaucoup plus faible que celle attendue d'environ 0.95 V d'après les concentrations simulées.
- Les recuits R1 et R2 ont eu un rôle stabilisant dans la formation des contacts PtSi/ $P^+$  et PtSi/ $N^+$ , car la résistance spécifique de contact est moins sensible à l'abaissement de la température que pour l'état R0. La résistance  $r_{C-PtSi/P^+}(R0)$  n'a d'ailleurs pas été extraite tant la résistance série des diodes était élevée et ne permettait pas de tracer la courbe  $R_S(L_i)$ . Le fait que  $r_{C-PtSi/P^+}(R1 - 81 \text{K})$  soit inférieure à  $r_{C-PtSi/P^+}(R1 - 298 \text{K})$  est aussi cohérent avec une concentration amoindrie en Bore. En effet, plus le dopage du silicium de type P est faible, plus son niveau de Fermi varie et se rapproche de la bande de valence en régime cryogénique [64].

L'extraction des résistances spécifiques de contact  $r_{C-PtSi/N^+}$  sur le motif TLM résistif a également permis de calculer la concentration de Phosphore  $N_D^+$  électriquement active et ionisée dans le canal des jonctions, comme indiqué par l'équation 4.3. Avec une résistivité de  $0.58 \Omega \cdot \text{cm}$  à 298 K, le dopage peut être estimé à  $9 \times 10^{15} \text{cm}^{-3} < N_D^+ < 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ . Cela correspond à une décade de moins que la concentration simulée dans la base faiblement dopée et peut être dû à deux origines :

- La simulation de l'implantation ionique n'était pas correctement calibrée, à cause de l'épaisseur de l'oxyde de protection (pré-implantation)  $\text{SiO}_2$  de 150 nm qui se situe hors des épaisseurs habituelles de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

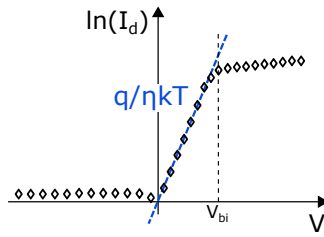


FIGURE 4.13 – Extraction graphique du coefficient d’idéalité.

Température	81 K			298 K		
Recuit	R0	R1	R2	R0	R1	R2
Diode caisson	-	1.97	4.20	2.11	1.95	2.95
Diode mesa	-	2.18	3.58	2.05	2.20	2.68

TABLE 4.6 – Coefficient d’idéalité  $\eta$  en fonction des recuits.

— Le recuit d’activation des dopants n’a pas été suffisant pour activer l’ensemble des dopants implantés par leur mise en position atomique substitutionnelle, ni pour réparer complètement la maille cristalline du silicium.

Cependant, la caractérisation électrique seule ne permet pas de conclure sur ce point.

#### 4.2.2.3 Le coefficient d’idéalité $\eta$

Comme représenté sur la figure 4.13, il détermine la pente de la droite formée par le logarithme du courant  $I_d$  en fonction de la tension aux bornes de la jonction  $V$ , pour une tension de polarisation directe inférieure à la tension de seuil  $V_{bi}$ .

Il est défini par la relation 4.5 :

$$\eta = \frac{q}{kT} \frac{\partial V}{\partial \ln I_d} \tag{4.5}$$

Théoriquement,  $\eta = 2$  correspond à un courant déterminé par la génération-recombinaison des porteurs dans la ZCE et  $\eta = 1$  à un courant de diffusion. En pratique,  $\eta$  est souvent compris entre 1 et 2. Sa valeur peut évoluer entre le régime de très faible injection et l’injection modérée. Lorsque la densité de centres de génération-recombinaison est très importante, obtenir  $\eta > 2$  est possible.

Pour les jonctions fabriquées à la PTA, ce coefficient d’idéalité est supérieur ou égal à 2. Le courant en faible injection est donc largement dominé par la recombinaison des porteurs. Le tableau 4.6 récapitule le coefficient d’idéalité des jonctions en fonction du recuit subi pour deux températures, à savoir 81K et 298K. Comme la longueur de base  $L_i$  est supérieure ou égale à  $20\ \mu\text{m}$ , les jonctions latérales  $p^+ - n - n^+$  mesurées sont considérées comme longues devant la longueur de diffusion des trous. Cela signifie que les caractéristiques I-V des diodes de longueurs différentes sont théoriquement similaires et ne diffèrent que par leur résistance série. Le coefficient d’idéalité des jonctions peut donc être moyenné sur les différentes longueurs de base. Néanmoins, il n’est pas possible de définir un intervalle de confiance pour ces mesures.

Le coefficient d’idéalité à 81 K pour les jonctions sans recuit n’est pas reporté, car sa valeur est complètement faussée par la résistance des contacts excessive qui limite drastiquement le courant de sortie de la diode.

Les résultats du tableau 4.6 conduisent aux interprétations suivantes :



- Le coefficient d'idéalité à 298 K est proche de 2 avant recuit. Le courant en faible injection est dominé par les recombinaisons des trous dans la ZCE.
- Le recuit à 250°C n'induit aucune amélioration sur la valeur de  $\eta$  à 298 K, que l'on considère constant. Il met aussi en évidence que le régime cryogénique ne modifie en rien la valeur de  $\eta$ . La génération-recombinaison ne semble donc pas modifiée par le refroidissement. Cette remarque est cohérente avec le courant inverse qui conserve des valeurs similaires après recuit sur la plage 298 - 343 K, d'après la figure 4.10.
- Le recuit à 350°C augmente de manière significative la valeur de  $\eta$  qui approche 3 à 298 K. Cela indique clairement une augmentation de la densité de défauts, provoquant un courant de recombinaison supplémentaire. Cette remarque est cohérente avec le courant inverse qui est augmenté après recuit sur la plage 298 - 343 K, d'après la figure 4.10, indiquant un accroissement significatif du nombre de centres de génération dans la ZCE. Etant donné la température du recuit, il est exclu d'avoir modifié la microstructure volumique du silicium et peu probable d'avoir dégradé l'interface SiO<sub>2</sub>/Si entre le SOI et le BOX. En revanche, cette température peut avoir un effet sur la densité de pièges ou la quantité de charges fixes d'oxydes à l'interface Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si. Dans les études présentées dans [101], un recuit à 400°C conduit à une diminution de la densité de pièges D<sub>it</sub> de  $4 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  à  $4 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ , mais à une augmentation de la densité de charges fixes négatives dans l'oxyde Q<sub>f</sub> de  $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  à  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Placées à l'interface Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si, ces charges négatives induisent un potentiel électrostatique attractif pour les trous injectés dans la ZCE. Ces charges pourraient être à l'origine de la recombinaison accrue des trous, ce qui expliquerait l'augmentation de  $\eta$  et du courant de recombinaison des diodes après ce recuit.
- La situation est encore détériorée en régime cryogénique, où le coefficient d'idéalité devient même supérieur à 3, en raison de la valeur de résistance série qui est encore augmentée.

#### 4.2.2.4 Durée de vie des porteurs $\tau_r$ , $\tau_g$ et énergie d'activation des pièges $E_t$

Les caractéristiques I-V-T des diodes en polarisation inverse permettent notamment de mettre en évidence le mécanisme de génération dominant dans la ZCE d'une jonction PN. Le courant peut s'exprimer, dans le cas général et pour une tension inverse inférieure à la tension Zener<sup>5</sup>, comme la superposition de quatre contributions : un courant de diffusion  $I_{R-diff}$ , un courant de génération de type SRH  $I_{R-SRH}$ , un courant de recombinaison assisté par effet tunnel pur  $I_{R-TAT}$  et aussi un courant de recombinaison avec un effet tunnel activé thermiquement  $I_{R-PF}$  :

$$I_R = I_{R-diff} + I_{R-SRH} + I_{R-TAT} + I_{R-PF} \quad (4.6)$$

Le terme TAT est l'acronyme de l'anglais « Trap Assisted Tunneling », qui désigne un mécanisme de génération d'un porteur favorisé par un piège dont le niveau d'énergie se situe dans la bande interdite du semiconducteur. Le terme PF est l'acronyme de « Poole-Frenkel » qui désigne un mécanisme où l'énergie d'activation d'un piège diminue lorsque le champ électrique augmente. Ils se distinguent d'un mécanisme SRH purement thermique par leur dépendance à la valeur du champ électrique  $\|\vec{E}_R\|$  aux bornes de la jonction. L'effet PF diffère de l'effet TAT par une valeur plus faible du champ électrique mis en jeu.

Le champ électrique, établi au sein de la ZCE, peut s'exprimer de la manière suivante :

5. Valeur de tension inverse à partir de laquelle la courbure de bandes autorise le passage de la bande de valence à la bande de conduction par effet tunnel direct.

$$|E_R| = \frac{V_{bi} + |V_R|}{W_{ZCE}} \quad (4.7)$$

Le formalisme utilisé pour cette analyse du courant inverse des jonctions PN vient d'une revue issue des travaux de l'IMEC [63] ainsi que d'un papier sur la modélisation analytique du courant de la jonction PN [110].

La durée de vie des porteurs après génération  $\tau_{g-eff}$  inclut les défauts volumiques et surfaciques, comme détaillé dans la section 3.1.4.1 du chapitre 3. En pratique, trois cas de figure peuvent être distingués :

1. Le silicium présente une concentration faible de pièges, entraînant un  $\tau_{g-eff}$  très important.

Alors  $I_R \sim I_{R-diff} \propto n_i^2 \propto T^{3.5} \exp\left(-\frac{qE_G}{kT}\right)$ . En pratique, comme la densité de courant de diffusion dans le silicium est très faible, de l'ordre de  $10^{-11}$  A.cm<sup>-2</sup> d'après [64, 111], ce courant n'est pas mesurable à 298 K pour des surfaces de jonction faibles comme celles des prototypes fabriqués à la PTA.

2. Le silicium présente une concentration plus élevée de pièges, entraînant un  $\tau_{g-eff}$  plus faible, et le courant inverse est indépendant de la polarisation inverse  $V_R$ . Le courant ne dépend que d'un mécanisme de génération type SRH,  $I_R \sim I_{R-SRH}$ .

Cela suppose que les pièges suivent une loi d'activation thermique de type Arrhenius, ce qui est communément admis [111, 92]. Cette affirmation est vérifiée expérimentalement car le logarithme  $\ln\left(\frac{I_{R-SRH}}{T^{1.5}}\right)$  est en pratique fonction affine de  $\frac{q}{kT}$ . Néanmoins, cela suppose de faire une approximation par rapport à la théorie des jonctions PN sur la valeur du rapport  $\frac{\tau_{g,eff}}{\tau_{r,eff}}$ .

$$\frac{\tau_{g,eff}}{\tau_{r,eff}} = 2 \cosh\left(\frac{q(E_t - E_i)}{kT}\right) \implies \frac{\tau_{g,eff}}{\tau_{r,eff}} \sim \exp\left(\frac{q(|E_t - E_i|)}{kT}\right) \quad (4.8)$$

L'hypothèse de la relation 4.8 permet d'exprimer facilement  $I_{R-SRH}$  en fonction de  $E_t$ , en considérant  $n_i = 3.284 \times 10^{15} T^{1.5} \exp\left(-\frac{qE_G}{2kT}\right)$  d'après [65] :

$$I_{R-SRH} = \frac{qn_i W_{ZCE}}{\tau_{g,eff}} \propto \frac{T^{1.5} W_{ZCE}}{\tau_{r,eff}} \exp\left(-\frac{qE_t}{kT}\right) \quad (4.9)$$

Alors  $I_R \sim I_{R-SRH} \propto \exp\left(-\frac{qE_t}{kT}\right)$  où  $E_t$  est l'énergie d'activation thermique du piège et correspond à son niveau d'énergie dans la bande interdite.

3. Le silicium présente une concentration plus élevée de pièges, entraînant un  $\tau_{g-eff}$  plus faible, et le courant inverse augmente avec la polarisation  $|V_R|$ .

Alors  $I_R \sim I_{R-SRH} + I_{R-TAT} + I_{R-PF} \propto f(E_r)$ .

Les courants  $I_{R-TAT}$  et  $I_{R-PF}$  peuvent se superposer et être difficilement identifiables l'un de l'autre. Normalement l'effet PF peut devenir prédominant à plus faible champ  $E_R \sim 10^4$  V.cm<sup>-1</sup> que l'effet TAT ( $E_R \geq 10^5$  V.cm<sup>-1</sup>), d'après [112].

— La dépendance au champ électrique en cas d'effet Poole-Frenkel se définit par :

$$I_{R-PF} \propto |E_R| \exp\left(\frac{q}{\eta kT} \sqrt{\frac{q|E_R|}{\pi \epsilon_{Si}}}\right) \quad [112].$$

La pente de la droite  $\ln\left(\frac{I_R}{|E_R|}\right) = f\left(\sqrt{|E_R|}\right)$  sur les jonctions R0 et R1 fabriquées est environ dix fois supérieure à la valeur théorique de cette pente pour un courant

$I_{R-PF}$ , normalement située autour de  $0.004 \text{ V}^{-1/2} \cdot \text{cm}^{1/2}$ . Le courant  $I_{R-PF}$  sera donc négligé dans la suite de l'analyse.

- Un modèle complet pour calculer  $I_{R-TAT}$  est décrit dans l'article de Hurkx [110]. Le modèle TAT s'est révélé plus adapté et suffisant pour rendre compte de la dépendance du courant inverse à  $V_R$ .

Les caractérisations I-V-T sur la plage 298-343 K de la figure 4.10 permettent d'identifier le cas correspondant pour chaque recuit. Les diodes R0 et R1 sont clairement dans le cas n°3 alors qu'après le recuit R2, le courant inverse suit plutôt le cas n°2. Comme  $\tau_{r,eff}$  peut être calculé à partir de  $\tau_{g,eff}$  et  $E_t$  avec la relation 4.8, il est possible de modéliser analytiquement le courant de génération-recombinaison  $I_{gr}$  de la jonction PN à partir de l'équation 2.11 du chapitre 2, en polarisation inverse et directe :

$$I_{gr} = \frac{qn_i W_{ZCE}}{2\tau_{r,eff} \exp\left(\frac{qV}{kT} \frac{\eta-1}{\eta}\right) + \tau_{g,eff}} \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) + I_{R-TAT} \quad (V < 0) \quad (4.10)$$

Les résultats présentés par la suite seront exclusivement issus de l'analyse des jonctions R1 et R2. La figure 4.14 présente la modélisation analytique des courants de génération-recombinaison des jonctions réalisée à partir des mesures I-V-T de la plage 298 - 343 K au moyen de l'équation 4.10. L'extension de la zone de déplétion  $W_{ZCE}$  est calculée à partir de l'expression analytique canonique d'une jonction PN 1D d'après [64] et n'est pas un paramètre mesuré. L'accord entre les mesures et cette expression analytique apparaît correct. Exceptée la valeur de  $\tau_{r,eff}$  utilisée comme paramètre du modèle, les autres paramètres nécessaires proviennent de l'analyse des courbes I-V-T, notamment l'énergie moyenne des pièges  $E_t$  qui est extraite à partir du courant inverse suivant l'équation 4.9.

Comme déjà mentionné, le courant inverse, inférieur à la limite de mesure de  $10^{-14}$  A sur la plage 81 - 115 K, a empêché une exploitation identique à partir des courbes I-V-T. Cette très faible valeur de courant à 81 K s'explique par la concentration des porteurs intrinsèques ( $n_i$ ) du silicium qui est alors très faible. Néanmoins, sur les jonctions après recuit R1, qui présentaient les meilleures courbes I-V-T, il a été possible de modéliser le courant de recombinaison SRH uniquement en polarisation directe. Ce résultat est représenté sur la figure 4.15.

Les résultats pertinents sont regroupés dans le tableau 4.7. L'énergie moyenne des pièges  $\overline{E_t}$  est très proche du niveau de Fermi intrinsèque du silicium  $E_i \sim \frac{E_G}{2}$ , ce qui est cohérent avec un mécanisme de génération-recombinaison SRH dominant.

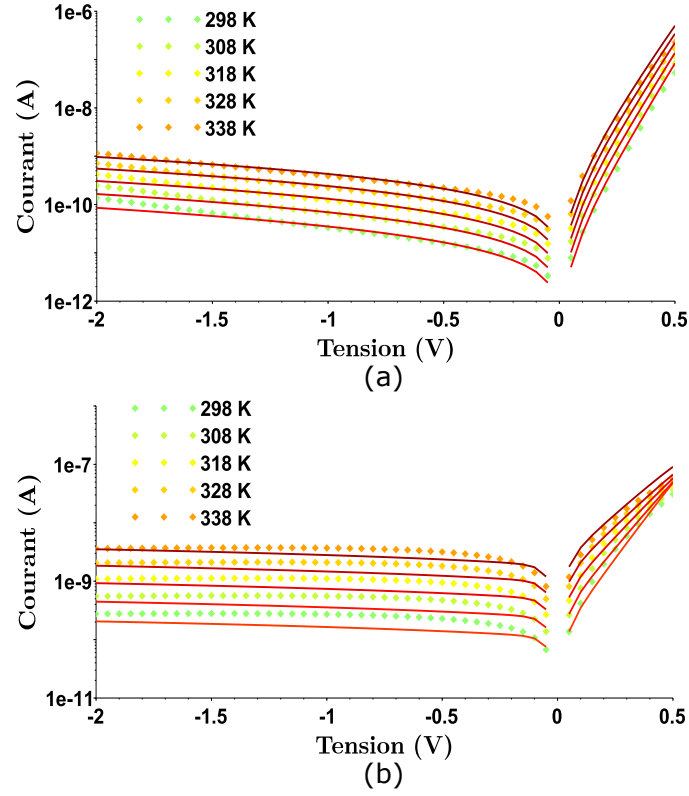


FIGURE 4.14 – Modélisation du courant inverse  $I_R$  de la jonction latérale caisson  $L_i = 20 \mu\text{m}$  entre 298 K et 338 K. Les symboles représentent les mesures. Les lignes continues sont le courant  $I_{gr}$  calculé avec le modèle 4.10.(a) Après recuit R1. (b) Après recuit R2.

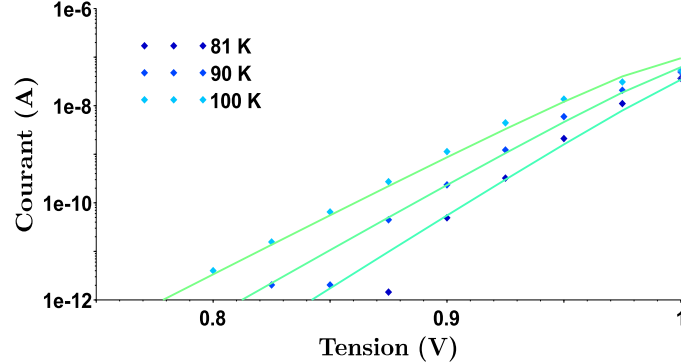


FIGURE 4.15 – Modélisation du courant inverse  $I_R$  de la jonction latérale caisson  $L_i = 20 \mu\text{m}$  entre 81 K et 100 K. Les symboles représentent les mesures. Les lignes continues sont le courant de recombinaison  $I_r$  calculé avec le modèle 4.10.

D'après le graphique (b) de la figure 4.14, le courant inverse de la diode après le recuit R2 s'apparente à un courant de génération SRH purement thermique. L'augmentation du courant inverse entre R1 et R2 est probablement dû à des défauts à l'interface  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$  comme déjà mentionné dans le paragraphe précédent. Cette augmentation du courant inverse peut permettre d'apprécier la qualité de cette interface en comparant les valeurs de  $\tau_{r,eff}$ . Pour cela,  $\tau_{r,eff}(R1)$  est considéré comme ayant une origine purement volumique. Il est alors possible d'estimer la vitesse de recombinaison  $S_r$  de l'interface  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$  à partir de l'équation 3.36 du chapitre 3 :

$$S_r(R2) = e_{Si} \left( \frac{1}{\tau_{r,eff}(R2)} - \frac{1}{\tau_{r,eff}(R1)} \right) \quad (4.11)$$

L'application numérique donne  $S_r(R2) \approx 1.6 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ , qui est une vitesse particulièrement élevée mais pas improbable [92]. Elle indique une très mauvaise qualité de l'interface

Température	81 K	298 K	
Recuit	R1	R1	R2
$\bar{E}_l(V_R = -0.25 \text{ V})$ (eV)	-	0.54	0.51
$\tau_{r,eff}$ (s)	$4 \times 10^{-10}$	$5 \times 10^{-11}$	$3 \times 10^{-12}$

TABLE 4.7 – Paramètres de génération-recombinaison issus de l’analyse des courbes I-V-T des jonctions fabriquées à la PTA.

$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$  qui réduit considérablement la durée de vie des trous injectés et pénalise les performances des jonctions, notamment en augmentant considérablement la résistance série de la base en silicium faiblement dopé.

Bien que les résultats présentés soient ceux d’une diode de type caisson, ces résultats sont similaires pour les diodes de type mesa. Aucun changement significatif au niveau du courant de génération-recombinaison n’est à noter avec la gravure supplémentaire des flancs des structures mesa.

#### 4.2.2.5 Extraction du TCC en polarisation directe

A partir des courbes I-V-T présentées dans la section 4.2.2.1, il est relativement aisé d’extraire le TCC en considérant l’équation 3.46 sur une plage définie de température. Cela va permettre de comparer la sensibilité thermique atteinte par les diodes en fonction de la température, des recuits réalisés, du type de diode (caisson ou mesa) et de la longueur de la base.

La méthode utilisée est strictement identique à celle décrite dans la sous-partie 3.2.2.1 du chapitre 3. Afin de réaliser un compromis entre le temps de mesure, la précision et la quantité de données, il a été choisi de mesurer les caractéristiques I-V des jonctions par intervalle de 5 K. Pour faciliter les comparaisons entre les motifs de largeur différente, notamment entre les diodes caisson avec  $W_{caisson} = 20 \mu\text{m}$  et mesa avec  $W_{mesa} = 16 \mu\text{m}$ , les grandeurs sont représentées en fonction du courant normalisé  $I_{norm}$  traversant la jonction en  $\text{A} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ .

Les commentaires des paragraphes suivants constituent des interprétations des courbes de TCC, mais s’appuient également sur les résultats et conclusions déjà formulées dans les trois sections précédentes 4.2.2.2, 4.2.2.3 et 4.2.2.4.

**Comparaison des recuits** La figure 4.16 présente les TCC expérimentaux extraits à 80 K et à 298 K sur les diodes latérales  $\text{p}^+\text{-n-n}^+$  avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$  réalisées à la PTA, en fonction des recuits (voir 4.4).

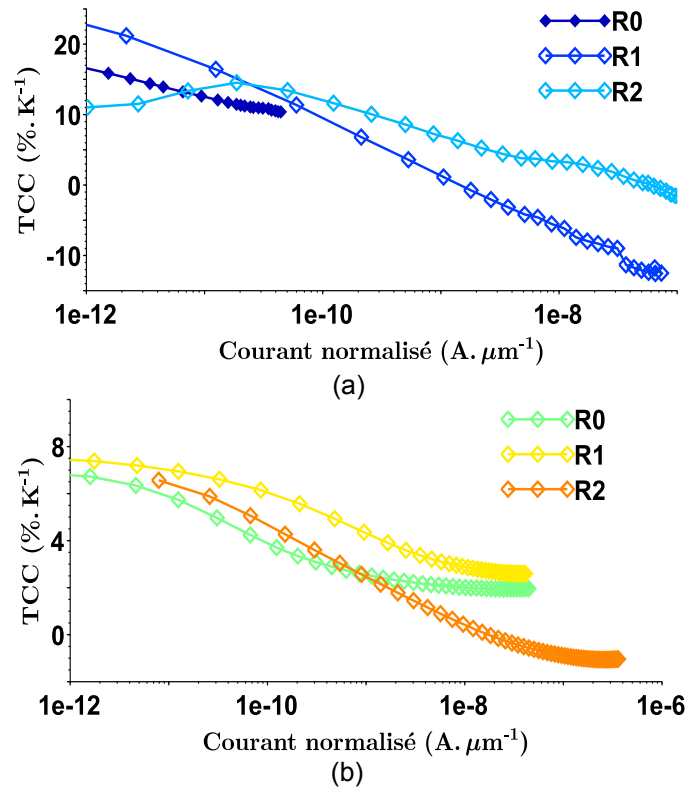


FIGURE 4.16 – TCC pour les différents recuits  $N_2/H_2$ . (a) A 80 K. (b) A 298 K. Les symboles pleins désignent les diodes caisson et les symboles évidés les diodes mesa.

- Le TCC à 298K pour un courant  $I_{norm} < 10^{-11} A \cdot \mu m^{-1}$  atteint  $\sim 7\% \cdot K^{-1}$ . Cette valeur est tout à fait en accord avec l'état de l'art sur les jonctions PN silicium [61, 59, 49].
- Quel que soit le recuit considéré, le TCC est notablement augmenté en régime cryogénique pour un courant  $I_{norm} < 10^{-10} A \cdot \mu m^{-1}$ , comme théoriquement attendu en régime de faible injection d'après les résultats de simulation TCAD à 80 K (voir 3.2.2.1). Pour le recuit R1, il est multiplié par 3 lorsque la température chute de 298 K à 80 K, pour dépasser  $20\% \cdot K^{-1}$  à  $2 pA \cdot \mu m^{-1}$ .
- Théoriquement, le TCC pour une jonction PN chute lorsque le courant augmente pour devenir proche de 0 en régime ohmique. Sur les prototypes ayant subi le recuit R1, la résistance série de la diode est très sensible à la température en régime cryogénique et conduit à un TCC négatif pour  $I_{norm} > 1 nA \cdot \mu m^{-1}$ . Il atteint même  $-10\% \cdot K^{-1}$  à  $50 nA \cdot \mu m^{-1}$ . Ce comportement est particulier aux prototypes R1 et une explication a été avancée dans [55]. De plus, il concerne le régime ohmique de la diode qui n'est pas le régime de polarisation où il est intéressant d'utiliser la jonction PN comme thermomètre.
- A 80 K, le TCC après recuit R2 possède un comportement plus classique en régime ohmique. Cependant, il est plus faible qu'après recuit R1 pour un courant  $I_{norm} < 20 pA \cdot \mu m^{-1}$ . Le creux visible à faible courant est caractéristique d'un courant dominé par la recombinaison des porteurs injectés dans la ZCE. Ce résultat est cohérent avec la dégradation de l'interface  $Al_2O_3/Si$  induit par le recuit à  $350^\circ C$  et la diminution de  $\tau_{r,eff}$ .

Les comparaisons décrites dans les paragraphes suivants ont été réalisées sur les diodes ayant subi le recuit R1, car les mesures des caractéristiques I-V-T ont été réalisées majoritairement sur cette variante de recuit. Ces diodes présentent un meilleur TCC en faible injection que celles ayant subi le recuit R2 ou n'ayant pas subi de recuit. Leur TCC est celui qui est le plus proche des valeurs théoriques pour une diode en régime de recombinaison car le coefficient d'idéalité des diodes après recuit R1 est proche de 2, à 81 K comme à température ambiante, d'après le tableau 4.6.

**Comparaison Diode caisson / Diode mesa** La figure 4.17 présente les TCC expérimentaux extraits à 80 K et à 298 K sur les diodes latérales  $p^+-n-n^+$  avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$  réalisées à la PTA, en fonction du type de diode (caisson ou mesa, voir 4.7).

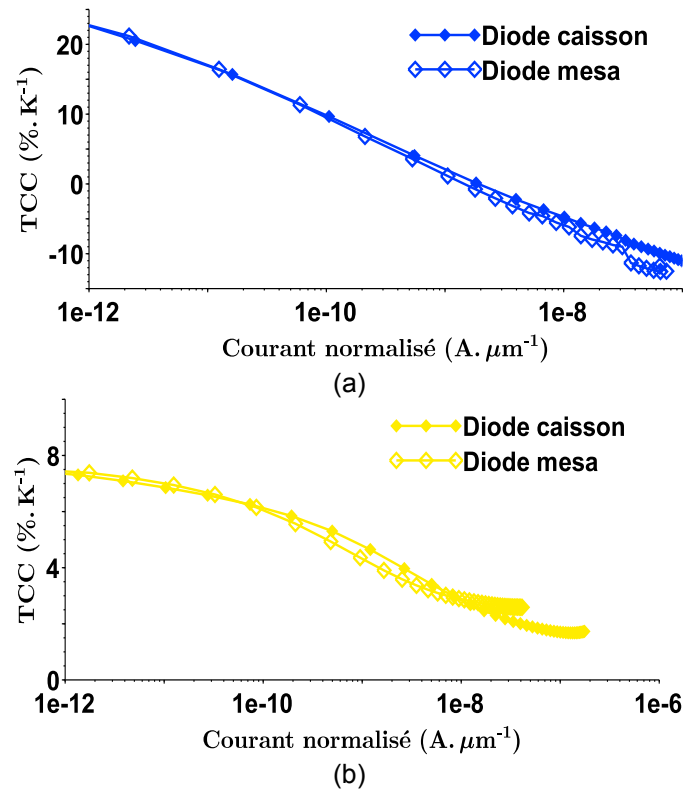


FIGURE 4.17 – TCC après recuit R1 pour des diodes caisson (symboles pleins) et mesa (symboles évidés) (a) A 80 K. (b) A 298 K.

Aucune différence significative de sensibilité thermique n'est présente après recuit R1. Ce résultat était attendu car la jonction PN formée est strictement identique en termes de dopage. De plus, la surface de passivation supplémentaire dans le cas du mesa est marginale et ne représente que 0.6% de la surface totale de l'interface  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$ .

**Comparaison pour différentes longueurs  $L_i$**  La figure 4.18 présente les TCC expérimentaux extraits à 80 K et à 298 K sur les diodes latérales  $p^+-n-n^+$  de type mesa réalisées à la PTA, en fonction de la longueur  $L_i$  du canal faiblement dopé.

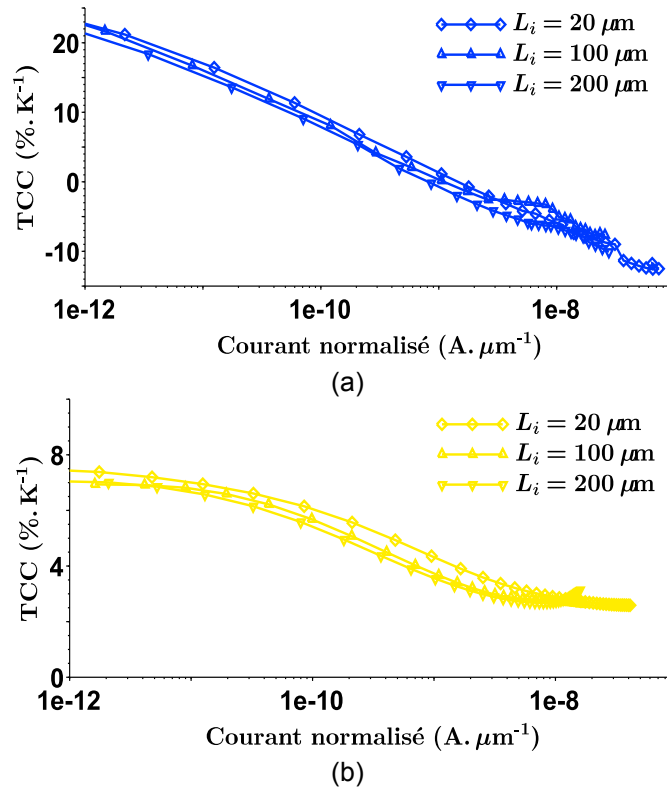


FIGURE 4.18 – TCC pour plusieurs longueurs de la base  $L_i$ . (a) A 80 K. (b) A 298 K. Les symboles évidés désignent les diodes mesa.

La comparaison a aussi été réalisée sur les diodes R1, présentant le meilleur TCC en faible injection. Une légère différence de sensibilité thermique est présente : le TCC semble diminuer lorsque  $L_i$  augmente. Puisque la jonction PN est longue pour ces 3 valeurs de  $L_i$ , il est logique que leur TCC soient similaires.

Néanmoins, plus  $L_i$  est importante, plus la résistance série augmente et réduit le TCC, notamment lors du passage de la faible injection au régime de résistance série. Cet effet est difficilement identifiable à 81 K sur le graphique (a), mais est visible à 298 K sur le graphique (b). Pour un courant  $10^{-10} A \cdot \mu m^{-1} < I_{norm} < 10^{-9} A \cdot \mu m^{-1}$ , la baisse du TCC entre  $L_i = 20 \mu m$  et  $L_i = 100 \mu m$  ( $R_{S-100} \sim 5 \times R_{S-20}$ ) est logiquement plus importante qu'entre  $L_i = 200 \mu m$  et  $L_i = 100 \mu m$  ( $R_{S-200} \sim 2 \times R_{S-100}$ ).

Bien que la résistance série des diodes fabriquées soit particulièrement importante et que le courant en faible injection soit entièrement déterminé par la recombinaison des porteurs minoritaires injectés, les caractérisations électriques ont permis de mettre en évidence l'effet recherché sur le TCC par le refroidissement à 80 K. La sensibilité thermique des diodes est largement augmentée en faible injection, dépassant  $15 \% \cdot K^{-1}$  pour un courant  $I_{norm} < 10^{-11} A \cdot \mu m^{-1}$  après recuit R1.

Le recuit R2 permet également de mettre en évidence que l'augmentation du courant de génération-recombinaison, à cause de l'augmentation du nombre de pièges à l'interface  $Al_2O_3/Si$ , a un impact direct et limite le TCC en faible injection. Ce résultat expérimental confirme la théorie sur le TCC des jonctions PN latérales développée dans la section 2.2 du chapitre 2 : plus le coefficient d'idéalité  $\eta$  de la diode est élevé, plus le TCC est réduit.

### 4.2.3 Mesure et modélisation du bruit basse fréquence

Le bruit basse fréquence est le second paramètre qui va déterminer la performance globale du thermomètre à jonction p-i-n, à travers sa résolution thermique  $\Delta T_{min}$  donnée par l'expression



3.47. Il est donc particulièrement important de bien le caractériser sur les prototypes fabriqués. De plus, établir un modèle analytique de ce bruit dans les diodes latérales de type p-i-n sur SOI très fin, à partir de l'analyse des mesures de bruit, serait un objectif intéressant. En effet, la littérature spécialisée sur le sujet est peu fournie à température ambiante [51, 97, 113, 61, 114] et quasiment inexistante en régime cryogénique.

#### 4.2.3.1 Banc de mesure de bruit

La mesure du bruit basse fréquence utilise une baie électronique dédiée, que le laboratoire LI2T a développé pour la mesure de bruit dans les thermistors. La mesure du bruit se fait via l'amplificateur courant-tension faible bruit PBA2 de l'entreprise Synergie Concept. Il possède un gain programmable dont les calibres utilisés au laboratoire vont de  $10^5$  à  $10^9$ . Cela lui permet d'accepter une large plage de courant en entrée, comprise entre  $10^{-12}$  A et  $10^{-4}$  A.

Ce dispositif de mesure est donc parfaitement adapté à la mesure de bruit en faible injection directe sur les diodes latérales fabriquées. L'entrée de la baie est un connecteur mâle de 96 broches, ce qui permet de mesurer plusieurs diodes par montage avec une sélection par multiplexage.

Les échantillons, pouvant contenir plusieurs dispositifs à tester, sont collés et câblés sur une céramique dédiée avec 96 pistes disponibles. Cette céramique est ensuite placée dans un cryostat monotempérature qui possède une limande reliée à un connecteur femelle à 96 broches. La photographie d'un échantillon monté dans le cryostat avant fermeture est présentée figure 4.19, avec le schéma de principe du cryostat.

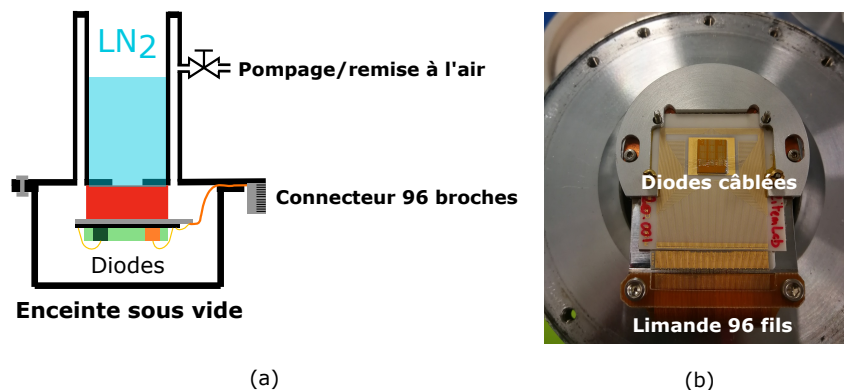


FIGURE 4.19 – (a) Schéma du cryostat utilisé pour les mesures de bruit. (b) Photographie d'un échantillon câblé et mis en place à l'intérieur du cryostat.

Ce cryostat est connecté à la baie de mesure de bruit. Le puit supérieur peut être laissé vide, auquel cas la mesure se fait à température ambiante (298 K), ou rempli d'azote liquide, avec une température d'échantillon proche de 80 K. Néanmoins, aucune régulation de température n'est disponible sur ce cryostat monotempérature. Celle-ci est déterminée par le produit inséré dans le puit, en contact avec le doigt froid en cuivre sur lequel est positionnée la céramique. L'enceinte du cryostat est systématiquement mise sous un vide secondaire statique d'environ  $\sim 10^{-6}$  mbar au moment du montage. Toutes les mesures de bruit ont été réalisées sous obscurité. La figure 4.20 présente le schéma électrique de la mesure de bruit effectuée sur une diode. La polarisation du dispositif testé peut être comprise entre  $-5$  V et  $5$  V avec une précision de 0.1 %.

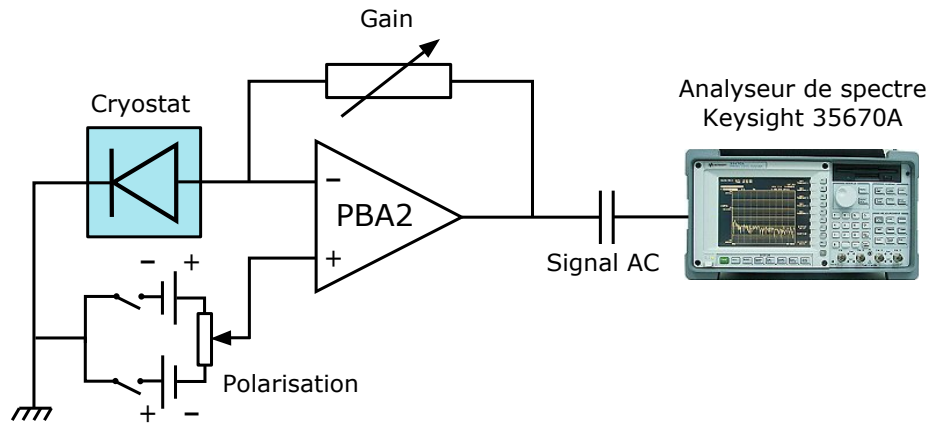


FIGURE 4.20 – Schéma électrique de la mesure de bruit sur une diode montée en cryostat.

L'analyseur de spectre utilisé affiche la Densité Spectrale de Puissance (DSP) de bruit en courant  $S_I$ . Sa définition mathématique est donnée en annexe 6.1.3. La valeur minimale de DSP mesurable par la baie de mesure est de  $2 \times 10^{-28} \text{ A}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ , en utilisant le gain le plus élevé de l'amplificateur PBA2.

En parallèle du spectre de bruit basse fréquence, la baie de mesure est capable de fournir le courant moyen pour la tension sélectionnée, ainsi que la résistance dynamique du composant  $r_d$  autour de ce point de polarisation. Le bruit d'une résistance interne calibrée, dont la valeur est la plus proche possible de  $r_d$ , est ainsi systématiquement mesuré à la fin de chaque série d'acquisitions.

#### 4.2.3.2 Analyse du bruit en polarisation directe

Comme pour les mesures I-V, plusieurs motifs de diodes ont été testés. Chaque spectre de bruit a été moyenné sur 3 ou 5 acquisitions successives. La synthèse des mesures qui est présentée dans ce manuscrit permet de mettre en évidence le type de bruit dominant dans les diodes fabriquées. Son analyse a ainsi permis de modéliser leur comportement petit signal.

Etant donné la constante de temps typique d'un micro-bolomètre, supérieure à 10ms, le bruit limitant de ce type de capteur se situe à basses fréquences. L'analyse des spectres de bruit des diodes a donc été limitée à la gamme 1 – 100Hz. De même, ne sera analysé en détails que le comportement en bruit des diodes pour la polarisation directe, correspondant au régime d'utilisation comme thermomètre dans le futur micro-bolomètre THz.

La figure 4.21 représente la DSP de bruit en courant pour une diode caisson  $L_i = 20 \mu\text{m}$  en fonction de la polarisation directe  $V$ . A 298 K, la signature de bruit en  $1/f$  caractéristique d'un semiconducteur homogène résistif<sup>6</sup> est établie à partir de  $V > 0.4 \text{ V}$ , ce qui est cohérent vis-à-vis des données de la figure 4.10. Pour  $V \leq 0.4 \text{ V}$ , le bruit présente une dépendance à la fréquence beaucoup plus faible et se rapproche d'un bruit blanc.

A 80 K, le bruit en  $1/f$  est quasiment établi pour  $V \geq 0.75 \text{ V}$ , polarisation qui correspond à un régime de faible injection où le courant est supérieur à  $10^{-9} \text{ A}$  sur cette variante de diode. D'après les courbes I-V-T de la figure 4.10,  $V \geq 1 \text{ V}$  marque le passage entre le régime de forte injection et le régime de résistance série. Pour ces valeurs de polarisation, la DSP de bruit basse fréquence de la figure 4.21 montre une dépendance en  $1/f$ , avec  $\beta \sim 0.95$ .

Une remarque commune aux deux températures est que le plancher de bruit de l'instrument est atteint lorsque la diode est bloquée, avec un courant faible  $I \leq 10^{-10} \text{ A}$ . Enfin, des mesures de bruit similaires ont été obtenues pour les diodes mesa.

6. Le bruit basse fréquence est en  $1/f$  si sa DSP  $S_I \propto 1/f^\beta$  avec l'exposant  $\beta > 0.8$ .

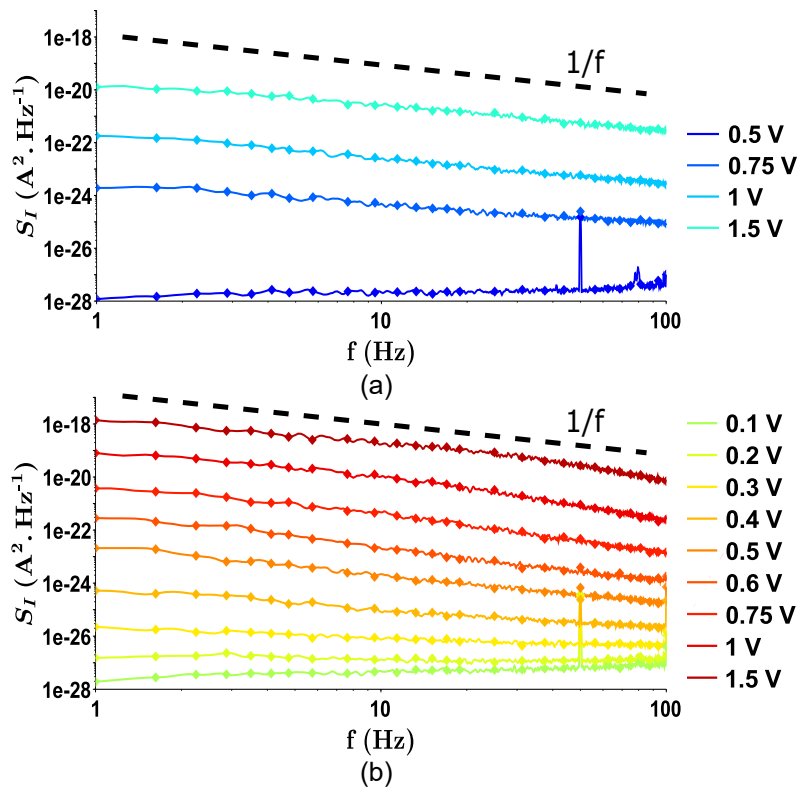


FIGURE 4.21 – Spectres de bruit basse fréquence d’une diode caisson  $L_i = 20 \mu\text{m}$  après recuit R2, pour différentes valeurs de tension de polarisation. (a) A 80 K. (b) A 298 K.

Pour résumer, les jonctions PN analysées présentent deux régimes distincts de bruit basse fréquence :

1. Un premier régime d’établissement progressif du bruit en  $1/f$  qui correspond au passage de la faible à la forte injection pour  $V \leq V_{bi}$ , avec  $V_{bi}(298 \text{ K}) \sim 0.6 \text{ V}$  et  $V_{bi}(80 \text{ K}) \sim 1 \text{ V}$ .
2. Un second régime  $1/f$  dominant qui correspond au régime de résistance série de la jonction pour  $V > V_{bi}$ . Le comportement en bruit est alors équivalent à celui d’un barreau résistif en silicium monocristallin, qui est connu pour présenter un bruit  $1/f$  dominant.

Dans les deux régimes cités ci-dessus, les résistances de contacts et leur contribution au bruit dépendent de la température mais sont indépendantes du courant de polarisation. Dans le cas n°1 du régime de faible injection, la résistance dynamique de la diode  $r_d$  est normalement très grande devant les résistances de contact. La part de la DSP due aux résistances de contacts est donc souvent négligeable. Dans le cas n°2 du régime de résistance série, la résistance dynamique  $r_d$  est faible et le bruit de la diode est dominé par  $R_{S-S_i}$  et éventuellement les résistances de contact si celles-ci sont élevées. La transition entre le régime n°1 et n°2 intervient à une valeur de courant pour laquelle la résistance dynamique de la diode devient comparable à la résistance série de la diode.

Afin d’avoir une vision globale du bruit basse fréquence, il est également intéressant de représenter la DSP de bruit normalisée  $\frac{S_I}{I^2}$  en fonction du courant de polarisation de la jonction, pour une fréquence donnée. De manière classique, cette représentation est faite pour une fréquence très basse, inférieure à 10 Hz. Elle permet de comparer différents motifs de diodes. La figure 4.22 montre le résultat sur plusieurs jonctions à 298 K et 80 K. Le choix de représenter  $\frac{S_I}{I^2}$  à  $f = 1 \text{ Hz}$  facilite la modélisation de la DSP normalisée car les termes de fréquence sont alors égaux à l’unité dans les équations.

Pour les diodes sans recuit, les mesures de bruit n’ont été réalisées qu’à température ambiante en raison des valeurs élevées de résistances série à basse température. La DSP normalisée

$\frac{S_I}{I^2}$  apparaît quasiment constante en fonction du courant.

En revanche, après recuit R2, que ce soit à 80 K ou à 298 K, il est aisé d'identifier les deux régimes de bruit décrits précédemment. A faible courant, la DSP normalisée à 1 Hz semble inversement proportionnelle au courant. Cette observation expérimentale est cohérente avec le bruit théorique de la jonction PN en faible injection présenté dans la partie 2.3 du chapitre 2. Pour une certaine valeur de courant, la dépendance au courant est brusquement modifiée pour devenir quasiment nulle à 80 K, en  $I^\gamma$  avec  $\gamma \sim 0$ . Le bruit de la résistance série de la jonction devient alors prédominant et suit la dépendance théorique au courant d'une résistance silicium telle que  $S_I \propto I^2$  (voir 2.67). A 298 K, la dépendance au courant est même en  $I^{1+\gamma}$  avec  $\gamma > 0$  dans ce régime résistif.

En faible injection et après recuit R2, la DSP de bruit normalisée est plus élevée à 80 K qu'à 298 K, ce peut être expliquée par une durée de vie des porteurs minoritaires  $\tau_{r,eff}$  plus faible.

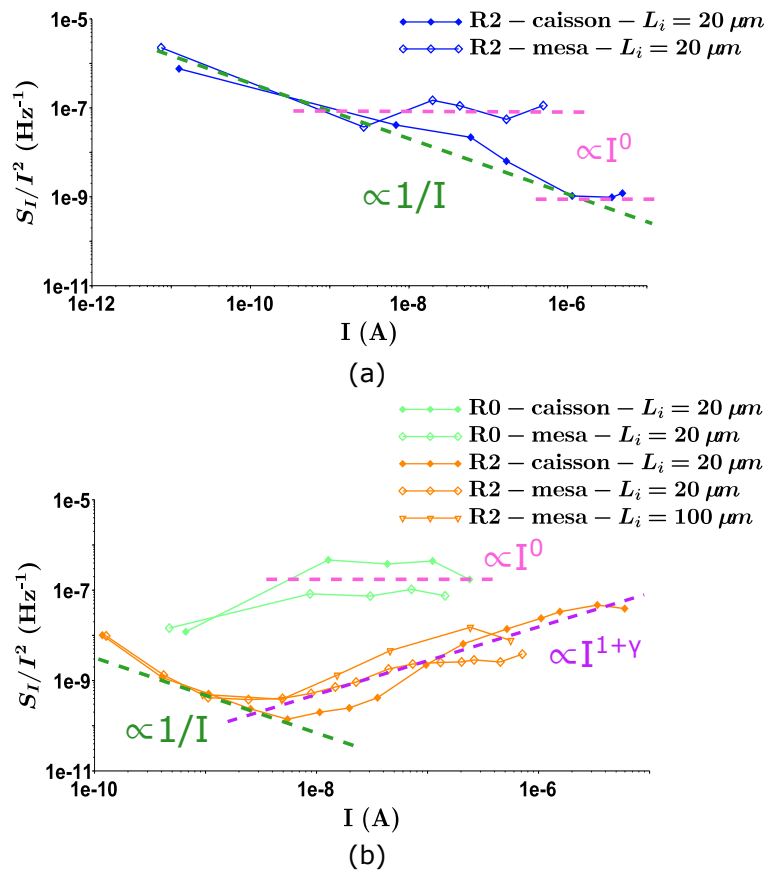


FIGURE 4.22 – DSP normalisée de bruit basse fréquence à 1 Hz en fonction du courant, pour les jonctions latérales fabriquées à la PTA. (a) A 80 K. (b) A 298 K.

#### 4.2.3.3 Proposition d'un modèle de bruit de la jonction PN latérale en régime direct

En faisant la synthèse de la bibliographie sur le bruit dans les jonctions PN présentée dans la partie 2.3 du chapitre 2, il a été possible d'appliquer un modèle de bruit qui semble correctement décrire le comportement des jonctions latérales fabriquées à la PTA sur les substrats SOI de 50 nm d'épaisseur.

Ce modèle s'appuie sur la représentation petit signal classique d'une jonction PN qui est schématisée sur la figure 4.23. Les capacités de jonction  $C_j$ , due à la présence de la ZCE, et de diffusion  $C_d$ , liée à l'injection des porteurs minoritaires avant recombinaison, sont négligées dans ce type de jonctions latérales avec une couche de silicium active de section très faible. En

effet, leur influence sur l'impédance équivalente de la jonction  $Z_d$  n'est significative qu'à partir d'une fréquence de  $10^5 - 10^6$  Hz. Pour les basses fréquences étudiées de  $1 - 100$  Hz, la diode est donc assimilée à une simple résistance dynamique, tel que  $Z_d \approx r_d = \frac{\eta kT}{qI}$ . En revanche, la résistance série  $R_S$  est présente dans une diode réelle et composée de deux parties : celle due au silicium  $R_{S-si}$  et celle due aux contacts siliciurés,  $R_{S-c} = R_{C-p+} + R_{C-n+}$ .

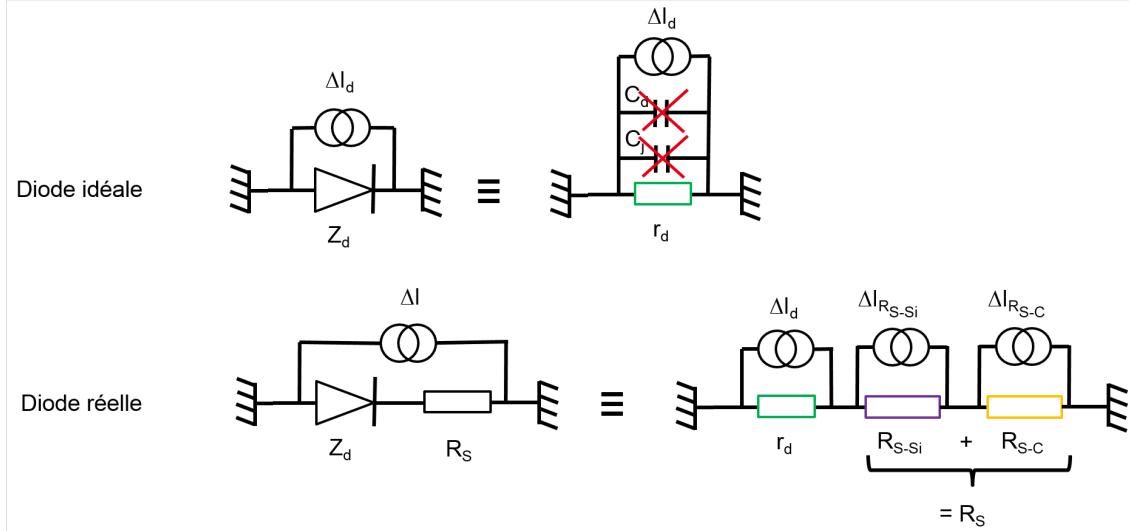


FIGURE 4.23 – Représentation petit signal d'une jonction PN avec les sources de bruit associées.

Les trois sources de bruit en courant citées dans le paragraphe précédent et représentées sur le modèle de la figure 4.23 sont considérées indépendantes l'une de l'autre. En appliquant le théorème de superposition, la DSP totale de bruit en courant  $S_I$  est donnée par l'équation 4.12 :

$$S_I = \left( \frac{r_d}{r_d + R_{S-si} + R_{S-c}} \right)^2 S_{I-d} + \left( \frac{R_{S-si}}{r_d + R_{S-si} + R_{S-c}} \right)^2 S_{I-R_{S-si}} + \left( \frac{R_{S-c}}{r_d + R_{S-si} + R_{S-c}} \right)^2 S_{I-R_{S-c}} \quad (4.12)$$

où

$$S_{I-d} = 2qI \left( 1 + \frac{\alpha_{H-d}}{2\tau_{eff}f} \right) \quad (4.13)$$

$$S_{I-R_{S-si}} = \left( \frac{4kT}{R_{S-si}} + \frac{\alpha_{H-r}I^2}{N_{eff}f} \right) \quad (4.14)$$

$$S_{I-R_{S-c}} = \left( \frac{4kT}{R_{S-c}} + \frac{K_{1/f}I^2}{f} \right) \quad (4.15)$$

Le modèle de la figure 4.23 permet d'obtenir une expression globale de la DSP de bruit d'une diode réelle 4.12 pour le régime d'injection  $V < V_{bi}$  et le régime résistif  $V \geq V_{bi}$ , en identifiant le contributeur majoritaire au bruit en fonction de la polarisation  $V$ .

Dans l'équation 4.13,  $\tau_{eff}$  représente la durée de vie effective globale du porteur minoritaire injecté dans la diode. En suivant une règle de Matthiessen, celle-ci peut être exprimée par la formule 4.16, en considérant que les recombinaisons dominantes dans les jonctions latérales de type p-i-n avec une base faiblement dopée sont issues de mécanismes SRH :

$$\tau_{eff}^{-1} = \tau_d^{-1} + \tau_{r,eff(SRH)}^{-1} \quad (4.16)$$

où  $\tau_d$  désigne le temps de transit en régime de diffusion dans la base d'une jonction courte, entre les régions P+ et N+. Son expression a déjà été donnée pour l'équation 2.63 du chapitre 2. Pour rappel,  $\tau_d = \frac{qL_i^2}{2kT\mu}$  où  $\mu$  désigne la mobilité du porteur minoritaire considéré.

Dans le cas d'une jonction longue, il convient de faire référence à la section 3.2.3.2 du chapitre 3. La durée de vie effective est égale à la durée de vie SRH multipliée par 3, tel que  $\tau_{eff} \approx 3\tau_{r,eff(SRH)}$ .

$N_{eff}$  désigne quant à lui le nombre total de porteurs impliqués dans la conduction en régime ohmique établi de la jonction. Il est donc égal à la somme des concentrations en trous  $p$  et en électrons  $n$  dans la base, intégrée sur son volume  $Vol$ . Lorsque la diode étudiée est longue, avec une longueur de diffusion des porteurs minoritaires faible devant la longueur de la base, la région neutre de cette base représente la majorité de sa longueur. On peut donc faire l'approximation  $N_{eff} \sim N_D^+ \times Vol$  pour une base N et  $N_{eff} \sim N_A^- \times Vol$  pour une base P.

Le modèle de l'équation 4.12 a été appliqué sur les diodes longues fabriquées à la PTA, de type caisson et mesa, avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$  et après recuit R2. La résistance dynamique de la diode  $r_d$  et sa résistance série  $R_S$  sont issues des mesures I-V-T.  $\alpha_{H-d}$  a été calculé à partir de l'expression 3.50 issue de la théorie de Handel. Les valeurs de  $\alpha_{H-r}$  et de  $\tau_{eff}$  ont été ajustées dans le modèle pour s'approcher des mesures. Les valeurs des paramètres sont rappelées dans le tableau 4.8.

Le dernier terme de l'équation 4.12, lié aux résistances de contact, a été négligé en considérant  $R_{S-C} \ll R_{S-Si}$  pour les jonctions après recuit R2, quelle que soit la température. En effet, d'après les résultats du tableau 4.5, la résistance totale des deux contacts  $R_{S-C}$  représente environ 6 % de  $R_{S-Si}$  à 298 K. Cette hypothèse est néanmoins plus discutable à 80 K où la résistance spécifique  $r_{C-PtSi/P+}$  n'a pas été extraite pour ce recuit.

La comparaison entre le modèle et la mesure est montrée sur la figure 4.24 qui montre la DSP normalisée  $\frac{S_I}{I^2}$  à  $f = 1 \text{ Hz}$ .

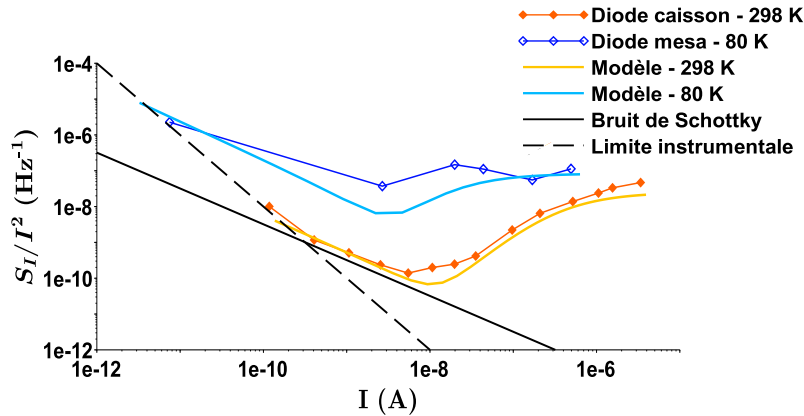


FIGURE 4.24 – Comparaison des DSP de bruit à 1 Hz théoriques et expérimentales pour les diodes après recuit R2 ( $L_i = 20 \mu\text{m}$ ).

L'adéquation entre le modèle de bruit de l'équation 4.12 et l'expérience est correct à 298 K sur la diode caisson présentée. En revanche, l'accord est plus discutable à 80 K, notamment en raison du manque de points expérimentaux en faible injection. Néanmoins, le modèle paraît suffisamment adéquat pour reproduire la forme générale de la courbe expérimentale  $\frac{S_I}{I^2}$  à  $f = 1 \text{ Hz}$ .

Température	80 K	298 K
Type de diode	Mesa	Caisson
$R_{S-Si}$ ( $\Omega$ )	$1.8 \times 10^6$	$2.4 \times 10^5$
$\tau_{eff}$ (s)	$5 \times 10^{-11}$	$8 \times 10^{-9}$
$\alpha_{H-r}$	$10^{-1}$	
$\alpha_{H-d}$	Expression 3.50	

TABLE 4.8 – Paramètres du modèle utilisé pour les diodes de la figure 4.24.

En utilisant les valeurs de  $\tau_{eff}$ , les valeurs extraites pour  $\alpha_{H-d}$  à partir du spectre de DSP se situent entre  $2.5 \times 10^{-6}$  et  $2.2 \times 10^{-8}$ , à 80 K comme à 298 K. Ces valeurs sont largement plus faibles que les valeurs classiques du paramètre de Hooge résistif pour le silicium, autour de  $10^{-4} - 10^{-5}$  [73]. Ces valeurs se rapprochent en revanche de celles décrites par la théorie du bruit quantique d'injection de Handel. C'est la raison pour laquelle les valeurs de  $\alpha_{H-d}$  du modèle ont été calculées à partir de l'équation 2.63 du chapitre 2.

En revanche, le coefficient de Hooge résistif  $\alpha_{H-r}$  extrait des courbes est égal à 0.1. Il est supérieur à celui d'un silicium monocristallin de bonne qualité et indique donc un silicium avec beaucoup de défauts. La cause d'une telle valeur pourrait être le recuit haute température d'activation des dopants à 980°C, qui n'a pas été suffisant pour réparer correctement la maille cristalline après l'implantation ionique.

Etant donné la longueur de la base  $L_i = 20 \mu\text{m}$  des diodes, les valeurs de  $\tau_{eff}$  correspondent à des valeurs de  $\tau_{r,eff}(SRH)$ . A 298 K, en considérant uniquement la situation après recuit R2, la valeur de  $\tau_{eff}$  du tableau 4.8 est supérieure à la valeur extraite des courbes I-V-T d'au moins 2 décades ( $\tau_{r,eff}(R2) = 3 \times 10^{-12}$  s).

Pour expliquer ce dernier résultat, on formule l'hypothèse que seuls les pièges volumiques sont à l'origine du niveau de bruit 1/f généré par la diode. Dans ce cas, la diminution de  $\tau_{r,eff}$  observée entre le recuit R1 et le recuit R2, d'après les résultats du tableau 4.7 et qui a été imputée à une création de défauts à l'interface  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$ , ne devrait pas conduire à une augmentation du bruit basse fréquence. Cela est cohérent avec la DSP de bruit normalisée à 1 Hz qui est plus faible pour les diodes ayant subi le recuit R2 que pour les autres. Cela signifie aussi que la diminution d'environ deux décades de  $\tau_{eff}$  entre la température ambiante et 80 K sur les diodes ayant subi le recuit R2, d'après les résultats du tableau 4.8, ne serait liée qu'aux défauts volumiques. Or, cela est en contradiction avec les modèles de durée de vie dans le silicium en régime cryogénique, comme celui de Klaassen, présenté dans la section 3.1.3.2 du chapitre 3 et qui ne prévoit pas une telle baisse, notamment pour les trous.

De plus, cela vient en contradiction d'un second résultat : la valeur de  $\tau_{eff}$  extraite à partir du modèle de bruit à 80 K est environ une décade inférieure à celle extraite des courbes I-V-T après recuit R1 (voir tableau 4.7 où  $\tau_{r,eff}(R1) = 4 \times 10^{-10}$  s). L'augmentation du taux de recombinaison dû aux défauts volumiques et aux défauts surfaciques dans les diodes entre le recuit R1 et le recuit R2, dont l'effet est mesurable par l'augmentation du coefficient d'idéalité des diodes en faible injection, permet d'expliquer ce résultat. En effet, le coefficient d'idéalité des diodes mesa à 81 K est de 3.58 après recuit R2 contre 2.18 après recuit R1 (voir tableau 4.6).

Etant donné la contradiction entre les résultats de l'analyse de bruit basse fréquence et ceux de l'analyse des courbes I-V-T pour la valeur de  $\tau_{eff}$  à 298 K, on ne peut pas donc pas conclure à ce stade à une interprétation certaine de l'impact des défauts surfaciques sur la valeur de  $\tau_{eff}$  dans le modèle de bruit de l'équation 4.13.

Au final, les caractérisations électriques réalisées ont permis de mieux appréhender le comportement des jonctions latérales fabriquées, mais restent insuffisantes pour pouvoir confirmer

certaines interprétations car le nombre d'échantillons et de variantes caractérisées reste très limité. Les prototypes caractérisés sont uniquement des diodes longues avec une durée de vie effective des porteurs très réduite par les recombinaisons SRH. Les quelques dizaines de jonctions mesurées, toutes variantes confondues, ne sont pas un nombre suffisant pour établir des statistiques à partir des résultats obtenus. En se reportant à la classification du diagramme 4.8, les paramètres extraits au moyen d'un modèle analytique, comme par exemple les durées de vie effective  $\tau_{r,eff}$  des porteurs ou les paramètres de Hooge  $\alpha_H$ , sont moins fiables que les paramètres extraits directement à partir des mesures, à savoir  $\eta$ ,  $R_{S-Si}$ ,  $R_{C-P^+/N^+}$  ou le TCC. Il convient donc d'apprécier uniquement leurs ordres de grandeur ici.

## 4.3 Caractérisation des matériaux

### 4.3.1 Profil de dopage ToF-SIMS

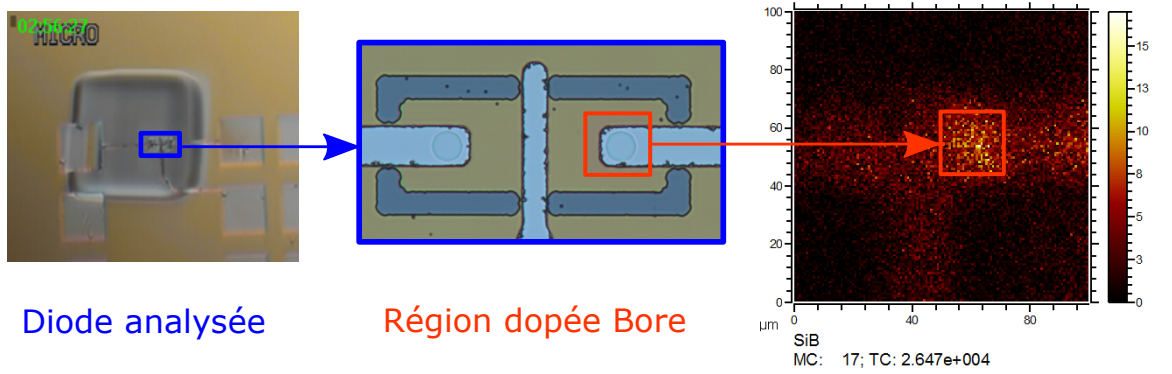
Afin de connaître la quantité de dopants qui ont été réellement introduits dans le SOI au moment de l'implantation ionique, leur concentration a été estimée par une analyse physico-chimique nommée ToF-SIMS<sup>7</sup>. Il s'agit de bombarder la surface d'un échantillon avec un faisceau d'ions primaires, dans une enceinte sous vide secondaire. La matière éjectée par l'échantillon contient entre autres des ions secondaires qui sont accélérés par une tension appropriée créée entre l'échantillon et une électrode d'extraction. Ensuite, les ions mettent un certain temps à rejoindre le détecteur en faisant un aller-retour dans une colonne de vol équipée d'un miroir électrostatique. Ce trajet permet d'augmenter la discrimination des ions détectés en fonction du rapport de leur masse atomique sur leur charge.

Le spectromètre de la plateforme Nano-Caractérisation du CEA de Grenoble permet de reconstruire le profil de dopage en 3 dimensions, en alternant les phases de pulvérisation et d'analyse, avec une résolution en profondeur d'environ 1 nm associée à une résolution latérale d'environ  $1.8 \mu\text{m}$ . Ce dernier chiffre est particulièrement intéressant dans notre cas, car ce spectromètre a permis l'analyse des dopants directement sur un échantillon de diodes fabriquées et non sur une plaque de silicium témoin comme c'est souvent le cas.

Une source d'ions primaires  $\text{Cs}^+$  est usuellement utilisée pour détecter les ions secondaires négatifs formés. Elle permet de détecter l'élément Phosphore et l'élément Bore. Afin d'être plus sensible au niveau de la détection du Bore, il est également possible d'utiliser une source d'ions  $\text{O}_2^+$  à l'origine d'ions secondaires positifs. La figure 4.25 montre deux clichés de détection du Bore et du Phosphore au niveau d'une jonction latérale avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$ , associés à une photographie montrant la zone pulvérisée par l'analyse SIMS.

7. Acronyme usuel pour l'appellation « Time of Flight Secondary Ion Mass Spectrometry » en anglais. Spectrométrie de Masse des Ions Secondaires à Temps de Vol en français.




 FIGURE 4.25 – Exemple de cliché SIMS : détection du Bore dans une jonction latérale, zone de  $5 \times 5 \mu\text{m}$ .

Les concentrations moyennes en dopants par zone sont résumées dans le tableau 4.9. L'analyse a révélé la concentration visée de Phosphore dans la base faiblement dopée, mais des concentrations de Phosphore et de Bore plus faibles qu'attendues sous les contacts. L'analyse quantitative est cependant loin d'être précise car elle a été difficile à interpréter du fait des nombreux ions détectés, puisque l'abrasion a également concerné les métallisations des jonctions. Le signal détecté sur l'épaisseur du SOI pour le phosphore et le bore s'est révélé particulièrement bruité, avec des valeurs pouvant varier jusqu'à 50 % de la valeur moyenne.

Néanmoins, cela permet de conclure à un déficit conséquent de dopants dans les zones placées sous les contacts par rapport aux valeurs simulées. Ce constat peut être mis en relation avec certains résultats issus des caractérisations électriques :

1. Il est cohérent avec la valeur anormalement élevée de la résistance série mesurée des jonctions. Ce plus, cette situation ne correspond pas à une jonction  $\text{P}^+ - \text{N} - \text{N}^+$  avec une longueur de la base identique.
2. Il est cohérent avec le fait que la résistance série des jonctions est très sensible à la température, comme l'ont révélé les valeurs négatives de TCC mesurées après le recuit R1 en régime cryogénique sur la figure 4.16. Avec une concentration en dopants inférieure à  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ , l'ionisation partielle devient significative dans le silicium et modifie considérablement la quantité de dopants ionisée en fonction de la température.
3. Il est cohérent avec la résistance spécifique du contact PtSi/p-Si,  $r_{C-PtSi/P^+}$ , qui est beaucoup plus élevée qu'attendue et qui devrait être meilleure que celle du côté  $\text{N}^+$ ,  $r_{C-PtSi/N^+}$ .
4. La concentration en Phosphore mesurée du côté  $\text{N}^+$  semble contredire la faible valeur de  $r_{C-PtSi/N^+}$  après recuit R2, qui correspond à une concentration supérieure, de l'ordre de  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  d'après les données pour le PtSi issues de [105].

Le dopage N de la base, qui est quant à lui très proche de la concentration simulée, est supérieur d'une décade à la concentration extraite grâce aux caractérisations électriques, mentionnée dans la section 4.2.2.2. Cela suggère que le recuit effectué à  $980^\circ\text{C}$  s'est révélé insuffisant pour activer l'ensemble des dopants implantés.

Source	Element détecté	Région de la jonction analysée		
		$\text{N}^+$	N	$\text{P}^+$
$\text{Cs}^+$	[B] ( $\text{cm}^{-3}$ )	-	-	$3.96 \times 10^{17}$
	[P] ( $\text{cm}^{-3}$ )	$8.22 \times 10^{17}$	$1.12 \times 10^{17}$	-
$\text{O}_2^+$	[B] ( $\text{cm}^{-3}$ )	-	-	$6.11 \times 10^{17}$

TABLE 4.9 – Concentrations moyennes en dopants mesurées par analyse ToF-SIMS.

Deux nouvelles analyses ont été tentées en venant pulvériser l'échantillon par la face arrière, dépourvue de métallisation. La technique consistait à préparer l'échantillon en gravant entièrement le substrat de silicium massif sur  $725\ \mu\text{m}$  d'épaisseur par voie chimique humide. Ensuite, la pulvérisation du ToF-SIMS aurait commencé à partir de l'oxyde enterré (BOX). Les échantillons utilisés pour ces deux tentatives se sont retrouvés cassés pendant la procédure de préparation. Au final, le gain d'informations attendu de cette nouvelle analyse n'était pas suffisamment intéressant pour réitérer un troisième essai de cette modalité d'analyse par la face arrière, au regard du coût unitaire de préparation des échantillons.

Les mesures de concentration par SIMS, couplées aux caractérisations électriques, sont le signe d'un procédé d'implantation et d'activation peu mature. La fiabilité des simulations d'implantation ionique avec un oxyde de masquage de 150 nm d'épaisseur dans une couche de silicium de seulement 50 nm d'épaisseur ainsi que du recuit RTA, la reproductibilité du procédé de photolithographie ou la stabilité des équipements utilisés sont autant de sources possibles pouvant expliquer les écarts entre la simulation et les résultats sur les jonctions fabriquées.

### 4.3.2 Coupes MET au niveau des contacts

Etant donné l'épaisseur des couches en jeu, une observation au Microscope Electronique à Transmission (MET) s'est avérée nécessaire afin de visualiser la morphologie des contacts PtSi/Si formés. Un premier cliché a été fait sur des contacts réalisés sur une plaque de silicium classique dédiée au test des contacts PtSi/n-Si. Il est présenté figure 4.26 avec une cartographie EDX<sup>8</sup> des trois éléments Pt, Si et O. Bien que l'oxygène soit présent un peu partout sur la cartographie, il n'apparaît pas en quantité plus importante au niveau de la couche de PtSi qui est parfaitement uniforme sur le cliché MET de gauche. Le siliciure est donc complètement formé, mais la couche est trop mince pour obtenir une information sur les phases cristallines présentes.

De la même manière, une seconde analyse présentée en figure 4.27 a été réalisée sur un échantillon de jonctions p-i-n n'ayant pas subi de recuit. Leur comparaison permet également de mieux comprendre pourquoi les résistances spécifiques de contact PtSi/Si sur les jonctions étaient si importantes à l'état R0. L'analyse EDX de la figure 4.27 révèle une couche d'oxyde discontinue d'environ 1 – 2 nm, qui n'est pas du tout présente sur la plaque test. Le platine déposé n'a donc pas pu réagir correctement avec le silicium au-dessus de cette ligne d'oxydation. La formation du PtSi n'a donc pas pu être complète, bien que les recuits R1 et R2 aient dû améliorer cette formation puisque les résistances spécifiques de contact ont diminué. Ce problème est à l'origine des résistances de contact élevées.

---

8. Acronyme usuel pour l'appellation « Energy Dispersive X-ray spectroscopy » en anglais. L'interaction électron-matière au sein d'un échantillon observé en microscopie électronique conduit à l'émission de rayons X de la part de ce dernier. Chaque élément chimique possède des raies d'émission X caractéristiques des transitions électroniques autorisées entre les différents niveaux d'énergie de ses orbitales atomiques. L'analyse du spectre de rayons X émis par l'échantillon permet donc de discriminer les espèces chimiques présentes.

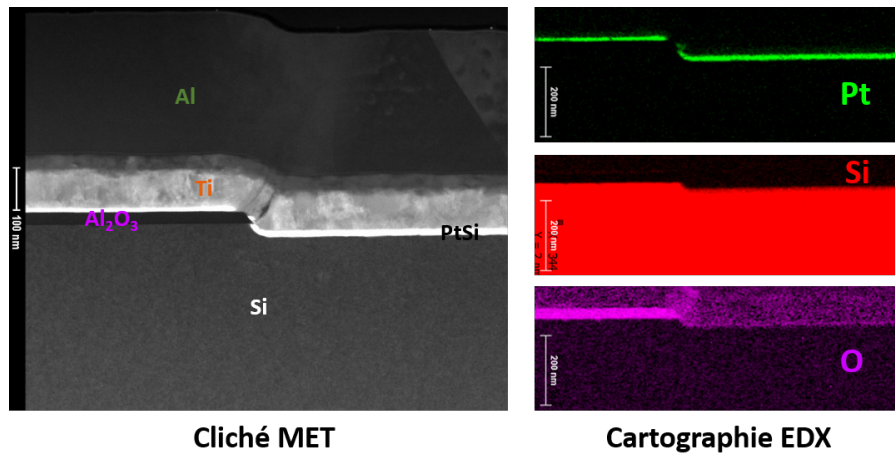


FIGURE 4.26 – Coupe MET d’un contact PtSi/n-Si d’une plaque test en silicium massif.

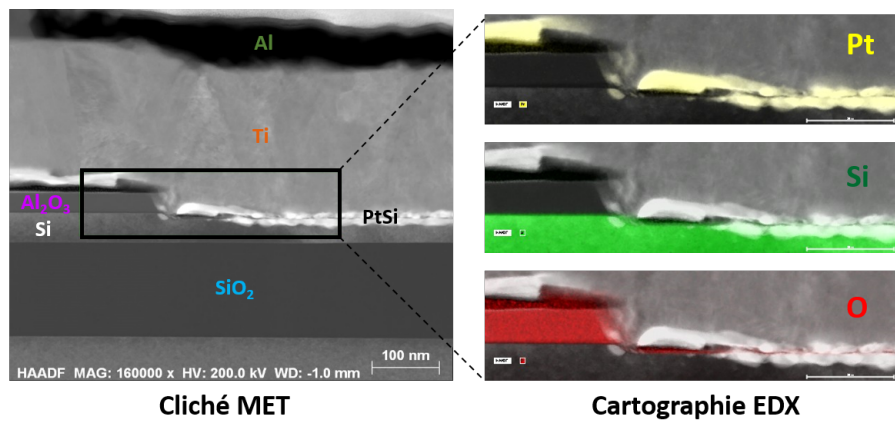


FIGURE 4.27 – Coupe MET d’un contact PtSi/Si de la plaque SOI de jonctions p-i-n.

Le recuit de siliciuration, décrit dans la sous-partie 4.1.2.4 a pourtant été identique pour les deux plaques. La différence de résultat pourrait trouver son explication dans la reproductibilité du dépôt de 5 nm de platine par évaporation. L’observation des clichés MET issus de la plaque de jonctions p-i-n a montré des discontinuités de la couche de Pt, représentée en blanc sur la figure 4.28, ainsi qu’une épaisseur déposée proche des 10 nm au lieu des 5 nm programmés. Ces discontinuités ont pu se trouver au niveau de l’ouverture des contacts. La couche de platine ne pouvait donc pas assurer son rôle de protection contre l’oxydation du silicium pendant la durée entre l’évaporation de Pt et le recuit RTA de siliciuration.

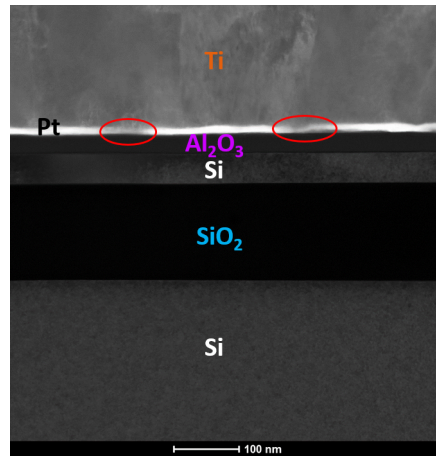


FIGURE 4.28 – Cliché MET de l'empilement des couches minces réalisé sur plaque SOI. Les discontinuités de la couche de Pt sont entourées en rouge.

La qualité insuffisante des contacts sur la plaque SOI de jonction p-i-n, révélée par cette analyse MET, est également un point négatif de ces prototypes qui a dégradé les performances attendues. Le bruit basse fréquence des jonctions PN, notamment en régime ohmique, a pu être impacté par cette mauvaise qualité de contact et cette ligne d'oxydation indésirable. Cela pourrait expliquer la valeur anormalement élevée du paramètre de Hooge  $\alpha_{H-r}$  extrait de l'analyse des courbes de DSP de bruit en courant de la sous-partie 4.2.3.3.

## 4.4 Optimisation du procédé de fabrication

Ce retour d'expérience global réalisé sur les premières jonctions latérales p-i-n fabriquées sur SOI, à partir de caractérisations électriques, a permis de mettre en évidence des points positifs au niveau des performances thermométriques de ce type de jonctions :

- La multiplication par 3 du TCC en régime cryogénique par rapport à la température ambiante, pour une faible injection de porteurs.
- Un bruit basse fréquence proche du bruit de Schottky à 300 K en régime de faible injection.

Les caractérisations électriques, associées aux caractérisations physico-chimiques, ont également permis de révéler un certain nombre de défauts dans ces jonctions :

- Le manque de dopage dans les zones de contact P<sup>+</sup> et N<sup>+</sup>, entraînant une valeur élevée de la résistance série des jonctions au niveau du silicium et des résistances spécifiques de contact PtSi/Si.
- Le bruit basse fréquence des jonctions largement plus important à 80 K qu'à 300 K, ce qui contredit la théorie développée dans le chapitre 3.

Cependant, le fait de n'avoir accès qu'à des variantes de diodes longues sur les masques utilisés, avec  $L_i \geq 20 \mu\text{m}$ , ne permet pas de comparer les résultats expérimentaux avec l'ensemble de la théorie sur les jonctions PN développée dans les chapitres 2 et 3. En outre, l'analyse des mesures électriques a clairement démontré la dégradation des performances, notamment en terme de bruit basse fréquence, du fait de la valeur élevée des résistances série des jonctions. Par conséquent, avoir des jonctions dont la résistance série est faible donnerait accès de manière expérimentale aux performances intrinsèques d'une jonction PN, sur une gamme étendue de courant, tant au niveau de la réponse thermique que du bruit basse fréquence.

Partant du constat expérimental et théorique que les jonctions latérales sur SOI apparaissent prometteuses pour réaliser un thermomètre haute sensibilité, intégrable dans un micro-bolomètre,

un deuxième lot de jonctions a pu être fabriqué au sein de la plateforme Silicium 200 mm du Leti pendant ce projet de thèse. L'avantage principal de cette plateforme est de pouvoir bénéficier d'équipements et de procédés de fabrication plus fiables.

Ce lot a donc pour objectif de pallier aux défauts des prototypes de la PTA et de valider les modèles théoriques des jonctions p-i-n latérales sur SOI. Le jeu de masques utilisé pour sa fabrication était déjà disponible au CEA. La longueur minimale de la base disponible est  $L_i = 1 \mu\text{m}$ , ce qui donnera l'accès à la caractérisation de diodes à base courte. Le fait de réaliser des jonctions sur plaques de 200 mm de diamètre va également permettre d'évaluer l'uniformité de leurs propriétés électriques sur une grande surface et valider un jalon supplémentaire vers la faisabilité d'une matrice de micro-bolomètres large format avec ce type de thermomètre.

De par l'organisation et les équipements disponibles sur la plateforme du CEA Leti, comparables à ceux d'une salle blanche industrielle, le lot de jonctions PN fabriqué a pu intégrer plusieurs modulations de géométrie et de dopage sur 16 plaques :

- La longueur de la base faiblement dopée, avec  $1 \mu\text{m} \leq L_i \leq 50 \mu\text{m}$ .
  - Objectif : valider l'effet de  $L_i$  sur le TCC et le bruit basse fréquence, décrits dans le chapitre 3.<sup>9</sup>
- La concentration et le type de dopants de la base,  $N_A = 10^{15} \text{cm}^{-3}$  ou  $N_D = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ .
  - Objectif : valider l'effet sur le TCC évoqué par la figure 3.13 du chapitre 3.
- Les doses implantées dans les régions  $P^+$ ,  $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$  et  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ , et dans les régions  $N^+$ ,  $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$  et  $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ .
  - Objectif : évaluer la concentration des dopants électriquement actifs en fonction de la dose implantée pour un recuit RTA d'activation donné, ainsi que la conséquence sur les résistances spécifiques de contact.
- Le type de diode latérale, avec la comparaison entre des jonctions :
  - PN ( $N_A = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ,  $N_D = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ).
  - $P^+N$  ( $N_A \geq 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ,  $N_D = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ).
  - $PN^+$  ( $N_A = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ,  $N_D \geq 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ).
  - Objectif : évaluer l'effet sur le TCC et le bruit basse fréquence, notamment en régime cryogénique, entre l'injection d'électrons minoritaires ou de trous, pour une géométrie et un procédé de fabrication identiques. Pour les électrons injectés, une modulation du dopage de la zone  $N$  et une variation du volume de la ZCE sera également analysée entre les jonctions PN et  $PN^+$ .

Initialement, deux modulations supplémentaires étaient prévues :

- Une comparaison de passivation supérieure du silicium entre  $\text{SiO}_2$  thermique et  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ALD.
  - Objectif : comparer le comportement électrique d'une même jonction avec deux passivations présentant classiquement des charges fixes opposées, positives pour le  $\text{SiO}_2$  et négatives pour l' $\text{Al}_2\text{O}_3$  [115, 116].
- Une comparaison de siliciures, entre le PtSi et le NiSi.
  - Objectif : minimiser les résistances de contact  $R_C$ , afin de limiter au maximum leur impact sur le TCC et le bruit basse fréquence. Concrètement, pour une jonction où la résistance série due au silicium est du même ordre de grandeur que  $R_C$ , cela devrait augmenter la densité de courant maximale du régime de diffusion, où il est le plus intéressant de polariser la jonction d'un point de vue performances thermométriques. Les deux siliciures permettent d'atteindre des résistances spécifiques de contact très

9. Pour le TCC, se référer à la figure 3.14. Pour la DSP de bruit basse fréquence d'une jonction PN courte, se référer à l'équation 3.48.

faibles [105]. Néanmoins, le PtSi est en principe meilleur que le NiSi pour le côté  $P^+$  où  $r_{C-PtSi/P^+} \leq 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$  dès  $N_A \geq 10^{19} \text{cm}^{-3}$ .

En plus d'apporter des informations utiles pour valider les points théoriques développés précédemment, ces deux modulations matériaux auraient permis de confirmer, voire de dépasser, les résultats obtenus à la PTA sur des jonctions identiques. Malheureusement, ces modulations n'ont pas pu être réalisées à cause de l'allongement du délai de fabrication et des règles de contamination à respecter entre certaines zones de fabrication.

Le silicium a donc été passivé uniquement par une couche de  $\text{SiO}_2$  thermique et les contacts ont été réalisés en NiSi. L'épaisseur finale visée de silicium actif lors de la conception est de 46 nm. L'ensemble du procédé de fabrication est résumé dans la figure 4.29. Le lot est sorti de salle blanche fin septembre 2020. Toutes les mesures nécessaires à sa caractérisation n'ont pas pu être réalisées avant la remise du manuscrit. Néanmoins, certains résultats électriques ont déjà pu être extraits, notamment les caractéristiques I-V-T à température ambiante.

Des photographies au Microscope Electronique à Balayage (MEB) ont été effectuées sur le lot en fin de procédé, après le niveau n°7 (MET1), afin de valider la gravure correcte des métallisations supérieures et leur qualité visuelle. Un exemple est montré sur la figure 4.30.

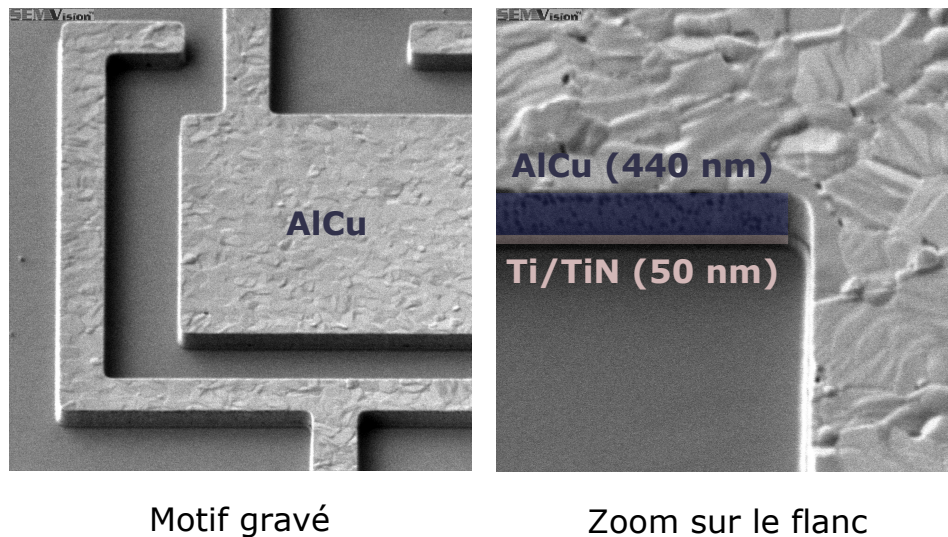


FIGURE 4.30 – Cliché MEB des métallisations supérieures du lot de jonctions fabriqué sur la plateforme du Leti.

Comme l'objectif premier est de consolider les résultats obtenus avec les prototypes réalisés à la PTA, les résultats présentés dans la prochaine section 4.5 concernent des jonctions mesas rectangulaires  $P^+ - N - N^+$  avec un dopage attendu dans la base  $N_{D-b} = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ . La figure 4.31 montre la vue en coupe et la vue de dessus de la diode correspondante. Quatre couples  $(L_i, W)$  sont disponibles pour ces mesas, à savoir  $(5 \mu\text{m}, 2 \mu\text{m})$ ,  $(20 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m})$ ,  $(30 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m})$  et  $(50 \mu\text{m}, 30 \mu\text{m})$ . Pour réaliser cette variante, le niveau de masque n°3 (DSP) n'a pas été utile.

Niveau	Description	Etapes
<p><b>1</b> ZACT</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Amincissement SOI</li> <li>- Création des mesas</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- SiO<sub>2</sub> thermique 900°C 18 nm</li> <li>- Gravure humide du SiO<sub>2</sub></li> <li>- Gravure ICP-RIE du SOI</li> </ul>
<p><b>2</b> DSN</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Création couche de masquage</li> <li>- Création d'un caisson N</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- SiO<sub>2</sub> thermique 950°C 25 nm</li> <li>- Implantation Phosphore 30 keV</li> </ul>
<p><b>3</b> DSP</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Création d'un caisson P</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Implantation Bore 15 keV</li> </ul>
<p><b>4</b> DSNP</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Création de la zone N+</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Implantation Phosphore 30 keV</li> </ul>
<p><b>5</b> DSPP</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Création de la zone P+</li> <li>- Activation des dopants</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Implantation Bore 15 keV</li> <li>- Recuit RTA 1050°C 15 s</li> <li>- Gravure humide SiO<sub>2</sub></li> </ul>
<p><b>6</b> CONTACT</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Passivation du silicium</li> <li>- Ouverture des contacts</li> <li>- Siliciuration</li> <li>- Création des vias</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- SiO<sub>2</sub> thermique 800°C 10 nm</li> <li>- Dépôt SiO<sub>2</sub> PECVD 400°C 400 nm</li> <li>- CMP SiO<sub>2</sub> 300 nm</li> <li>- Gravure SiO<sub>2</sub> faible %</li> <li>- Désoxydation humide HF du silicium</li> <li>- Dépôt PVD Ni 10 nm + TiN 10 nm</li> <li>- Recuit RTA 300°C 30 s</li> <li>- Retrait sélectif humide TiN/Ni</li> <li>- Recuit RTA 450°C 30 s</li> <li>- Dépôt PVD 100°C Ti 30 nm + TiN 60 nm</li> <li>- Dépôt CVD 440°C W 300 nm</li> <li>- CMP avec arrêt sur SiO<sub>2</sub></li> </ul>
<p><b>7</b> MET1</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Création des contacts électriques</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Dépôt PVD 100°C Ti 10 nm + TiN 40 nm</li> <li>- Dépôt PVD 200°C AlCu 440 nm</li> <li>- Gravure ICP-RIE AlCu/TiN/Ti</li> <li>(- Recuit N<sub>2</sub>/H<sub>2</sub> 425°C 30 min)</li> </ul>


 Etape sélective. Création de motifs par photolithographie, au moyen d'un photorépéteur UV.

FIGURE 4.29 – Description du procédé de fabrication des diodes latérales réalisées sur la plateforme du Leti.





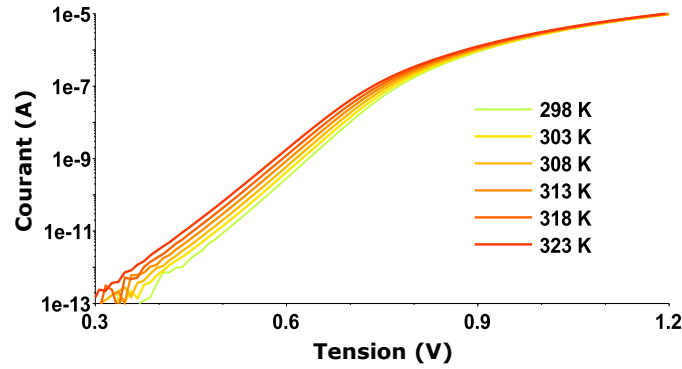


FIGURE 4.32 – Caractéristiques I-V-T d'une diode mesa rectangulaire  $P^+ - N - N^+$  avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$  fabriquée sur la plateforme du Leti.

Afin d'évaluer la qualité de la jonction présentée dans la figure précédente, le tableau 4.10 regroupe l'ensemble de ses propriétés intrinsèques à 298 K après un recuit  $N_2H_2$  à  $425^\circ\text{C}$ . Les propriétés de la jonction similaire réalisée à la PTA sont rappelées à titre comparatif, en prenant le meilleur résultat quel que soit le recuit.

Le coefficient d'idéalité  $\eta$  a été calculé en régime de diffusion sur la plage  $0.55 \text{ V} \leq V \leq 0.7 \text{ V}$ . Avec une valeur de 1.08 à 298 K, il est très proche de la valeur idéale de 1.00, marquant la présence d'un régime de diffusion pur pour  $V < V_{bi}$ .

Pour  $V \leq 0.55 \text{ V}$ ,  $\eta$  augmente faiblement, mais ne dépasse pas 1.20 en moyenne. Cette légère augmentation du coefficient d'idéalité est probablement due à la recombinaison engendrée par les pièges d'interface restants après le recuit  $N_2H_2$  à  $425^\circ\text{C}$ , dont l'effet est détaillé par la suite (voir figure 4.34 et les explications associées).

A température ambiante, le courant de diffusion est donc majoritaire sur cette variante de jonction par rapport au courant de recombinaison, quelle que soit la polarisation directe appliquée, ce qui contraste fortement avec les résultats obtenus à la PTA.  $C_R$  désigne le coefficient de redressement de la jonction, il est égal au rapport  $\frac{I_{ON}(1\text{V})}{I_{OFF}(-1\text{V})}$  du courant direct sur le courant inverse, pour une valeur de polarisation miroir. Comme le courant inverse n'a pas pu être mesuré sur ces nouvelles jonctions, du fait de sa valeur trop faible, la limite de l'instrument de mesure a été retenue, à savoir  $\sim 10^{-13} \text{ A}$ .

Diode	$\eta$	$C_R$	$R_S (k\Omega)$	$r_{C-N^+} (\Omega.\text{cm}^2)$	$r_{C-P^+} (\Omega.\text{cm}^2)$	$N_{D-b} (\text{cm}^{-3})$	$N^+ (\text{cm}^{-3})$	$P^+ (\text{cm}^{-3})$
PTA	2.05	$\sim 2 \times 10^4$	236	$3.1 \times 10^{-5}$	$2.7 \times 10^{-3}$	$\sim 10^{16}$	$\geq 8 \times 10^{17}$	$\sim 5 \times 10^{17}$
Leti	1.08	$\geq 10^7$	14	$1.6 \times 10^{-6}$	$2.1 \times 10^{-6}$	-	$2.2 \times 10^{19}$	$4.6 \times 10^{19}$

TABLE 4.10 – Comparaison des paramètres des jonctions mesa rectangulaires  $P^+ - N - N^+$  avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$  à 298 K, extraits à partir de mesures I-V-T à température ambiante.

La méthode pour extraire les résistances spécifiques de contact et les dopages est similaire à celle décrite précédemment dans le paragraphe 4.2.2.2. Des motifs dédiés sont disponibles sur les plaques pour réaliser cette étude. Les quantités indiquées pour les jonctions « Leti » sont donc les concentrations en dopants actifs électriquement. Le calcul des concentrations en dopants nécessite d'agréger les mesures I-V de motifs résistifs et de jonctions PN où  $L_i$  varie, sur au moins deux plaques, au moyen de régressions linéaires et minimisations numériques. L'objectif ici n'est pas d'estimer les incertitudes propagées par cette méthode sur les valeurs numériques finales, mais d'obtenir un ordre de grandeur des concentrations. Le point positif est l'adéquation du niveau de dopage des régions  $P^+$  et  $N^+$ , à savoir  $> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , avec les valeurs de résistances spécifiques de contacts extraites. La concentration  $N_{D-b}$  ne peut cependant pas être extraite par la méthode TLM sur les diodes Leti car la résistance série n'est pas linéairement

dépendante de  $L_i$  pour les diodes mesurées, comme cela est le cas sur les diodes longues de la PTA (voir section 4.2.2.2).

Les résultats du tableau 4.10 démontrent des propriétés largement améliorées par rapport aux prototypes fabriqués à la PTA. Les jonctions optimisées sont à l'état de l'art pour les résistances de contact [105] et leurs caractéristiques s'approchent de celles simulées en TCAD.

Le TCC extrait a d'ailleurs été comparé aux résultats de simulation 2D TCAD, réalisés sur une géométrie similaire. Le résultat est présenté figure 4.33. Le TCC mesuré à 298 K se superpose à la courbe simulée sur toute la plage de courant entre  $10^{-13} \text{ A} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  et  $10^{-5} \text{ A} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ . Il atteint  $8 \%. \text{K}^{-1}$  en faible injection. Ce résultat n'est pas surprenant au vu de la valeur de  $\eta$ , car un courant de diffusion est plus sensible à la température qu'un courant de recombinaison (cf. le modèle analytique simplifié développé dans la partie 2.2 du chapitre 2).

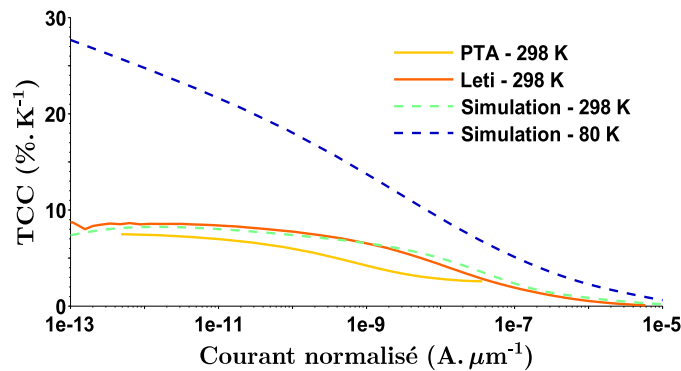


FIGURE 4.33 – Comparaison du TCC sur une jonction latérale mesa  $P^+ - N - N^+$  avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$  et  $N_{D-b} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (visé).

La figure 4.33 permet de mettre en avant l'amélioration du TCC expérimental pour les jonctions fabriquées sur la plateforme du Leti.

- En faible injection, le TCC est augmenté de  $1 \%. \text{K}^{-1}$  par rapport à la meilleure variante R1 réalisée à la PTA. Il atteint  $8 \%. \text{K}^{-1}$  en faible injection contre  $7 \%. \text{K}^{-1}$  pour les prototypes de la PTA.
- La résistance série est beaucoup plus faible et permet de gagner presque deux décades de courant avant la chute du TCC, lorsque la polarisation dépasse la tension de diffusion de la jonction.

Bien que ces résultats expérimentaux ne concernent que la température ambiante, le fait d'obtenir un très bon accord avec la simulation TCAD à 298 K est un point très positif. Si les jonctions fabriquées sur la plateforme du Leti présentent également un courant de diffusion dominant en régime cryogénique, alors leur TCC s'approchera aussi de celui simulé à 80 K.

La mesure des caractéristiques I-V des jonctions a également permis de quantifier l'uniformité de réponse de 50 diodes, pour chaque variante, réparties sur 5 zones de la plaque de 200 mm (voir annexe 6.4). A partir des écarts-types calculés à 303 K pour chaque tension de polarisation, il est possible d'encadrer la valeur moyenne du courant et des propriétés génériques des jonctions mesurées avec un intervalle de confiance à 99.7 %, en considérant une distribution normale du courant. La figure 4.34 permet à la fois de se rendre compte graphiquement de l'uniformité des caractéristiques I-V sur plaque et de visualiser l'effet du recuit  $\text{N}_2\text{H}_2$  réalisé en fin de fabrication. Le tableau 4.11 regroupe quant à lui les valeurs moyennes et les écarts-types des paramètres des diodes Leti  $P^+ - N - N^+$  avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$  mesurés avant et après le recuit  $\text{N}_2\text{H}_2$ .

- Le recuit améliore légèrement l'uniformité du courant en faible injection et diminue fortement sa valeur moyenne à tension de polarisation donnée. Etant donné la différence

sur la valeur moyenne de  $\eta$  avant et après recuit du tableau 4.11, il semble clair que ce recuit a diminué la part du courant liée à la génération-recombinaison des porteurs, pour se rapprocher d'un courant de diffusion pur après le recuit. Une augmentation du  $\tau_{r,eff}$  des trous injectés permettrait d'expliquer cette variation. A 425°C, ce sont très probablement les pièges à l'interface SiO<sub>2</sub>/Si qui ont dû être modifié. Ce recuit a eu exactement l'effet inverse du recuit R2 sur la valeur de  $\tau_{r,eff}$  des diodes fabriquées à la PTA. Comme la couche de passivation n'est pas la même (matériau et épaisseur) et que la température de recuit est également modifiée, il n'est pas surprenant d'obtenir un impact différent au niveau des propriétés électriques de l'interface (pièges ou charges fixes), évalué ici à travers la valeur du coefficient d'idéalité  $\eta$ .

- Le recuit améliore considérablement l'uniformité de la résistance série de la jonction. D'après le tableau 4.11, la valeur moyenne de la résistance série diminue d'une décade après le recuit et l'écart-type de la résistance série diminue de plus d'une décade. Comme les valeurs de la résistance spécifique de contact  $r_{C-NiSi/N^+}$  extraites sur les plaques avant et après recuit sont similaires, ces diminutions semblent uniquement liées à la résistance série due au silicium. Avec l'augmentation de  $\tau_{r,eff}$ , la résistance série de la base diminue fortement puisque que, pour une même longueur  $L_i$ , la jonction devient plus courte du fait de l'allongement de la longueur de diffusion des trous injectés. Cet argument appuie l'hypothèse de la présence de défauts à l'interface SiO<sub>2</sub>/Si avant recuit, dont la densité et la distribution en énergie ne sont pas forcément uniformes sur toute la surface de la plaque. Leur quantité est en partie atténuée par le recuit N<sub>2</sub>H<sub>2</sub>.

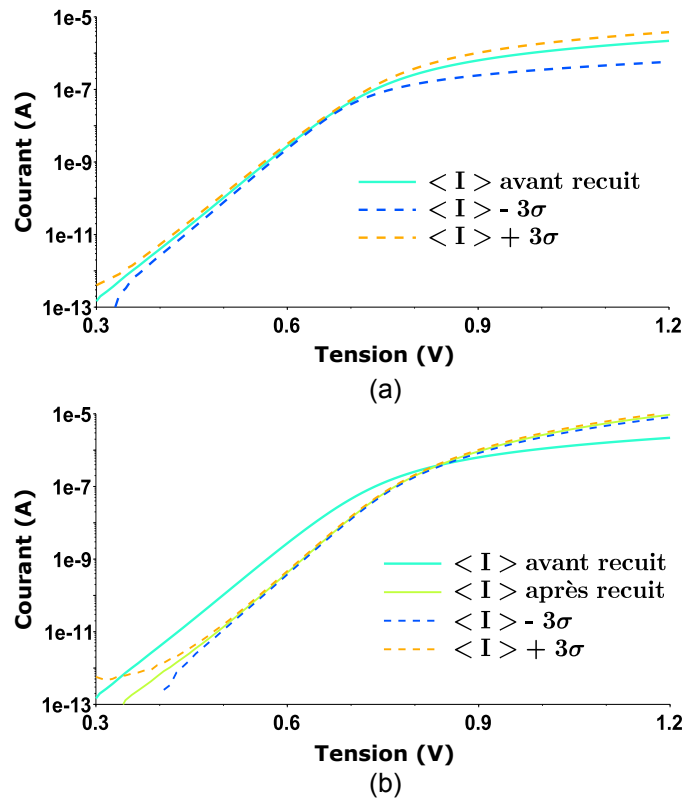


FIGURE 4.34 – Valeur moyenne et uniformité sur plaque du courant de la jonction mesa P<sup>+</sup> – N – N<sup>+</sup> avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$  et  $N_{D-b} = 10^{17} \text{cm}^{-3}$  à 303 K. (a) Sans recuit N<sub>2</sub>H<sub>2</sub>. (b) Comparaison avant/après recuit N<sub>2</sub>H<sub>2</sub>.

Les valeurs du tableau 4.11 représentent les résultats statistiques intra-plaques, mesurés à 303 K sur 50 diodes. Pour la mesure correcte du TCC, comme celui-ci a nécessité 5 températures différentes, seulement 10 jonctions au centre de plaque ont été mesurées afin de limiter le temps de test (environ 1 h par température pour l'ensemble du lot).

Le point intéressant par rapport à l'utilisation des jonctions comme thermomètre est la valeur moyenne du coefficient d'idéalité  $\eta$  très proche de la valeur idéale 1 après recuit et la faible valeur de l'écart-type  $\sigma_\eta$  qui montre un comportement identique sur l'ensemble de la plaque de 200 mm. La sensibilité thermique relative est également uniforme avec une valeur de TCC telle que  $7.83\%.\text{K}^{-1} \leq TCC \leq 8.19\%.\text{K}^{-1}$  à 303 K après recuit, avec un intervalle de confiance à 99,7 %.

Le TCC avant recuit est plus élevé de  $0.5\%.\text{K}^{-1}$ , avec une uniformité similaire. Il faut se rappeler d'une part que le courant est légèrement moins stable avant recuit, d'après la figure 4.34, ce qui augmentera la variabilité de la réponse thermique absolue  $\frac{dI}{dT}$  dans ce cas. D'autre part, cette légère augmentation peut être liée à l'activation thermique des défauts à l'interface  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , dont l'énergie d'activation est inférieure à  $E_G$  d'un courant de diffusion pur. Le moyen de s'assurer de cette différence de comportement avant et après recuit serait de pouvoir mesurer le courant inverse des jonctions en fonction de la température. Malheureusement, le courant inverse se trouve toujours sous la limite de mesure de la station sous pointes automatisée à 50°C. Une perspective serait donc de mener cette étude avec des températures plus élevées, afin de pouvoir confirmer cette interprétation et aussi déterminer la valeur de  $\tau_{r,eff}$  avant et après recuit.

	$\langle \eta \rangle$	$\sigma_\eta$	$\langle R_S \rangle (\Omega)$	$\sigma_{R_S} (\Omega)$	$TCC (\%.\text{K}^{-1}) @ I = 10^{-10} \text{ A}$	$\sigma_{TCC} (\%.\text{K}^{-1}) @ I = 10^{-10} \text{ A}$
Avant recuit	1.290	0.027	139 858	35198	8.50	0.07
Après recuit	1.089	0.006	14 592	820	8.01	0.06

TABLE 4.11 – Valeur moyenne et écart-type des paramètres des jonctions mesa rectangulaires  $\text{P}^+ - \text{N} - \text{N}^+$  avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$ , avant et après recuit  $\text{N}_2\text{H}_2$  à 298 K.

## Conclusion

Ce chapitre expérimental a permis de faire le lien entre les concepts développés dans les deux chapitres précédents 2 et 3 et les propriétés mesurées sur des jonctions PN fonctionnelles.

La première étape a consisté à fabriquer en autonomie des prototypes de diodes latérales sur substrat SOI de 50 nm d'épaisseur sur une plateforme dédiée à la recherche amont. Leur caractérisation électrique a permis d'accéder aux performances thermométriques de ce type de composant, avec deux résultats importants :

- La validation du comportement théorique en régime cryogénique de la jonction PN latérale, avec une augmentation significative du TCC par rapport à la température ambiante. En faible injection, sur une jonction  $\text{P}^+ - \text{N} - \text{N}^+$  avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$ , le TCC devient supérieur à  $20\%.\text{K}^{-1}$  à 80 K pour  $I \leq 2 \text{ pA}.\mu\text{m}^{-1}$  après recuit R1, alors qu'il ne dépasse pas  $7.5\%.\text{K}^{-1}$  à 298 K sur la même variante.
- Le bruit basse fréquence en faible injection de ce type de jonction p-i-n latérale semble suivre le modèle théorique pour une jonction PN, développé par Kleinpenning, Van Der Ziel et Handel. Ce résultat est notamment issu du comportement des prototypes après recuit R2 à 298 K et semble pouvoir expliquer également la valeur de la DSP de bruit en courant mesurée à 80 K.

Un autre résultat important de ces caractérisations est d'avoir confirmé expérimentalement le paramètre des jonctions le plus influent sur le TCC et le bruit basse fréquence : la durée de vie effective avant recombinaison des porteurs minoritaires injectés à travers la jonction  $\tau_{r,eff}$ . En effet, sa valeur détermine :

- Le courant de génération-recombinaison en faible injection, donc la valeur de  $\eta$ . Une augmentation significative de  $\eta$  entraînera une diminution du TCC, comme le montre la figure 4.16 après recuit R2.
- La longueur de diffusion du porteur minoritaire injecté et donc si la jonction est plutôt courte ( $L_i \leq L_{n,p}$ ) ou longue ( $L_i \geq L_{n,p}$ ). La longueur de diffusion peut modifier fortement la valeur de la résistance série de la jonction  $R_S$ . Si  $L_{n,p}$  diminue, alors  $R_S$  augmente et la tension à partir de laquelle apparaît le régime de forte injection diminue, indépendamment de la valeur de la tension de diffusion de la jonction  $V_{bi}$ .
- La DSP de bruit basse fréquence de la jonction p-i-n (voir le modèle complet décrit dans la sous-partie 4.2.3.3). Le mieux est d’avoir une durée de vie avant recombinaison suffisamment grande pour limiter la valeur de la résistance série due au silicium (jonction courte), associée à une longueur de la base  $L_i$  qui ne limite pas trop la durée de diffusion des porteurs minoritaires, en se référant à l’expression 4.16.

Néanmoins, l’analyse sur ces prototypes reste limitée à une seule configuration de jonction longue  $P^+ - N - N^+$  avec une base faiblement dopée. De plus, outre un  $\tau_{r,eff}$  faible inférieur à  $10^{-10}$  s, le défaut principal de ces jonctions était la différence entre le profil de dopage attendu et le profil réel.

Dans l’optique d’améliorer ces premiers résultats, il a été décidé de fabriquer un second lot de prototypes sur la plateforme du Leti en 200 mm, avec des procédés de fabrication dont la maturité est largement supérieure, afin de pouvoir accéder aux performances optimales de ce type de diodes. Le même modèle BCA de simulation TCAD a pu être utilisé pour définir les paramètres de l’implantation ionique, avec un oxyde de masquage de 25 nm seulement, qui bénéficiait déjà d’un retour d’expérience positif au laboratoire. L’adéquation entre la simulation et la fabrication est d’ailleurs bien meilleure car les régions dopées  $P^+$  et  $N^+$  présentent une concentration supérieure à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Ce deuxième lot permet donc de mettre en perspective les interprétations déjà formulées par l’analyse des mesures électriques des prototypes de la PTA.

Ce lot comporte plusieurs modulations, avec notamment l’accès à des jonctions courtes et longues pour un même profil de dopage. Sa caractérisation électrique devrait donc nous permettre de confirmer à la fois le modèle de sensibilité thermique de la jonction et son modèle de bruit basse fréquence. Pour l’instant, seules les caractéristiques I-V-T à température ambiante ont pu être mesurées depuis la fin de fabrication du lot fin septembre 2020. Plusieurs points positifs, mesurés sur la variante  $P^+ - N - N^+$  avec  $L_i = 20 \mu\text{m}$ , sont d’ores et déjà acquis :

- La valeur  $\tau_{r,eff}(298 \text{ K})$  est largement supérieure aux valeurs extraites des prototypes de la PTA, car le courant de diffusion est dominant avec  $\eta = 1.09$ .
- Les résistances spécifiques de contact sont à l’état de l’art, de l’ordre de  $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Elles représenteront donc une part très limitée de la résistance série globale de la jonction et influenceront relativement peu la caractéristique I-V de diodes courtes.
- La valeur du TCC est similaire à la simulation TCAD à 298 K, comme le montre la figure 4.33, avec un  $TCC$  supérieur à  $8\% \cdot \text{K}^{-1}$  pour un courant inférieur à  $10^{-10} \text{ A} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ . Le TCC en régime cryogénique à 80 K devrait donc se rapprocher également de la simulation TCAD.
- Le courant est uniforme sur l’ensemble de la plaque de 200 mm, comme le montre la figure 4.34, notamment après recuit  $N_2H_2$ . Ce recuit à  $425^\circ\text{C}$  semble avoir diminué la quantité de défauts à l’interface  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  et augmenté le  $\tau_{r,eff}$  des trous injectés. L’uniformité de réponse de ce type de jonctions paraît adéquat pour l’utilisation en tant que thermomètre au sein d’une matrice de micro-bolomètres.

Ces très bons résultats à température ambiante, obtenus avec des jonctions latérales fabriquées sur un SOI de 46 nm d'épaisseur, ont maintenant besoin d'être confirmés en régime cryogénique, avec notamment la validation du modèle de bruit basse fréquence. Ils sont déjà un argument positif pour la réalisation d'une matrice de micro-bolomètres à jonctions p-i-n latérales sur silicium en technologie CMOS 200 nm, car la réponse des pixels présentera une bonne uniformité. Une fois l'étude de ce deuxième lot complétée, il sera alors possible de modéliser complètement le comportement thermométrique des jonctions p-i-n latérales sur SOI, à partir de la simulation TCAD d'une part, pour le calcul du courant et l'extraction du TCC, et à partir d'un modèle analytique du bruit basse fréquence d'autre part. Ce thermomètre à diodes silicium pourra alors être optimisé en fonction des contraintes imposées par son intégration dans le pixel micro-bolométrique THz passif, dont la conception est présentée dans le chapitre suivant.



---

# Chapitre 5

## Etude d'un pixel sub-Térahertz

### Sommaire

---

<b>Introduction</b>	<b>150</b>
<b>5.1 Absorption électromagnétique du pixel</b>	<b>150</b>
5.1.1 Antenne patch couplée à un dipôle	151
5.1.2 Simulations électromagnétiques	153
5.1.2.1 Paramétrage des simulations	153
5.1.2.2 Antenne patch couplée à un dipôle à résistance de charge discrète	156
5.1.2.3 Antenne patch couplée à un dipôle résistif	162
5.1.2.4 Influence des éléments de la planche bolométrique sur l'absorption	166
5.1.3 Adaptation du pixel à un rayonnement non polarisé	170
5.1.3.1 Absorption des polarisations orthogonales	170
5.1.3.2 Comparaison de l'absorption des dipôles	175
5.1.3.3 Conclusion et perspectives	177
<b>5.2 Intégration technologique du micro-bolomètre</b>	<b>178</b>
5.2.1 Proposition de réalisation du pixel sub-THz	179
5.2.1.1 Intégration du thermomètre à jonctions latérales silicium dans la membrane	182
5.2.1.2 Intégration de la capsule et libération du micro-bolomètre	184
5.2.2 Comportement thermomécanique de la membrane suspendue	185
5.2.3 Paramètres thermiques	190
<b>5.3 Estimation des performances électrothermiques</b>	<b>193</b>
5.3.1 Modèle électrothermique et stratégie de lecture du signal	193
5.3.1.1 Bilan thermique d'un bolomètre à diode	194
5.3.1.2 Choix du mode de lecture avec polarisation en tension	195
5.3.1.3 Modélisation du bolomètre en régime transitoire	196
5.3.2 Architecture de lecture et Puissance Minimale Détectable	198
5.3.2.1 Pont bolométrique en injection directe	198
5.3.2.2 Analyse petit signal du bruit pixel	201
5.3.2.3 Estimation de la MDP	205
5.3.2.4 Bilan sur la modélisation électro-thermique du bolomètre	206
<b>Conclusion</b>	<b>207</b>

---



## Introduction

L'objectif de ce chapitre est de proposer une structure de micro-bolomètre dont les caractéristiques (bande passante THz, NEP, temps de réponse, ...) sont compatibles avec la réalisation d'une imagerie THz passive et adaptées à la fabrication collective en matrice. Les performances requises nécessitent le développement d'un thermomètre très sensible.

La conception d'un pixel micro-bolométrique nécessite plusieurs étapes de conception pour définir son architecture et optimiser son absorption dans la bande sub-THz. La première partie du chapitre est dédiée à l'optimisation de l'absorption électromagnétique. Ensuite, la seconde partie propose une approche technologique pour intégrer le dipôle absorbant et le thermomètre à jonction p-i-n latérale dans la membrane suspendue du micro-bolomètre. Après avoir estimé le temps de réponse thermique du pixel, l'étude présentée en troisième partie permet d'évaluer la performance d'un plan focal incluant des micro-bolomètres à jonction p-i-n.

### 5.1 Absorption électromagnétique du pixel

Un pont micro-bolométrique est suspendu au-dessus du substrat, en premier lieu pour assurer une isolation thermique adéquate. Cependant, l'espace sous la membrane participe aussi à l'absorption du bolomètre.

Dans le domaine infrarouge, l'absorption optique vient d'un film métallique mince dont la résistance carrée est adaptée à l'impédance du vide, à savoir  $377 \Omega \cdot \square^{-1}$ . Elle est augmentée en utilisant le principe d'un écran de Salisbury : une cavité optique résonante quart d'onde, terminée par un miroir métallique, est intégrée sous la membrane [117]. Un schéma de la structure typique d'un bolomètre infrarouge est présenté sur la figure 5.1 (a). L'onde réfléchie sur le miroir revient alors en phase avec l'onde incidente au niveau de la membrane pour y être absorbée. Pour l'infrarouge thermique, sur la bande  $8 - 14 \mu\text{m}$ , la présence de cette cavité permet typiquement d'atteindre une absorption supérieure à 90% à  $\frac{\lambda}{4n}$ , où  $n$  est l'indice optique de la cavité.

Dans le domaine THz, le mécanisme d'absorption du bolomètre est différent car il utilise une antenne métallique munie d'une charge résistive adaptée. Néanmoins, il est aussi possible de réaliser le même type de cavité quart d'onde pour augmenter l'efficacité de l'antenne. Un matériau diélectrique y est alors incorporé, afin de conserver une épaisseur compatible avec les contraintes d'une intégration technologique au-dessus d'un circuit de lecture CMOS ( $2 - 3 \mu\text{m}$  pour l'IR et  $10 - 15 \mu\text{m}$  pour le THz), comme montré sur la figure 5.1 (b). Ce concept a été implémenté avec succès au CEA Leti et a permis le développement d'un imageur THz dont la cavité est centrée sur une fréquence de 2 THz [46].

L'adaptation de cette cavité à la bande sub-THz pose des problèmes technologiques liés à la maîtrise du dépôt d'un matériau à fort indice avec une épaisseur plus élevée, pour respecter la valeur  $\lambda/4n$ , où  $n$  désigne l'indice de réfraction du matériau. Une solution alternative a été proposée dans le cadre de la thèse de J. Meilhan, en échangeant l'association cavité + réflecteur par une surface haute impédance, placée directement à  $2 \mu\text{m}$  sous la membrane. Cette surface reproduit le comportement d'un conducteur magnétique parfait et entraîne la réflexion d'une onde sans déphasage pour une fréquence donnée. Cette architecture de bolomètre est représentée sur la figure 5.1 (c). Sur un pixel initialement adapté à la bande  $1 - 3 \text{ THz}$ , après optimisation de la structure, une absorption pic à hauteur de 60% à 640 GHz sur un pixel polarisé a ainsi pu être mise en avant [46]. L'étude conclut néanmoins à la nécessité d'adapter la taille des antennes pour adresser la bande sub-THz. En outre, la surface haute impédance nécessite un procédé de fabrication plus complexe, notamment dans le cas où elle contient plusieurs niveaux.

Développer un bolomètre sub-THz appelle donc à repenser son paradigme d'absorption, en bénéficiant au maximum de la maturité technologique déjà acquise au laboratoire sur les technologies THz. Le choix retenu pour optimiser l'absorption n'est donc pas d'adapter une cavité résonante uniquement sous la membrane absorbante, mais de la compléter par un couplage électromagnétique entre une antenne patch supérieure et un dipôle. Cette structure est représentée sur la figure 5.1 (d).

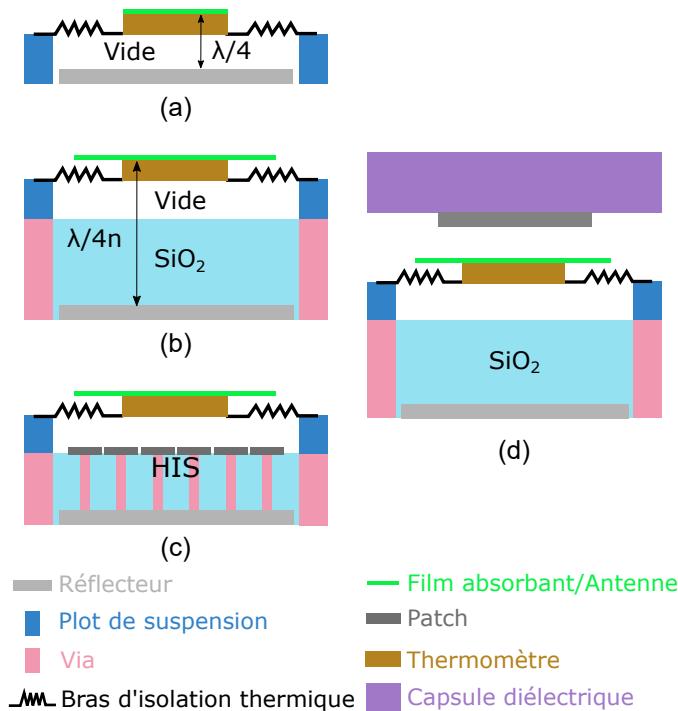


FIGURE 5.1 – Schémas de principe de microbolomètres en fonction des gammes de fréquences. (a) Bolomètre infrarouge. (b) Bolomètre THz. (c) Bolomètre sub-THz adapté avec une surface haute impédance (HIS). (d) Bolomètre sub-THz avec une antenne patch couplée à un dipôle.

### 5.1.1 Antenne patch couplée à un dipôle

Les patches et les dipôles sont des éléments rayonnants usuels et possèdent plusieurs modes de résonance. Le mode fondamental, de plus basse fréquence, est excité lorsque la longueur de l'élément rayonnant est de l'ordre d'une demi-longueur d'onde, en considérant l'indice effectif du milieu entourant l'antenne. Ce mode de résonance est caractérisé par une distribution de courant dans l'élément en demi-sinus avec une amplitude maximale et un couplage efficace avec une onde électromagnétique en espace libre.

Dans la configuration sub-THz de la figure 5.1 (d), l'absorption d'une antenne dipolaire, placée sur la membrane suspendue, est augmentée par la présence d'une seconde antenne rayonnante placée au-dessus, à une certaine distance, optimisant ainsi le couplage électromagnétique entre les deux antennes. Cette structure absorbante est connue dans le domaine des radio-fréquences. Elle est par exemple déjà utilisée pour des communications en espace libre sur des courtes distances aux fréquences millimétriques [118]. Elle est intéressante car le couplage électromagnétique entre le dipôle et le patch va accroître l'efficacité du dipôle et élargir la largeur à mi-hauteur du pic d'absorption.

Un schéma en coupe plus détaillé avec les principales dimensions de la structure imaginée pour le pixel sub-THz est représenté sur la figure 5.2. La cavité optique avec la couche de  $\text{SiO}_2$  de  $11 \mu\text{m}$  d'épaisseur est conservée. La présence du miroir métallique permet de renvoyer totalement vers le couple patch/dipôle la partie de l'onde incidente qui n'aurait pas été absorbée

au premier passage. Ce réflecteur peut être vu comme le plan de masse du patch. Il pourra être continu sur l'ensemble de la matrice de pixels bolométriques, avec de petites ouvertures aux passages des vias de connexion.

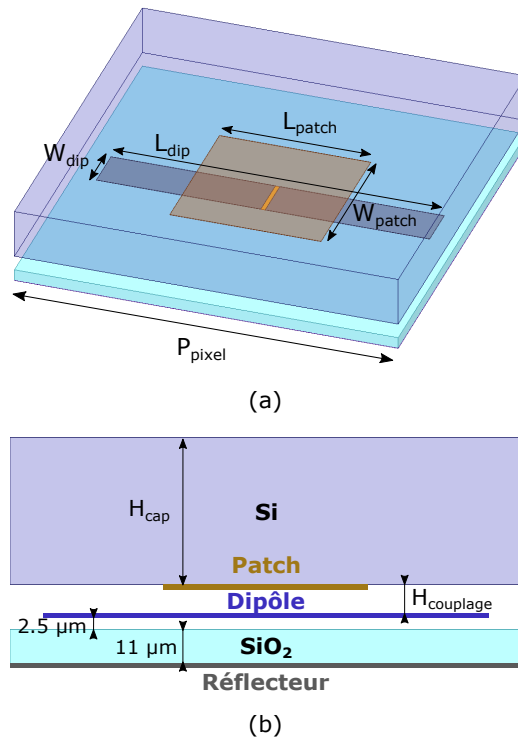


FIGURE 5.2 – Structure d'étude de pixel sub-THz, avec les dimensions à déterminer. (a) Vue 3D trimétrique. (b) Vue en coupe.

Le matériau diélectrique de la capsule, support du patch, doit être transparent aux longueurs d'onde sub-THz. Le choix s'est porté sur du silicium monocristallin haute résistivité (HR). Deux avantages non-négligeables peuvent être avancés pour le justifier :

1. Une plaque de silicium pourra servir à construire la capsule en utilisant des procédés de fabrication et de report matures en microélectronique, avec la possibilité de réaliser de l'assemblage collectif sur plaque (WLCSP<sup>1</sup>). Ces techniques ont d'ailleurs été largement développées dans le domaine des microsystèmes.
2. Le silicium possède un indice de réfraction élevé,  $n_{Si} \sim 3.4$ , qui augmente l'indice effectif moyen autour de l'antenne. Cela permet de réduire les dimensions du patch dans le plan.

Afin de dimensionner le patch à la longueur d'onde souhaitée, il est possible d'utiliser des formules analytiques en première approche, en suivant la procédure disponible dans [119]. Les expressions et les résultats correspondants sont reportés en annexe 6.3.1. La largeur  $W_{patch}$  calculée de 142  $\mu\text{m}$  a été utilisée comme taille initiale d'un patch carré dans les simulations électromagnétiques par éléments finis du pixel représenté sur la figure 5.2. Ces simulations électromagnétiques sont réalisées au moyen du solveur 3D HFSS de la suite ANSYS® afin d'optimiser l'absorption de cette structure de pixel.

1. Acronyme anglo-saxon pour Wafer Level Chip Scale Packaging

## 5.1.2 Simulations électromagnétiques

### 5.1.2.1 Paramétrage des simulations

Dans un premier temps, comme pour toute simulation numérique, il est indispensable de définir correctement la problématique et les paramètres fixés.

**Propriétés des matériaux** La perméabilité magnétique  $\underline{\mu}$  des matériaux utilisés ne sera pas évoquée ici, car elle est quasiment égale à celle du vide  $\mu_0$  pour la bande de fréquence considérée. Les matériaux sont donc entièrement définis par leurs valeurs de conductivité  $\underline{\sigma}$  et de permittivité diélectrique  $\underline{\epsilon}$ .

Le logiciel HFSS définit une permittivité effective complexe  $\underline{\epsilon}_{eff}^{HFSS}$  d'un matériau quelconque par la relation générale 5.1 :

$$\underline{\epsilon}_{eff}^{HFSS}(\omega) = \epsilon_0 \epsilon_r \left( 1 - j \tan \delta - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \right) \quad (5.1)$$

Dans la relation 5.1, la conductivité  $\sigma$  est un terme réel, sans partie imaginaire. Le produit  $\epsilon_0 \epsilon_r$  est égal à la partie réelle de  $\underline{\epsilon}$ , avec  $\epsilon_r$  qui est la permittivité relative du matériau considéré. Le terme  $\tan \delta$  désigne la tangente des pertes diélectriques dans le matériau. Pour cette étude, incluant principalement des métaux et des diélectriques, tous les matériaux sont considérés linéaires, homogènes et isotropes. En outre, l'hypothèse simplificatrice faite est que les propriétés dans la bande 200-500 GHz sont indépendantes de la pulsation. Néanmoins, elles dépendent fortement de la température et seront données à 80K afin de se rapprocher au maximum des conditions de fonctionnement cryogénique du pixel.

- **Dans le cas d'un métal**, les propriétés suivantes sont retenues :  $\epsilon_r = 1$ ,  $\tan \delta = 0$ ,  $\sigma = \sigma_{DC}(80\text{K})$ .

Les pertes dans un matériau conducteur massif sont entièrement déterminées par le comportement de ses électrons libres, quantifié à travers une conductivité complexe  $\underline{\sigma}(\omega)$  d'après le modèle de Drude [120]. La polarisation du milieu, associée au déplacement local d'électrons liés aux atomes, est alors négligeable. La condition  $\omega \tau_c \ll 1$ , où  $\tau_c$  désigne le temps égal au libre parcours moyen électronique, est considérée encore valable aux fréquences sub-THz. La conductivité peut donc être approchée par une valeur réelle et constante  $\sigma_{DC}(80\text{K})$ . Plus la valeur de conductivité est élevée, plus les pertes sont faibles.

Pour le patch et le réflecteur, il est donc préférable d'utiliser un très bon conducteur afin de limiter au maximum les pertes par effet Joule. En plus d'une conductivité élevée, il faut aussi choisir une épaisseur de métal suffisante pour permettre la circulation d'un courant avec un minimum d'échauffement. L'épaisseur de peau  $\delta_{peau}$  correspond à l'épaisseur caractéristique de pénétration de l'onde sub-THz dans le métal et à l'épaisseur où la majorité du courant généré va circuler. Pour un métal non ferromagnétique, aux fréquences sub-THz, elle peut être calculée à partir de la formule 5.2 :

$$\delta_{peau} = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma_{DC}}} \quad (5.2)$$

Une épaisseur de métal égale à quelques épaisseurs de peau est suffisante pour assurer une circulation des électrons avec un minimum de pertes. L'aluminium est un bon candidat en couche mince :  $\delta_{peau-Al}(200\text{GHz}, 80\text{K}) \approx 69\text{nm}$ , avec une conductivité à 80 K égale à  $2.68 \times 10^8\text{S}$  d'après [121]. Comme le dépôt du patch et du réflecteur n'impose

pas de contrainte d'épaisseur particulière, une épaisseur de 150 nm est sélectionnée pour les simulations.

Afin d'éviter un maillage dans le volume du conducteur, il est possible de définir uniquement une impédance de surface, dont la partie réelle  $R_{\square}$  est égale à  $R_{\square} = \frac{1}{\sigma_{DC(80K)}e}$ .

- **Dans le cas d'un diélectrique**, des valeurs de  $\epsilon_r$  et de  $\tan(\delta)$  suffiront à décrire son comportement. On considère un isolant électrique idéal qui ne comporte aucune charge mobile,  $\sigma = 0$ .

Le comportement d'un matériau diélectrique est principalement déterminé par le déplacement des électrons liés aux atomes et à la polarisation résultante du milieu lorsque le matériau est soumis à un champ électrique. Il est quantifié à travers une permittivité complexe  $\underline{\epsilon}(\omega)$  pouvant s'exprimer par un modèle d'oscillateurs harmoniques, comme le modèle de Drude-Lorentz. Les pertes sont quantifiées à travers la valeur du paramètre  $\tan \delta$ .

Pour le  $\text{SiO}_2$ ,  $\epsilon_r$  peut être considéré indépendant de la fréquence dans la bande 200-500 GHz, comme c'est le cas dans la bibliothèque HFSS avec  $\epsilon_{r-\text{SiO}_2} = 4$ . En première approche, ce matériau sera considéré sans perte,  $\tan \delta = 0$ .

- **Dans le cas d'un semi-conducteur**, pouvant contenir une densité de charges libres non négligeable lorsqu'il est dopé, le choix est fait de représenter les pertes uniquement par la conductivité résultante à 80 K. Les pertes diélectriques sont négligées avec  $\tan \delta \sim 0$ .

Pour le silicium non dopé à 80 K, la densité intrinsèque de porteurs libres est négligeable. Dans la bande sub-THz, en première approximation, il sera représenté par une permittivité réelle constante avec  $\epsilon_{r-\text{Si}} = 11.7$ . La capsule en silicium Haute Résistivité (HR) sera considérée comme un silicium non dopé à 80 K.

Pour le silicium dopé à 80 K, il est possible de calculer la conductivité du silicium en fonction de la concentration en dopants ionisés. L'hypothèse d'une conductivité purement réelle  $\sigma_{\text{Si}}$  est alors faite. Ce choix est cohérent dans le cas d'un silicium dégénéré, avec un comportement métallique, mais il est plus discutable lorsque la concentration en dopants est inférieure à celle entraînant la transition métal-isolant. Néanmoins, ces zones restent petites devant les dimensions du dipôle, avec par conséquent une influence très faible sur l'absorption.

Pour cette phase d'étude théorique, nous utilisons des valeurs de propriétés des couches minces de matériaux aux fréquences sub-THz principalement issues de la littérature. A ce stade, les valeurs réelles qui dépendent des procédés de fabrication ne sont pas encore connues. Cela pourrait faire l'objet d'un futur travail expérimental de caractérisation en utilisant la spectroscopie THz résolue en temps afin d'extraire leur permittivité complexe à 80 K.

**Environnement du pixel élémentaire en réception** L'imageur THz envisagé sera un plan focal rectangulaire, constitué par plusieurs dizaines, voire centaines, de pixels par côté. Cet environnement est pris en compte par le logiciel HFSS à travers l'émulation d'un réseau infini de pixels par le formalisme de Floquet, adapté au cas de structures planaires périodiques.

Il faut d'abord définir des conditions périodiques sur les faces latérales du pixel, en précisant que les faces en regard sont un couple Maître/Esclave. La norme du champ électrique est alors imposée égale sur les faces en regard. Pour une direction de propagation définie, le déphasage du champ induit par le trajet entre la face Maître (Face M) et la face Esclave (Face E) peut être calculé. Le champ électrique est alors défini en tout point des faces latérales du pixel.

La face inférieure du pixel est terminée par un miroir métallique dont le coefficient de transmission est nul. Il va réfléchir la quasi totalité du champ incident, en dissipant un minimum

d'énergie du fait de sa conductivité élevée.

La face supérieure du pixel nécessite quant à elle une source d'excitation afin de simuler l'onde électromagnétique illuminant la structure. En utilisant un port de Floquet, il est possible d'obtenir une décomposition modale de l'onde incidente. Les modes se propageant dans le pixel dépendent de ses dimensions, à l'instar de la propagation des modes propres dans un guide d'onde, qui présentent chacun une fréquence de coupure basse. HFSS est capable de déterminer les modes de Floquet se propageant dans une structure en fonction de ses dimensions, avec l'atténuation associée. En pratique, avec une dimension  $P_{pixel} < \frac{c}{2f_r}$ , seuls les deux modes fondamentaux  $TE_{00}$  et  $TM_{00}$  vont pouvoir se propager sans atténuation à la fréquence  $f_r$  quelle que soit la direction d'incidence. Cela permet d'alléger la simulation en limitant l'analyse à ces 2 modes. Une distance  $H_{rad}$  d'environ une demi-longueur d'onde, soit  $\frac{c}{2f_r}$ , est laissée entre le haut de la capsule et le port de Floquet pour être en conditions de champ lointain.

Au besoin, le port de Floquet peut aussi être utilisé comme surface de terminaison uniquement réceptrice, en mettant une puissance incidente nulle pour chaque mode et en excitant la structure par un autre port.

La figure 5.3 montre les deux configurations de simulation utilisées, en réception ou en émission, avec l'exemple du couple de faces latérales Maître/Esclave n°2 décrivant les conditions limites périodiques pour le mode  $TE_{00}$ . Les conditions limites pour le mode  $TM_{00}$  sont réalisées de manière similaire bien que le couple de faces Maître/Esclave n°1 n'apparaisse pas sur la figure 5.3.

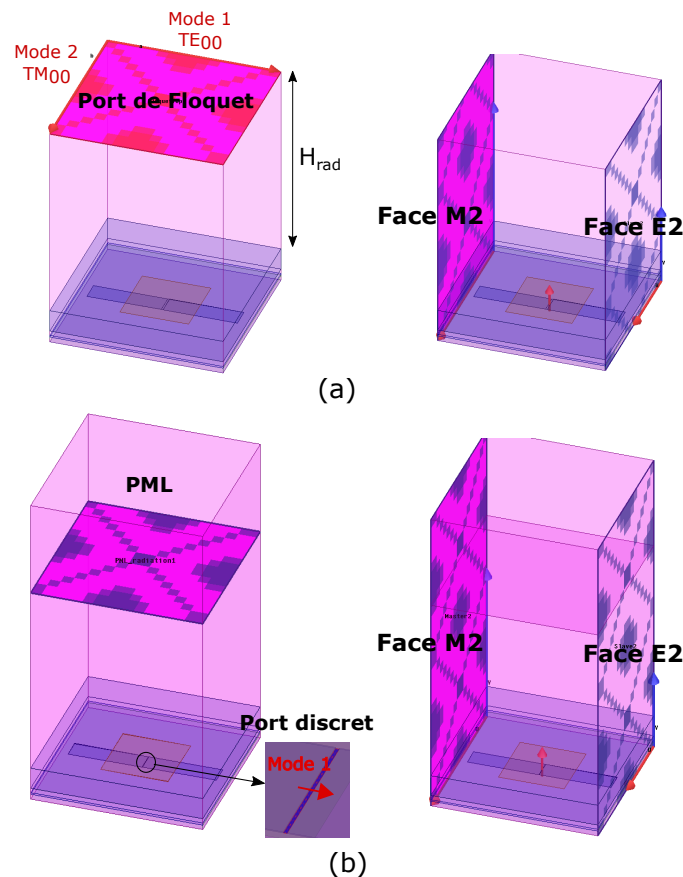


FIGURE 5.3 – Configuration des simulations de la structure dipôle/patch, avec un dipôle conducteur associé à une charge discrète. (a) En réception avec un port de Floquet. (b) En émission avec l'association d'un port discret et d'une PML.

- En réception, un port de Floquet en haut de la cellule de simulation sert de port d'excitation. Une résistance réelle de valeur  $R$  est placée entre les deux brins de l'antenne

métallique. Etant donnée la configuration du pixel, le paramètre  $S_{11}$  de réflexion sur le port de Floquet permettra d'estimer le pourcentage de la puissance incidente absorbée par la charge résistive. L'efficacité de l'antenne  $\gamma_{ant}$  dans cette direction de polarisation est donc égale à  $\gamma_{ant} = 1 - |S_{11}|^2$ , en négligeant les pertes dans les éléments rayonnants en aluminium.

- En émission, un port discret d'excitation est placé entre les deux brins de l'antenne. Cette excitation est polarisée dans la direction longitudinale au dipôle. Le port de Floquet du haut de cellule est remplacé par une couche PML<sup>2</sup>. Les conditions périodiques sont étendues aux faces latérales de la PML. Le champ rayonné par le couple dipôle/patch arrivant sur cette surface est parfaitement absorbé, sans aucune réflexion.

### 5.1.2.2 Antenne patch couplée à un dipôle à résistance de charge discrète

Les simulations sont d'abord réalisées en utilisant une antenne dipôle rayonnante constituée d'un très bon conducteur et munie d'une charge résistive reliant ses deux brins, comme le pixel THz décrit dans [46]. L'antenne est en aluminium, comme le patch et le réflecteur, avec une épaisseur similaire.

La configuration d'émission (figure 5.3 (b)) permet d'avoir accès à l'impédance propre de l'antenne, égale dans ce cas-là à l'impédance complexe  $Z_{11}$  du port discret. Afin de maximiser l'efficacité de rayonnement de l'antenne, égale à  $\gamma_{ant} = 1 - |S_{11}|^2$ , il faut adapter la valeur de  $R$  tel que  $|S_{11}|$ , donnée par l'équation 5.3, soit minimal.

$$|S_{11}| = \left| \frac{Z_{11} - R}{Z_{11} + R} \right| = \frac{(Re(Z_{11}) - R)^2 + Im(Z_{11})^2}{(Re(Z_{11}) + R)^2 + Im(Z_{11})^2} \quad (5.3)$$

Cela revient à trouver la valeur de  $R$  telle que  $\frac{\partial |S_{11}|}{\partial R} = 0$  avec  $R$  un réel positif. Le problème se résume alors à trouver la racine réelle d'un polynôme du 3e degré en résolvant l'équation 5.4 pour chaque fréquence simulée.

$$R^3 + Re(Z_{11})R^2 - Re(Z_{11})^2 R - \left( Re(Z_{11})^3 + Re(Z_{11})Im(Z_{11})^2 \right) = 0 \quad (5.4)$$

Pour chaque fréquence de la bande d'intérêt, la résolution de l'équation 5.4 nous fournit donc la valeur la plus adaptée à l'antenne  $R(f)$ . Il suffit alors d'extraire la valeur de  $R$ , appelée  $R_{optim}$ , qui maximise  $\gamma_{ant}$  sur la bande [250, 450] GHz. Enfin,  $\gamma_{ant}$  est re-calculée sur l'ensemble des fréquences simulées en prenant  $R = R_{optim}$ .

Afin de comprendre comment les paramètres de la structure vont influencer sur l'absorption, une étude paramétrique en absorption a été menée en faisant varier  $L_{dip}$ ,  $W_{dip}$ ,  $H_{couplage}$  et  $H_{cap}$ . Un patch carré de  $140 \mu\text{m}$  de côté ( $W_{patch} = L_{patch}$ ) a été choisi, d'après les dimensions du tableau 6.8. Le résultat des simulations par éléments finis a confirmé la pertinence du modèle analytique, même dans le cas d'un système couplé dipôle/patch. Le paramètre  $W_{patch}$  est donc fixé dans les simulations.

La longueur du dipôle  $L_{ant}$  est l'addition de la longueur des deux brins, sans compter la largeur de la charge résistive, limitée à  $1 \mu\text{m}$ , dont la surface ne participe pas au couplage électromagnétique entre le patch et le dipôle. Le pas pixel est fixé à  $P_{pixel} = 350 \mu\text{m}$ , distance inférieure à une demi-longueur d'onde dans le vide avec  $\lambda_r = 750 \mu\text{m}$  à 400 GHz.

2. Acronyme anglo-saxon de Perfectly Matched Layer. Cette condition limite constitue une surface parfaitement absorbante pour les ondes électromagnétiques incidentes.

## Résultats de l'étude paramétrique en émission

— Variation des paramètres  $L_{dip}$  et  $W_{dip}$ , avec  $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$  et  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ .

La figure 5.4 (a) montre l'effet d'une variation de  $L_{dip}$  pour  $W_{dip}$  fixe. Une longueur  $L_{dip}$  de  $300 \mu\text{m}$  permet d'obtenir une efficacité de rayonnement proche de 1 pour le couple dipôle/patch, à la fréquence de résonance centrale du patch à 400 GHz. Plus la longueur du dipôle s'approche de  $\frac{\lambda_r}{2}$ , plus son couplage avec le patch est fort.

La figure 5.4 (b) montre l'impact de  $W_{dip}$  pour  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$  choisi en optimisant  $R$  tel que  $\gamma_{ant}$  soit maximale.  $W_{dip}$  paraît alors augmenter la bande passante (BP<sup>3</sup>) du couple dipôle/patch vers les basses fréquences, comme le montre bien la figure et comme l'indique explicitement le tableau 5.1.  $W_{dip}$  n'excède pas  $40 \mu\text{m}$  dans l'optique de conserver une capacité calorifique raisonnable du bolomètre.

L'efficacité de rayonnement  $\gamma_{ant}$  maximale est toujours réalisée pour une fréquence  $f_r$  de 400 GHz. La charge résistive optimale  $R_{optim}$  qui permet le meilleur couplage au patch est quasiment constante bien que  $W_{dip}$  soit quadruplé.

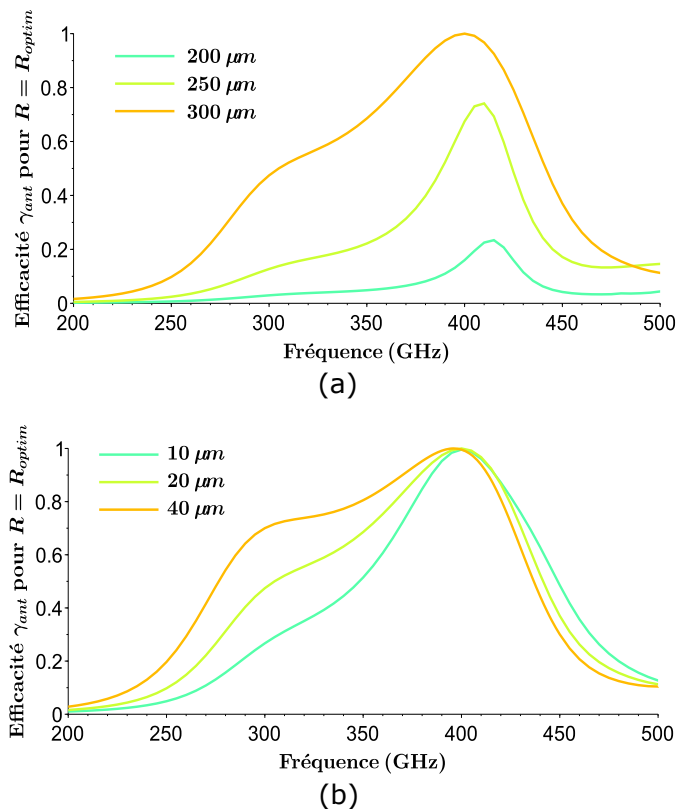


FIGURE 5.4 – Efficacité de rayonnement optimale du couple dipôle/patch en émission. (a) En fonction de  $L_{dip}$  avec  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ . (b) En fonction de  $W_{dip}$  avec  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ .

$W_{dip}$ ( $\mu\text{m}$ )	10	20	40
$R_{optim}$ ( $\Omega$ )	37	39	36
BP (GHz)	95	135	155

TABLE 5.1 – Résistance de charge optimale et bande passante de l'antenne en fonction de  $W_{dip}$ , pour  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ .

3. La Bande Passante BP d'une antenne est définie par convention comme la largeur à mi-hauteur de la courbe représentant l'efficacité de rayonnement  $\gamma_{ant}$  en fonction de la fréquence, soit la largeur à -3 dB en échelle décibels de puissance.



- Variation du paramètre  $H_{couplage}$ , avec  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 40 \mu\text{m}$  et  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ . La figure 5.5 présente le résultat d'une simulation pour différentes valeurs de  $H_{couplage}$ . Pour une distance de  $22 \mu\text{m}$ , le couplage entre le dipôle et le patch à 400 GHz est toujours très bon, comme l'indique l'efficacité de rayonnement très proche de 1. En revanche, plus le patch est éloigné de la capsule, plus la bande passante est réduite. La bande de fréquences pour déterminer  $R_{optim}$  a d'ailleurs été réduite à 380-420 GHz autour de  $f_r$  pour cette distance.

Cette latitude sur la valeur de  $H_{couplage}$  est néanmoins une bonne nouvelle, car elle autorise une fenêtre de procédé satisfaisante pour l'assemblage de la capsule. D'un point de vue technologique, bien que le report de la capsule n'ait pas fait l'objet d'une étude spécifique et approfondie pendant la thèse, la confiance sur sa faisabilité est bonne car les techniques actuelles de collage ou d'hybridation, mises en oeuvre au sein du CEA Leti, autorisent aujourd'hui des tolérances de positionnement en hauteur de l'ordre du micromètre.

De plus, une légère dégradation de la bande passante est moins critique qu'une perte d'efficacité de rayonnement. La bande passante est divisée par 2 lorsque  $H_{couplage}$  passe de  $8 \mu\text{m}$  à  $22 \mu\text{m}$  (tableau 5.2). Cette variation de la distance dipôle-patch n'affecte quasiment pas la valeur de  $R_{optim}$ . Ce résultat n'est pas surprenant en considérant le fait que la variation maximale de  $H_{couplage}$ , sur la figure 5.5, ne représente qu'environ 2% de la longueur d'onde  $\lambda_r = 750 \mu\text{m}$ .

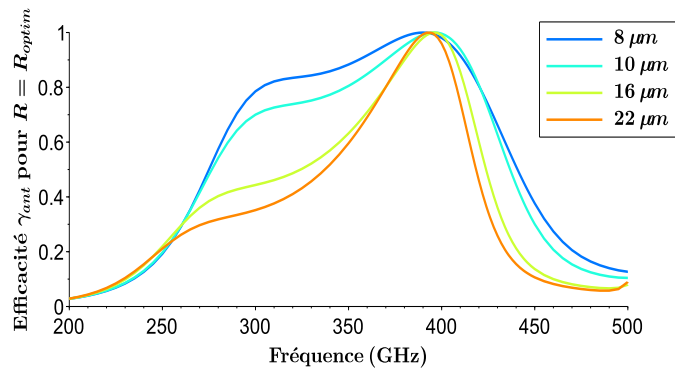


FIGURE 5.5 – Efficacité de rayonnement optimale du couple dipôle/patch en émission, en fonction de  $H_{couplage}$  avec  $W_{dip} = 40 \mu\text{m}$  et  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ .

$H_{couplage}$ ( $\mu\text{m}$ )	8	10	16	22
$R_{optim}$ ( $\Omega$ )	32	36	35	32
BP (GHz)	160	155	125	80

TABLE 5.2 – Paramètres de rayonnement du couple dipôle/patch en fonction de  $H_{couplage}$ , pour  $W_{dip} = 40 \mu\text{m}$  et  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ .

- Variation de l'épaisseur  $H_{cap}$ , avec  $L_{dip} = 280 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$  et  $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$ . La figure 5.6 montre un effet important de l'épaisseur de la capsule en Si, dont l'indice de réfraction  $n_{Si} \sim 3.42$  est élevé. Les variations représentées sont donc significatives par rapport aux longueurs d'onde simulées, car  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$  est proche de  $\frac{\lambda_r}{4n_{Si}}$ . Pour  $H_{cap} = 60 \mu\text{m}$ , la bande passante s'est fortement réduite pour atteindre seulement 50 GHz. Pour  $H_{cap} = 100 \mu\text{m}$ , la capsule empêche complètement le rayonnement du couple dipôle/patch à 400 GHz. Des simulations pour des capsules plus épaisses de 175  $\mu\text{m}$  et 250  $\mu\text{m}$  ont donné un résultat similaire, avec une multitude de pics de résonance

étroits à d'autres fréquences. Cela correspond à l'établissement de résonances Fabry-Pérot au sein de la capsule de silicium.

Pour  $H_{cap} = 25 \mu\text{m}$ ,  $\gamma_{ant}$  est bien maximale à 400 GHz, mais la bande passante s'élargit vers les fréquences plus élevées. Ce cas est moins favorable pour l'imagerie THz car la transmission atmosphérique est fortement diminuée par l'humidité de l'air sur la plage 500 – 600 GHz.

$H_{cap} = 50 \mu\text{m}$  semble donc une épaisseur de capsule adaptée pour répondre au besoin en terme de bande passante. Néanmoins, une étude future sur la plage 30 – 50  $\mu\text{m}$  pourrait probablement encore optimiser cette valeur.

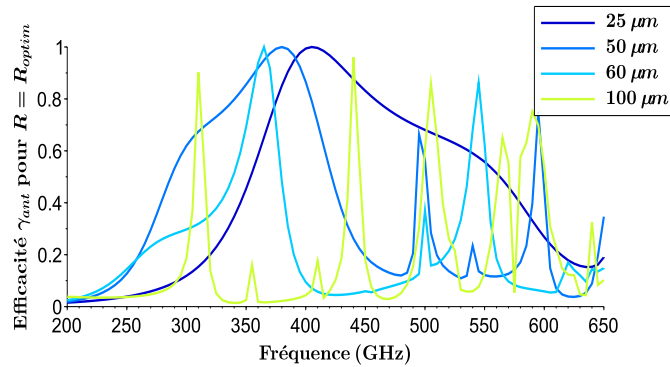


FIGURE 5.6 – Efficacité de rayonnement optimale du couple dipôle/patch en émission, en fonction de  $H_{cap}$  avec  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 280 \mu\text{m}$ ,  $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$ .

**Comparaison des simulations en émission/réception - Figure 5.7** Afin de valider la procédure de calcul de la résistance de charge adaptée, effectuée à partir de simulations en émission du couple rayonnant dipôle/patch, la valeur trouvée est entrée comme charge passive dans une simulation en réception avec un port de Floquet où seul le mode fondamental colinéaire au dipôle est excité.

La figure 5.7 compare les deux modes de simulation pour  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 280 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ ,  $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$  et  $R = 25 \Omega$ . La superposition des deux courbes entre 200 GHz et 430 GHz, où se situe l'absorption maximale, valide la procédure mise en place. Au-delà de 430 GHz, la différence observée est sûrement due à la différence de comportement sur la face supérieure de la cellule entre la PML (en émission) et le port de Floquet (en réception et limité aux deux modes fondamentaux).

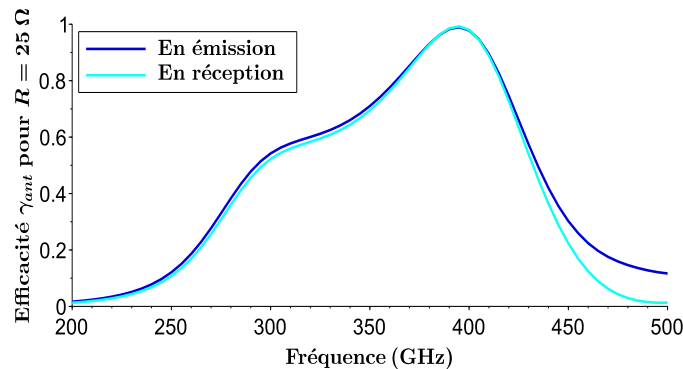


FIGURE 5.7 – Comparaison des simulations en émission (port discret) et en réception (port de Floquet). Courbe d'efficacité de rayonnement du couple dipôle/patch en émission ou d'absorption dans la charge discrète en réception. Simulations réalisées avec  $R = 25 \Omega$ ,  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 280 \mu\text{m}$  et  $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$ .

**Influence de l'angle d'incidence - Figure 5.9** Jusqu'à présent, toutes les courbes simulées correspondent à la réception d'une onde sub-THz en incidence normale. Il est intéressant d'évaluer l'impact de l'angle d'incidence sur l'absorption du couple dipôle/patch. Cette étude est permise en mode réception avec l'utilisation du port de Floquet, qui calcule les conditions de phase appropriées des champs sur les faces latérales du pixel en fonction de cet angle. N'importe quelle direction d'incidence d'une onde peut être simulée à partir du couple  $(\theta, \varphi)$  en coordonnées sphériques, où  $\theta$  est l'angle entre la direction d'incidence et la direction normale et  $\varphi$  l'azimut, comme schématisé sur la figure 5.8. L'incidence normale est définie par  $\theta = 0^\circ$ . Le demi-espace au-dessus de la face supérieure du réseau infini de pixels est entièrement balayé pour  $\theta \in [-90, 90]^\circ$  et  $\varphi \in [0, 180]^\circ$ . En raison de la symétrie du pixel, son comportement sera entièrement connu pour  $(\theta, \varphi)$  variant chacun entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ .

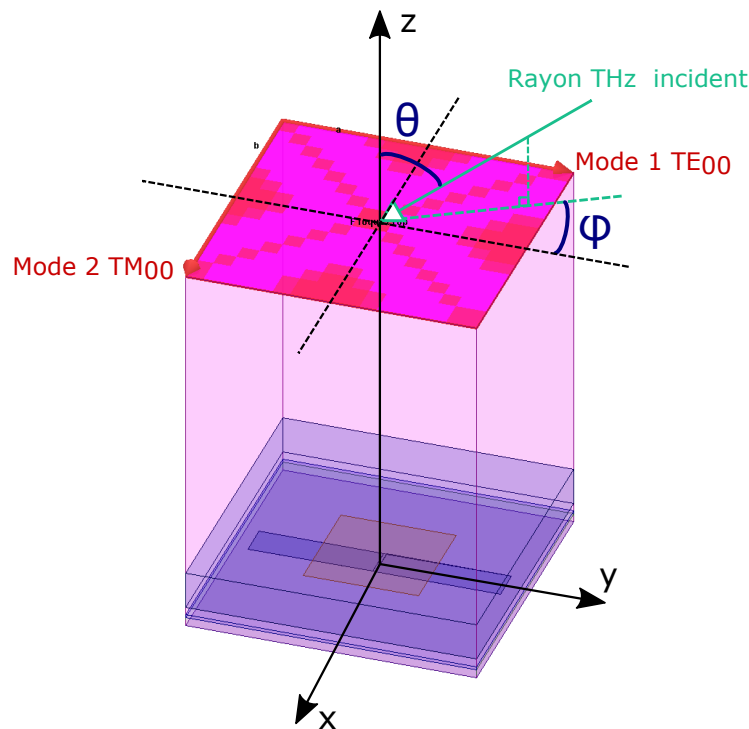


FIGURE 5.8 – Description d'une incidence oblique à partir d'une simulation en réception par port de Floquet.

Dans un premier temps, compte-tenu du temps et de la mémoire requis pour chaque simulation, une variation de  $\theta$  entre 0 et  $60^\circ$ , pour  $\varphi = 0^\circ$  (mode 1  $TE_{00}$  colinéaire à l'antenne) et  $\varphi = 90^\circ$  (mode 2  $TM_{00}$  perpendiculaire à l'antenne), est suffisante pour estimer le comportement en incidence oblique. La figure 5.9 donne le résultat à 390 GHz, qui correspond au maximum d'absorption pour la configuration suivante :  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 40 \mu\text{m}$ ,  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$  et  $R = 40 \Omega$ .

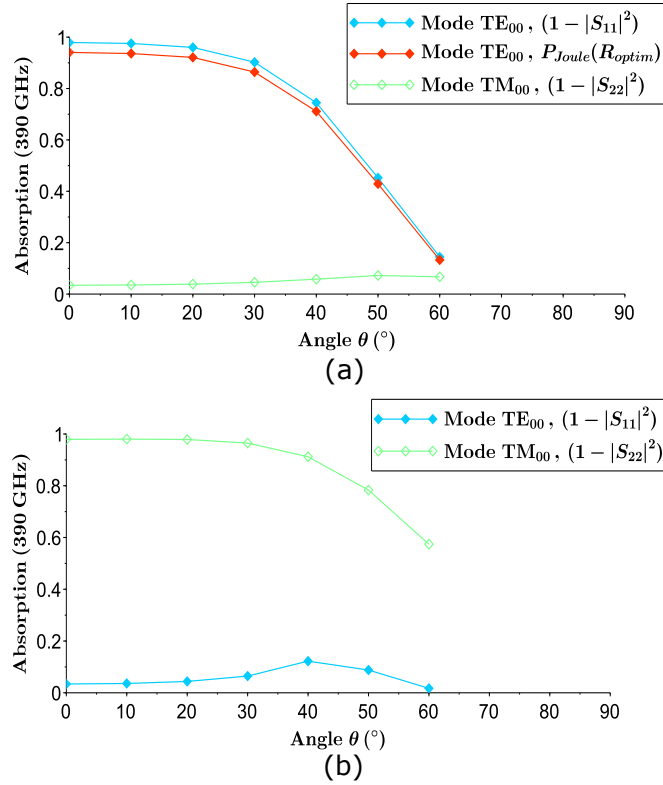


FIGURE 5.9 – Absorption du couple dipôle/patch en réception à 390 GHz. (a) En fonction de  $\theta$  avec  $\varphi = 0^\circ$ . (b) En fonction de  $\theta$  avec  $\varphi = 90^\circ$ .

- La figure 5.9 (a) correspond à la situation  $\varphi = 0^\circ$ . L'absorption du mode  $TE_{00}$  décroît en s'approchant d'une loi en  $\cos(\theta)^2$ , avec  $1 - |S_{11}|^2 \sim 0.5$  pour  $\theta = 45^\circ$ , comme attendu en théorie. Lorsque  $\theta = 90^\circ$ , le champ électrique sera perpendiculaire au plan du port de Floquet et l'absorption sera nulle. L'absorption du mode  $TM_{00}$  est faible car il est perpendiculaire au dipôle. La courbe rouge indique également que la charge résistive dissipe 95 % de l'énergie totale absorbée par la structure. Le patch, les brins du dipôle et le réflecteur dissipent donc très peu d'énergie, ce qui valide le choix de l'aluminium.
- La figure 5.9 (b) correspond à la situation  $\varphi = 90^\circ$ . Le mode  $TE_{00}$  est alors perpendiculaire au dipôle et il est fortement réfléchi. En revanche, le mode  $TM_{00}$  reste colinéaire au dipôle quelle que soit la valeur de  $\theta$ . C'est pourquoi  $1 - |S_{22}|^2$  décroît plus faiblement à mesure que  $\theta$  augmente. Jusqu'à  $\theta = 30^\circ$  l'absorption est toujours maximale et une absorption supérieure à 50% est encore obtenue pour  $\theta = 60^\circ$ .

**Conclusion** L'étude précédente a permis de montrer qu'il était possible d'optimiser le couplage capacitif entre une antenne dipôle et une antenne patch afin de maximiser son absorption tout en augmentant la bande passante et en respectant les contraintes géométriques imposées par un pixel sub-THz.

L'étude s'est également appuyée sur la réciprocité entre réception et émission du couple dipôle/patch sous incidence normale. Les simulations en émission donnent accès à l'impédance équivalente de l'antenne en fonction de la fréquence et sont utiles pour calculer de manière analytique la charge discrète adaptée à l'antenne en réception.

D'après les résultats précédents, la configuration de pixel suivante paraît adaptée pour l'imagerie submillimétrique, avec une bande passante d'absorption supérieure à 100 GHz autour de 350 GHz :

- Un patch rayonnant carré avec  $W_{patch} = 140 \mu\text{m}$ , associé à une épaisseur de capsule Si  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ .
- Une antenne rayonnante dipôle  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ , avec une charge résistive  $R = 40 \Omega$ , pour une hauteur de couplage  $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$  entre le dipôle et le patch.
- Une cavité résonante en  $\text{SiO}_2$  de  $11 \mu\text{m}$  d'épaisseur placée sous le dipôle et au-dessus du réflecteur.

Cette structure présente néanmoins un inconvénient pour le temps de réponse thermique intrinsèque  $\tau_{th}$  du détecteur bolométrique. Plus la capacité calorifique de la membrane  $C_{th}$  est élevée, plus le temps de réponse intrinsèque du bolomètre  $\tau_{th}$  est important. Or, en considérant une épaisseur d'Al de 70 nm, suffisante pour qu'il soit bon conducteur à 80 K, la capacité calorifique du dipôle serait d'environ  $400 \text{ pJ.K}^{-1}$ , d'après les données de [121]. Cette valeur est trop élevée pour une imagerie sub-THz en temps réel à cadence vidéo.

Une alternative pour bénéficier des avantages de la structure absorbante dipôle/patch, tout en diminuant la capacité thermique du dipôle, serait de réunir la charge résistive et le dipôle rayonnant en un seul objet, en réalisant un dipôle métallique dont l'épaisseur est inférieure à son épaisseur de peau aux fréquences considérées. Le choix du métal utilisé et son épaisseur devront correspondre à une résistance surfacique permettant une absorption maximale. Ainsi, toute l'énergie sub-THz absorbée, créant des courants sur le dipôle, sera transformée en chaleur par effet Joule à l'instar d'une charge résistive. Ce dipôle résistif est la solution qui a été retenue et développée dans la suite du chapitre.

### 5.1.2.3 Antenne patch couplée à un dipôle résistif

**Description et intérêt** Le mécanisme d'absorption du pixel avec un dipôle résistif est similaire au pixel précédent ayant un dipôle conducteur. L'onde électromagnétique sub-THz induit un courant alternatif dans le dipôle, qui dissipe l'énergie par effet Joule. Les pertes Joule surfaciques  $P_{J/S}$  au maximum d'absorption, exprimées en  $\text{W.m}^{-2}$ , sont représentées sur la figure 5.10 pour les deux types de dipôles, afin de pouvoir se rendre compte de la différence. La structure est éclairée uniquement par le mode  $TE_{00}$ , colinéaire au dipôle.

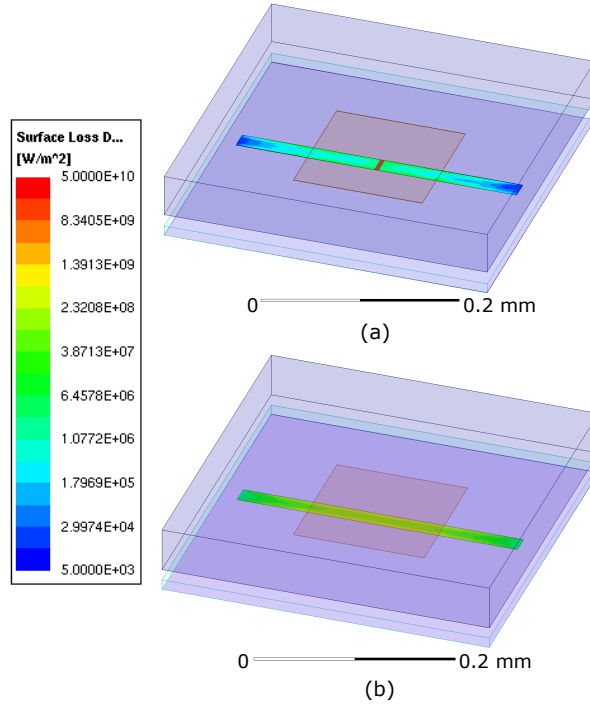


FIGURE 5.10 – Densité surfacique de pertes Joule en réception pour un couple dipôle/patch avec  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$  et  $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$ . (a) Pour un dipôle conducteur avec une charge discrète  $R = 40 \Omega$  à  $404 \text{ GHz}$ . (b) Pour un dipôle résistif à charge distribuée  $R_{\square} = 2.67 \Omega \cdot \square^{-1}$  à  $364 \text{ GHz}$ .

Dans le cas d'un bolomètre sub-THz, dont les dimensions latérales sont importantes par rapport aux épaisseurs des couches, avoir un dipôle résistif peut être intéressant afin de réduire la capacité calorifique de la membrane et ainsi son temps de réponse, limité par la constante de temps thermique  $\tau_h$ . Notre point de départ pour l'optimisation du dipôle résistif sont les résultats sur le dipôle rayonnant.

Le choix du métal requiert de connaître précisément sa résistivité à  $80 \text{ K}$ , qui pour des couches très minces dépend à la fois de l'épaisseur déposée et de la méthode de dépôt, qui détermine sa microstructure. Dans un premier temps, l'absorption est optimisée en représentant simplement le dipôle par une impédance de surface. Ensuite, en fonction des résultats, le choix du métal approprié pourra être effectué.

La figure 5.11 montre le taux de pertes Joule,  $\gamma_{dip\grave{o}le}$ , dans chacun des deux types de dipôles par rapport à la puissance incidente sur le mode  $TE_{00}$ , colinéaire au dipôle, dans la bande  $200 - 500 \text{ GHz}$ . L'antenne dipôle possède une charge  $R = 40 \Omega$  dont la valeur a été choisie en fonction de l'étude présentée dans la section 5.1.2.2 précédente. Pour le dipôle résistif, nous avons choisi dans un premier temps une impédance de surface de  $R_{\square} = 2.67 \Omega \cdot \square^{-1}$ , équivalente à la charge  $R$  ramenée aux dimensions du dipôle. Les pertes Joule au niveau du dipôle  $\gamma_{dip\grave{o}le}$  sont légèrement inférieures à la valeur de  $\gamma_{ant} = 1 - |S_{11}|^2$  utilisée jusque là pour l'optimisation de la structure antenne/patch. En effet, , malgré leur faible résistivité, le patch et le réflecteur dissipent un peu de puissance par effet Joule qui ne participe pas à l'échauffement du dipôle. Cette puissance perdue est égale en moyenne à  $1.17 \%$  sur la bande  $200-500 \text{ GHz}$  dans le cas du dipôle résistif. Cette perte est très faible. Elle n'est d'ailleurs pas significative car similaire au critère de convergence à respecter par le solveur pour valider le maillage de la structure à  $400 \text{ GHz}$  : une différence maximale inférieure à  $1 \%$  entre les paramètres  $S$  calculés pour deux itérations successives.

Alors que le dipôle conducteur avec une charge discrète génère, pour cette configuration de pixel, un lobe de résonance dominant à  $404 \text{ GHz}$ , le dipôle résistif en présente deux à  $364 \text{ GHz}$  et  $424 \text{ GHz}$ . Cette différence tient au fait que le courant n'est pas distribué de manière uniforme à

la surface du dipôle. La valeur de  $R_{\square}$  choisie pour le dipôle résistif n'est qu'une approximation grossière qu'il conviendrait d'optimiser.

En comparant les deux courbes, la bande passante d'absorption est élargie de 15 GHz pour le dipôle résistif, en passant de 135 GHz à 150 GHz, soit une valeur comparable à celle reportée pour un dipôle conducteur de  $40 \mu\text{m}$  de large  $d'$  après le tableau 5.1. L'intégration de la puissance absorbée sur l'ensemble de la bande 200 – 500 GHz montre une absorption totale de 46.3 % pour le dipôle résistif contre 41.7 % pour le dipôle conducteur associé à la charge discrète.

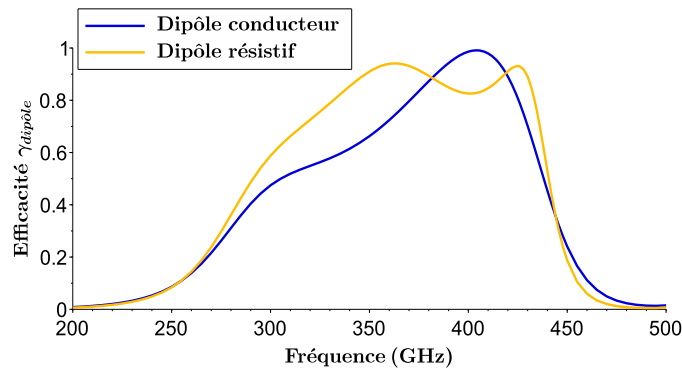


FIGURE 5.11 – Comparaison de l'absorption entre un dipôle conducteur avec charge discrète adaptée  $R = 40 \Omega$  et dipôle résistif  $R_{\square} = 2.67 \Omega \cdot \square^{-1}$ , pour  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$  et  $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$ .

Le point positif, exposé par le graphique de la figure 5.11, est qu'un dipôle résistif fin est suffisant pour absorber aussi efficacement l'onde sub-THz sur la même gamme de fréquences que le dipôle conducteur associé à une charge résistive discrète.

**Optimisation de l'absorption pour le mode  $\text{TE}_{00}$**  Une étude paramétrique est une opération coûteuse en temps de calcul, d'autant plus lorsque le nombre de paramètres influents à faire varier est élevé. L'interprétation est souvent complexe et peut parfois manquer de pertinence à cause du nombre limité de simulations réalisées. Afin d'améliorer l'efficacité de ce processus d'optimisation, il est de plus en plus courant d'associer les simulations par éléments finis avec des méthodes numériques de métamodélisation, beaucoup moins gourmandes en ressources informatiques.

Ce type d'optimisation a déjà été mis en place lors de la thèse de J. Meilhan pour l'optimisation de surfaces haute impédance associées à des micro-bolomètres THz, en couplant le logiciel de calcul numérique Matlab<sup>®</sup> avec le logiciel de simulation HFSS [46]. La boîte à outils mathématique nécessaire a été développée lors de la thèse de C. Durantin au Département d'Optique et Photonique du CEA Leti [122]. Le métamodèle fait le lien mathématique entre des paramètres de la structure à simuler et un critère de sortie à minimiser pour atteindre l'optimum recherché de la structure étudiée.

Afin de pouvoir déterminer cet optimum, le métamodèle utilise les résultats d'un nombre réduit de simulations 3D par éléments finis, c'est-à-dire un plan d'expériences initial. L'espace des paramètres variables, dont chacun possède une limite basse et une limite haute, doit être maillé de la manière la plus efficace possible, afin d'avoir une représentation globale de la surface de réponse du critère de sortie sélectionné. Le choix des points de cet échantillonnage est réalisé de manière automatisée par la méthode des hypercubes latin (LHS), mais le nombre de points choisis est laissé à la discrétion de l'utilisateur. Leur nombre augmente avec le nombre de paramètres qui varient dans le plan d'expériences. Typiquement, pour un espace à 2 paramètres, 20 points seront utilisés pour générer le LHS. A partir de ces résultats, le métamodèle cherche à déterminer les valeurs des paramètres pour lesquelles le critère de sortie sera minimal. Pour cela, il calcule une fonction d'interpolation des points de l'échantillonnage initial,

en essayant de minimiser l'erreur quadratique moyenne avec ceux-ci. Le métamodèle évalue alors les régions de l'espace des paramètres où son erreur de prédiction est plus élevée. Des points supplémentaires dans ces régions sont alors de nouveau simulés par éléments finis 3D. Cela permet au métamodèle d'affiner la précision de son interpolation et de converger vers le minimum global du critère de sortie. Pour une explication plus détaillée sur cette méthode, dite de krigeage, et sur la mise en place de la métamodélisation couplée au solveur HFSS, il est possible de se référer au chapitre 5, partie 5.2.3.2, de la thèse de J. Meilhan.

Dans le cas de la structure dipôle/patch avec le dipôle à impédance distribuée, le choix a été fait de fixer les dimensions du dipôle et du patch, toujours avec l'objectif de limiter la capacité calorifique. L'étude a été réalisée avec  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$  et  $W_{patch} = 140 \mu\text{m}$ . L'épaisseur de la capsule en silicium est également fixée à  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ . Les deux paramètres pouvant varier sont la hauteur de couplage  $H_{couplage}$  et l'impédance de surface du dipôle  $R_{\square}$  à valeur réelle. Un LHS de 20 couples de valeurs  $(H_{couplage}; R_{dip})$  a été établi par l'algorithme de métamodélisation à l'intérieur des bornes respectives  $[5; 25] \mu\text{m}^4$  et  $[0; 300] \Omega$ , où  $R_{dip} = R_{\square} \times \frac{L_{dip}}{W_{dip}}$ . L'objectif étant de maximiser l'absorption du dipôle sur la bande 200 – 500 GHz, le critère objectif  $C_{obj}$  est donné par la fonction 5.5. Il est minimal lorsque l'intégrale de l'absorption  $\gamma_{dip\hat{o}le}$  sur la bande de fréquences visée est maximale pour le mode  $TE_{00}$  et pour le  $TM_{00}$ .

$$C_{obj} = \left( \int_{200\text{GHz}}^{500\text{GHz}} \gamma_{dip\hat{o}le} df \right)^{-1} \quad (5.5)$$

Le résultat de cette optimisation par krigeage est présenté sur la figure 5.12. Le point rouge, de coordonnées  $H_{couplage} = 6.14 \mu\text{m}$  et  $R_{dip} = 59.1 \Omega$ , correspond à la valeur minimale de  $C_{obj}$  sur l'espace des paramètres balayé par le métamodèle.  $R_{dip} = 59.1 \Omega$  correspond à  $R_{\square} = 3.94 \Omega \cdot \mu\text{m}^{-1}$  d'après les dimensions du dipôle résistif utilisé.

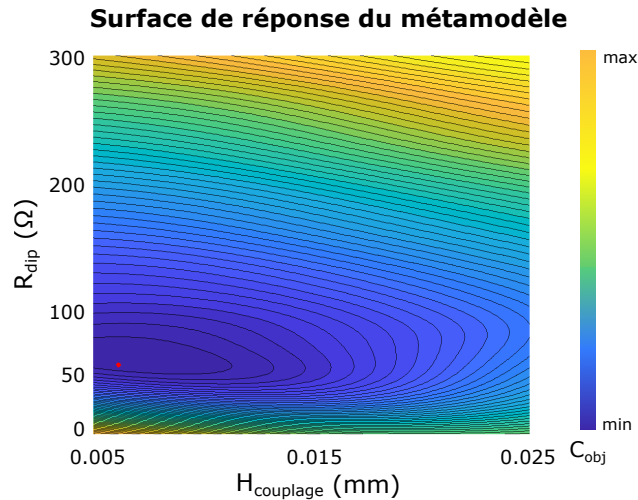


FIGURE 5.12 – Optimisation par métamodélisation de l'absorption du pixel intégrant un dipôle résistif.

La simulation par éléments finis est relancée avec ces paramètres optimaux. La comparaison avec le résultat de la figure 5.11 est visible sur le graphique 5.13. L'intégration de la puissance absorbée par le dipôle sur l'ensemble de la bande 200 – 500 GHz est meilleure et atteint 52.3 %,

4. La limite basse de la distance patch-dipôle a été fixée à  $5 \mu\text{m}$ , afin de laisser une fenêtre de procédé minimale pour l'assemblage de la capsule. Cette problématique d'intégration technologique du pixel est discutée dans la partie 5.2.



soit un gain de 6% par rapport à la situation avant optimisation. La bande passante est également élargie pour atteindre 165 GHz, soit un gain de 15 GHz.

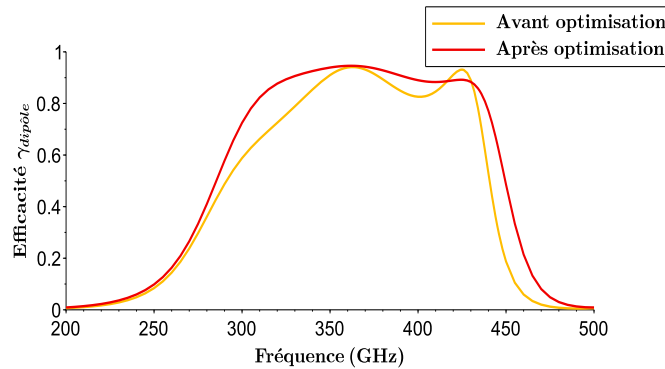


FIGURE 5.13 – Comparaison de l’absorption pour un dipôle résistif avant et après optimisation par métamodélisation, pour  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ .

**Conclusion** Le dipôle résistif distribué permet d’obtenir une très bonne efficacité d’absorption, avec un maximum proche de 95 % à 362 GHz et une bande passante intéressante de 165 GHz. Il a de plus l’avantage d’avoir une capacité calorifique beaucoup plus faible qu’un dipôle conducteur, car la valeur de  $R_{\square}$  nécessaire pourrait être atteinte en utilisant un film métallique entre 10 et 20 nm d’épaisseur.

Cependant, pour des épaisseurs aussi faibles, inférieures au libre parcours moyen d’un électron de conduction dans un métal pur  $\lambda_{e^-}$ , la résistivité du film mince est très différente de la résistivité massive, comme expliqué en annexe 6.3.3. D’après les données issues de [121], il est possible de calculer qu’un film d’Al pur de 11 nm d’épaisseur devrait avoir une résistivité surfacique  $R_{\square-Al}(80\text{ K}) = 3.94 \Omega \cdot \square^{-1}$ , optimale d’après les résultats de métamodélisation. Néanmoins, obtenir un dépôt uniforme pour de telles épaisseurs de films métalliques ainsi qu’une résistivité précise à 80 K, qui dépend à la fois de l’épaisseur et de la microstructure du film, nécessitera une étude expérimentale à partir des moyens de dépôt du CEA Leti. Elle n’a pas été réalisée pendant la durée de cette thèse.

#### 5.1.2.4 Influence des éléments de la planche bolométrique sur l’absorption

Le pixel a pour l’instant été simulé en considérant uniquement le dipôle absorbant comme élément de la membrane microbolométrique, afin d’optimiser l’absorption sans alourdir inutilement le maillage et le temps de calcul. En pratique, des éléments supplémentaires sont présents. Il est donc nécessaire de les intégrer pour évaluer leur influence éventuelle sur l’absorption du dipôle : le thermomètre à diode p-i-n en silicium, les bras de suspension de la membrane, les murs latéraux de soutien de la capsule en Si HR ainsi que ses pertes induites à 80 K par l’augmentation de sa conductivité. Toutes ces simulations sont réalisées en incidence normale.

**Influence de la diode p-i-n silicium** Ce composant, qui sert de thermomètre au microbolomètre sub-THz, a déjà été étudié dans les chapitres précédents. Il est composé de trois parties distinctes : deux régions très dopées  $P^+$  et  $N^+$  et une base centrale faiblement dopée de type  $N$  ou de type  $P$ . Pour les simulations électromagnétiques, la largeur de la diode sélectionnée est  $W_{diode} = 100 \mu\text{m}$ , avec une longueur de base  $L_i = 5 \mu\text{m}$  et une longueur des régions  $P^+$  et  $N^+$  de  $2 \mu\text{m}$ . A partir des modèles d’ionisation partielle et de mobilité présentés pour le silicium monocristallin, les conductivités à 80 K de chaque région peuvent être calculées. Le détail des conductivités utilisées pour la simulation est disponible en 6.3.2 des Annexes 6. Pour la reprise des contacts, seule une ligne de métallisation en TiN est incluse dans la simulation, avec une

largeur de  $1\ \mu\text{m}$ , une longueur de  $100\ \mu\text{m}$ . Elle est représentée par une impédance de surface. La mesure de résistance d'une ligne de TiN à 80 K a permis d'évaluer sa résistance surfacique à  $133\ \Omega.\square^{-1}$  pour une épaisseur de 10 nm.

Comme la diode est intégrée sous le dipôle, elle doit être isolée électriquement de ce dernier par une couche mince de passivation. Compte-tenu de l'expérience du laboratoire LI2T, il a pour l'instant été décidé de la réaliser en silicium amorphe a-Si, déposé par procédé PECVD. La passivation de la diode par le a-Si est possible à 80 K car il devient tellement résistif qu'il est assimilable à un isolant. La mesure de résistance d'un film de a-Si en régime cryogénique, entre 81.5 K et 115 K, a permis d'évaluer sa résistivité à  $965\ \text{k}\Omega.\text{cm}$  à 80 K. Etant donné l'épaisseur envisagée de cette couche, entre 15 nm et 20 nm, elle ne devrait avoir qu'un très faible impact sur l'absorption du dipôle.

L'impact de la diode sur l'absorption est représenté sur la figure 5.16. L'absorption du dipôle n'est quasiment pas modifiée. Ce résultat n'est pas très surprenant car la diode est complètement masquée par le dipôle et la conductivité de ses régions reste très faible par rapport à celle du dipôle. La diode ne perturbe donc pas l'adaptation d'impédance du dipôle résistif. Il n'est donc pas indispensable de la prendre en compte dans les simulations électromagnétiques.

**Influence des bras de suspension** Les bras de suspension d'une membrane bolométrique ont un rôle triple. Ils assurent le maintien mécanique de la planche libérée au-dessus du substrat, son isolation thermique afin de permettre son élévation de température et aussi la liaison électrique du thermomètre avec le circuit de lecture. Ils sont donc au minimum au nombre de deux et sont classiquement réalisés par un empilement de deux types de couches minces : une couche conductrice en métal pour assurer la liaison électrique et une couche diélectrique pour assurer le maintien mécanique et la protection du métal lors des procédés de fabrication. Ils reposent sur des plots en cuivre avec un diamètre de  $5\ \mu\text{m}$ , déposés après gravure de vias dans la couche de  $\text{SiO}_2$  de  $11\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. La hauteur des plots correspond à cette épaisseur additionnée de  $2.5\ \mu\text{m}$  de vide entre le  $\text{SiO}_2$  et la membrane bolométrique.

Etant donné la conductivité du cuivre massif à 80 K et leur faible diamètre, ces plots ne devraient avoir aucun impact sur l'absorption du dipôle. Les ouvertures réalisées dans le réflecteur afin d'aménager le passage des plots jusqu'au circuit de lecture sans court-circuit, ne devraient pas non plus induire de changement dans l'absorption car leur diamètre de  $6\ \mu\text{m}$  reste très faible devant les longueurs d'onde absorbées. Pour les simulations, la garde de  $1\ \mu\text{m}$ , laissée autour des plots en cuivre par ces ouvertures dans le réflecteur, a été reportée dans les vias du  $\text{SiO}_2$  afin qu'elle soit bien visible. En pratique, le cuivre remplira l'ensemble du volume des vias, avec un diamètre inférieur à celui des ouvertures pratiquées dans le réflecteur. Etant donné le diamètre des vias par rapport aux longueurs d'ondes du domaine sub-THz, le réflecteur devrait continuer à se comporter comme un miroir quasi parfait.

Pour le vérifier, une couche mince de  $\text{SiO}_2$  de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur et terminée par un second port de Floquet a été ajoutée sous le réflecteur. La figure 5.14 permet de se rendre compte des modifications apportées à la cellule de simulation. Le coefficient de transmission pour le mode  $\text{TE}_{00}$  entre le port de Floquet n°1 et n°2 est inférieur à -57 dB. La fonction du réflecteur n'est donc pas compromise par la présence des ouvertures, avec la majorité de la puissance incidente renvoyée vers le port source.

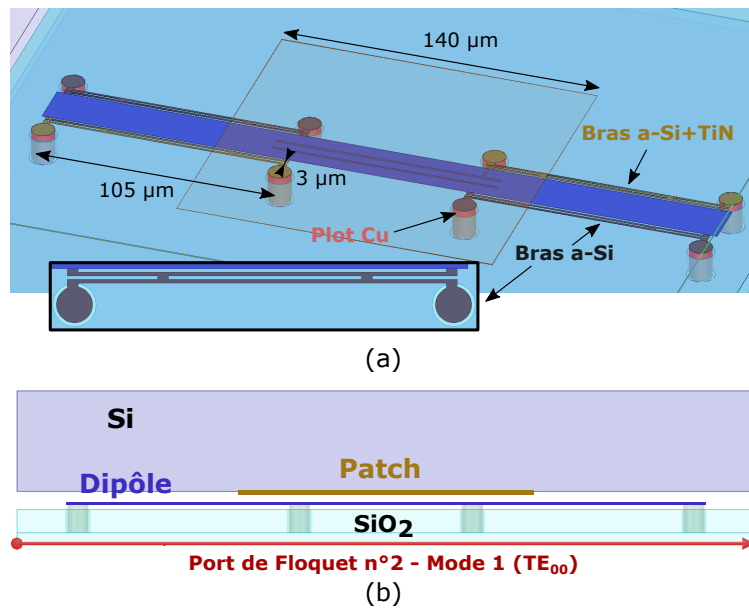


FIGURE 5.14 – Schéma du dipôle suspendu par quatre bras en H, avec deux plots par bras. (a) Vue trimétrique du dipôle et des bras de suspension. (b) Vue en coupe du pixel.

Les bras de suspension sont réalisés avec des couches minces de a-Si et de TiN, les mêmes que celles utilisées pour la diode. Leurs épaisseurs et leurs conductivités sont donc identiques à celles du paragraphe précédent. Le nombre de bras, leur implantation autour du dipôle et leurs dimensions dans le plan de ce dernier sont issus d'une étude mécanique dont les conclusions sont présentées dans la partie 5.2. La structure de base choisie est une configuration de bras dite en H, typique des microbolomètres car associant à la fois une rigidité mécanique et une résistance thermique satisfaisantes.

Deux implantations différentes des lignes de TiN assurant la liaison électrique entre la diode et le circuit de lecture sont proposées. Comme la diode possède deux terminaisons, anode et cathode, seulement deux bras de suspension parmi les quatre ont besoin de comporter du TiN. La figure 5.15 permet de les comparer, avec leurs pertes de surface par effet Joule. D'après la figure 5.15, la dissipation par effet Joule dans les bras en configuration n°1 est significative. L'impact des bras sur l'absorption du dipôle est également reporté sur le graphique 5.16. Comme les bras sont placés hors de la membrane, leur absorption ne participe pas à l'échauffement de la membrane de manière significative. Il faut donc la limiter au maximum sur la bande utile 200 – 500 GHz au profit du dipôle.

La configuration 1 fait diminuer l'absorption du dipôle de 4.86 % en moyenne sur la bande passante, entre 285 GHz et 450 GHz, alors que moins de 1 % est dissipé en moyenne dans les bras par la configuration 2, qui est la plus adaptée d'un point de vue électromagnétique.

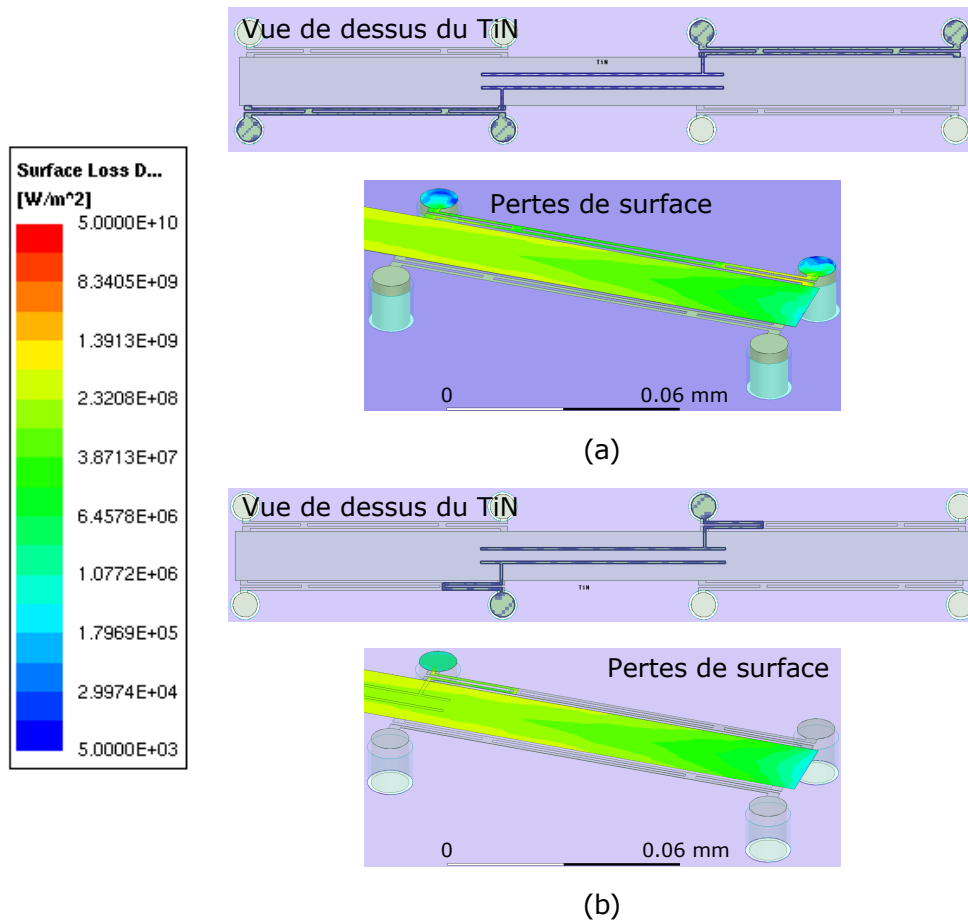


FIGURE 5.15 – Comparaison de deux implantations de TiN dans les bras. (a) Configuration 1, TiN sur toute la surface du bras en H. (b) Configuration 2, TiN en couverture partielle du bras.

**Influence de la capsule à 80 K** Jusqu'à présent, la capsule en silicium haute résistivité a été considérée sans perte. Cette approximation est tout à fait valable à 300 K où  $\rho_{Si-HR}(300\text{ K})$  peut atteindre jusqu'à  $10\text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ . Néanmoins, cette valeur de résistivité correspond quand même à une concentration en Phosphore de  $4.42 \times 10^{11}\text{ cm}^{-3}$  pour un silicium de type N, d'après les modèles d'ionisation partielle d'Altermatt [77, 78] et de mobilité de Klaassen [85, 87], présentés dans le chapitre 3.

Lors du refroidissement à 80 K, une si faible concentration en dopants reste totalement ionisée, alors que la mobilité des électrons augmente énormément. La résistivité est alors divisée par 20 pour atteindre la valeur de  $\rho_{Si-HR}(80\text{ K}) = 492\Omega\cdot\text{cm}$ . Cette valeur de conductivité est ajoutée au modèle de simulation afin d'évaluer la puissance dissipée dans la capsule.

Dans cette simulation, la capsule a été équipée par des murs de soutien latéraux en Si HR, placés entre chaque pixel, d'une largeur de  $30\ \mu\text{m}$ . Leur effet éventuel sur l'absorption du dipôle est donc évalué en même temps. Le résultat est présenté dans le graphique 5.16. Aucune diminution significative de l'absorption du dipôle n'est à déplorer sur la bande passante de 165 GHz.

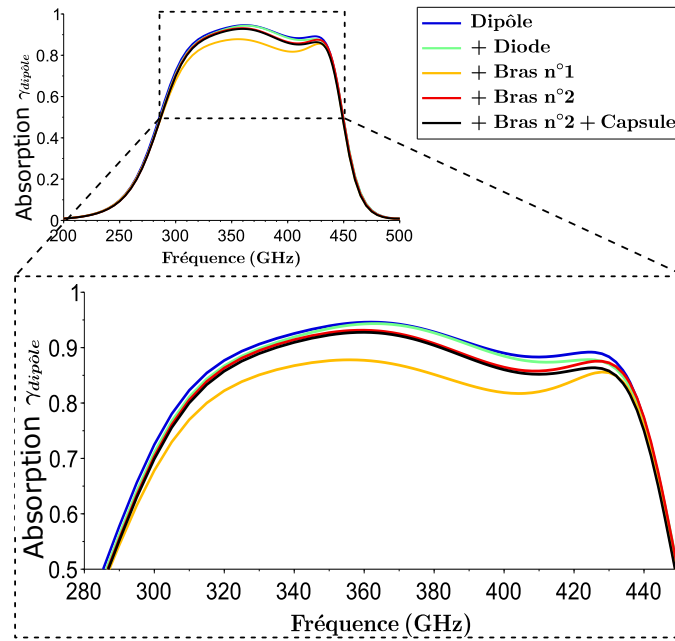


FIGURE 5.16 – Evaluation de l’impact des éléments constitutifs du pixel sub-THz, annexes à la structure absorbante, sur l’absorption du dipôle  $\gamma_{dipôle}$ .

**Conclusion** La configuration optimisée du pixel avec le couple dipôle résistif/patch, incluant les pertes d’absorption dues aux autres éléments du pixel bolométrique à 80 K, permet d’obtenir une efficacité d’absorption supérieure ou égale à 85% pour le mode  $TE_{00}$ , c’est-à-dire une perte inférieure à -1 dB de la puissance incidente, sur une bande de 135 GHz entre 305 GHz et 440 GHz. Ce résultat est obtenu avec les paramètres suivants :  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ ,  $H_{couplage} = 6.14 \mu\text{m}$  et  $R_{\square} = 3.94 \Omega \cdot \square^{-1}$ . La part globale de la puissance incidente absorbée, pour une onde polarisée selon le mode  $TE_{00}$  longitudinal au dipôle, s’élève à 50.7% sur la bande 200 – 500 GHz.

### 5.1.3 Adaptation du pixel à un rayonnement non polarisé

Le principal inconvénient de la structure dipôle/patch est l’absorption sur une seule polarisation rectiligne, colinéaire au dipôle résistif. Il n’est donc pas envisageable avec une telle structure d’absorber plus que la moitié de la puissance de l’onde sub-THz incidente, ne présentant pas a priori de polarisation préférentielle dans le cas de l’imagerie passive. Cependant, augmenter l’absorption en plaçant un second dipôle orthogonal au premier est contradictoire avec la limitation de la capacité calorifique de la membrane  $C_{th}$ . Afin de concilier ces deux objectifs, il est possible d’envisager un plan focal composé de pixels polarisés perpendiculairement les uns aux autres.

#### 5.1.3.1 Absorption des polarisations orthogonales

A partir de la structure dipôle/patch précédente, deux types de cellules élémentaires différentes, C1 et C2, ont été étudiés afin de pouvoir absorber une onde plane sans polarisation préférentielle. La figure 5.17 montre ces deux architectures, avec leurs dimensions caractéristiques. Les conditions de périodicité pour émuler un réseau infini de pixels sont toujours utilisées, associées à un port d’excitation de Floquet pour les deux modes  $TE_{00}$  et  $TM_{00}$ . Tenant compte des conclusions de l’étude précédente, les bras de suspension et les diodes thermomètres ne sont pas simulés.

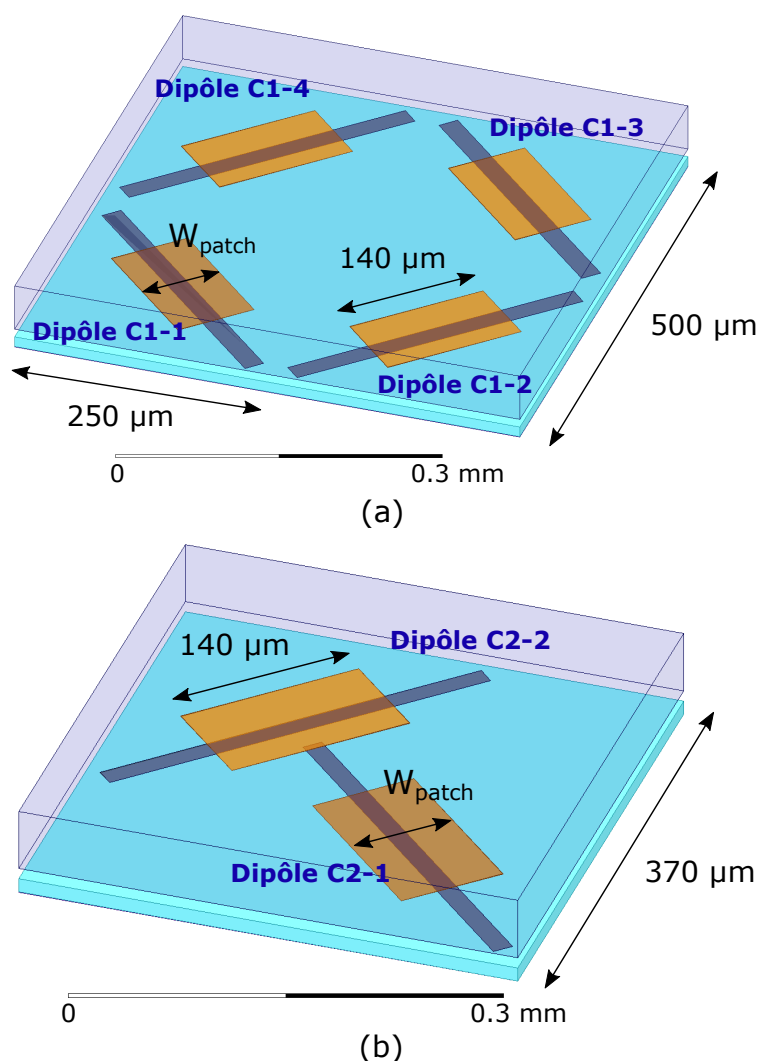


FIGURE 5.17 – Schémas de cellules possédant des structures dipôle/patch orthogonales. (a) Cellule C1. (b) Cellule C2.

La liste suivante permet de décrire succinctement les trois géométries de cellule étudiées en simulation. Leurs caractéristiques et leurs dimensions principales sont résumées dans le tableau 5.3.

— Cellule C0

Elle correspond à l'architecture de l'antenne patch couplée au dipôle résistif étudiée et optimisée par simulation dans la partie 5.1.2.3. Le pas pixel est de  $350\ \mu\text{m}$ . Chaque cellule du plan focal comprend un seul pixel avec un dipôle. Tous les dipôles du plan focal sont parallèles entre eux. La cellule absorbe donc en majorité une onde dont la direction de polarisation est longitudinale au dipôle.

— Cellule C1

C'est une cellule  $2 \times 2$  pixels, aux frontières de laquelle les conditions périodiques sont alors valables. Les dimensions de chaque pixel ont été diminuées afin d'augmenter le couplage entre les antennes de même polarisation. Pour cela, deux structures dipôle/patch composant la cellule sont tournées dans le plan à  $\varphi = 45^\circ$  par rapport aux bords de la cellule, les deux autres à  $\varphi = -45^\circ$ . Le pas pixel a ainsi été réduit à  $250\ \mu\text{m}$  contre  $350\ \mu\text{m}$  initialement, en conservant un dipôle de dimensions  $L_{dip} = 300\ \mu\text{m}$  et  $W_{dip} = 20\ \mu\text{m}$ . La cellule  $2 \times 2$  fait donc à  $500\ \mu\text{m}$  de côté, ce qui reste proche de  $\lambda/2$  par rapport à la fréquence centrale d'absorption du dipôle dans cette cellule C1, à savoir  $\sim 330\ \text{GHz}$ .

## — Cellule C2

Elle est constituée d'un pixel contenant deux structures dipôle/patch identiques et orthogonales. Le pas pixel a été élargi à  $P_{pixel} = 370 \mu\text{m}$  afin d'accueillir les deux structures absorbantes à  $\varphi = 45^\circ$  et  $\varphi = -45^\circ$  par rapport aux bords du pixel, en étant toujours inférieur à  $\lambda_r/2$ . Le dipôle considéré a pour dimensions  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$  et  $W_{dip} = 15 \mu\text{m}$ . Un plan focal constitué de cette cellule peut être vu comme l'imbrication de deux réseaux de structures dipôle/patch orthogonaux décalés de  $180 \mu\text{m}$  suivant la diagonale du pixel, avec chacun un pas de  $370 \mu\text{m}$  chacun.

	Cellule C0	Cellule C1	Cellule C2
Nombre de dipôles	1	4	2
Nombre de pixels $N_{px-cel}$	1	4	1
Surface d'un pixel ( $\mu\text{m}^2$ )	$350 \times 350$	$250 \times 250$	$370 \times 370$

TABLE 5.3 – Caractéristiques principales des cellules étudiées

L'intérêt de juxtaposer des structures dipôle/patch orthogonales, suffisamment proches, est également de pouvoir mesurer la polarisation de l'onde incidente, ce qui apporterait une fonction supplémentaire intéressante au futur plan focal de microbolomètres sub-THz passifs.

Chaque patch possède une résonance copolaire, alignée avec le dipôle, et une résonance contrapolaire, orthogonale au dipôle. Quand le patch est carré, la fréquence de résonance est identique pour ces deux modes orthogonaux et vaut 400 GHz dans la configuration proposée. Pour les cellules C1 et C2, du fait de la proximité des patches, l'absorption copolaire de chaque pixel se trouve perturbée par le mode de résonance contrapolaire des pixels adjacents.

La figure 5.18 illustre ce constat, en représentant en (a) les pertes de surface sur les quatre patches et en (b) celles sur les quatre dipôles de la cellule C1 à 350 GHz et à 400 GHz pour la polarisation  $\varphi = 45^\circ$ .

A 350 GHz, les antennes dont le dipôle est orienté à  $45^\circ$  se couplent correctement et la puissance est transférée en majorité au dipôle résistif. Ce lobe d'absorption correspond à celui déjà observé à 364 GHz dans le cas de la cellule C0 non optimisée de la figure 5.13.

En revanche, à 400 GHz, la résonance contrapolaire des patches couplés aux dipôles orientés à  $-45^\circ$  diminue fortement l'absorption, comme le montre la courbe correspondante du graphique 5.19. Les courants sur ces deux patches sont plus importants, avec une densité de puissance dissipée plus élevée à 400 GHz qu'à 350 GHz, comme cela est représenté sur la figure 5.18.

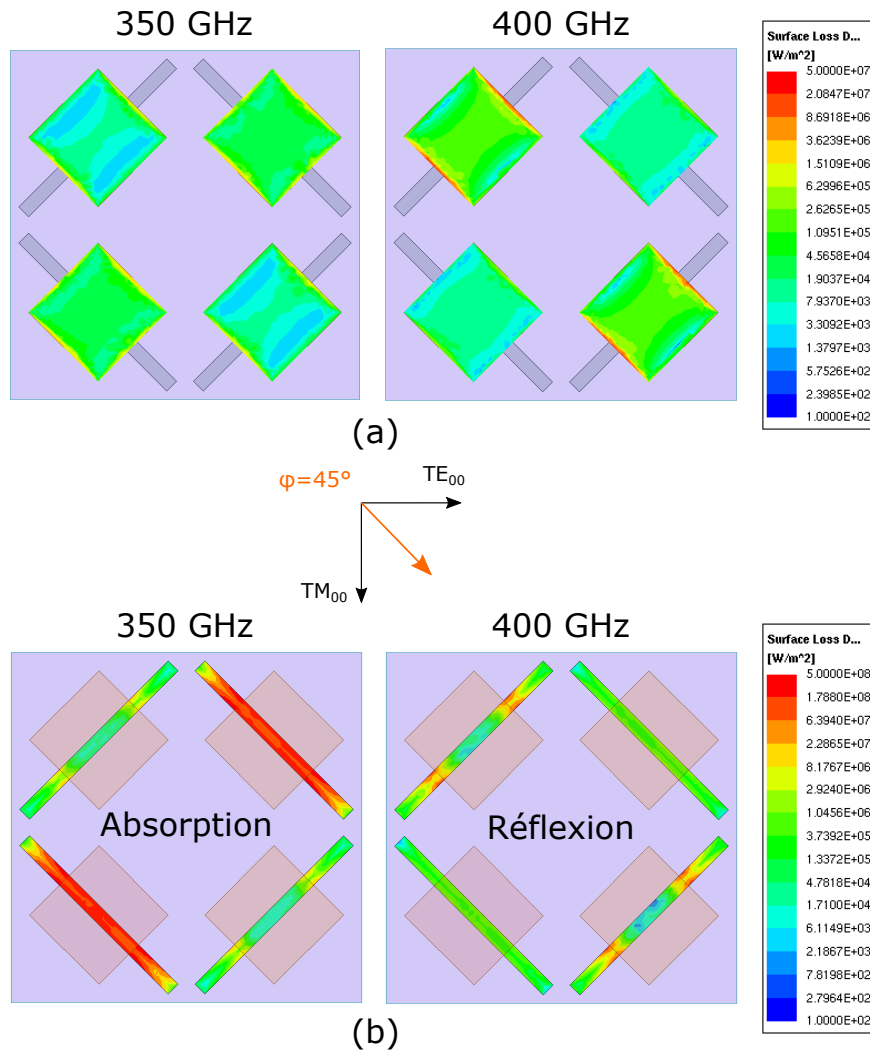


FIGURE 5.18 – Densité moyenne de puissance dissipée avec la configuration de cellule C1 et une polarisation oblique à  $45^\circ$ , à 350 GHz et à 400 GHz. (a) dans les patches. (b) dans les dipôles.

La solution intuitive pour supprimer cet effet indésirable consiste à dissocier la fréquence de résonance des deux modes orthogonaux du patch. En utilisant un patch rectangulaire avec  $L_{patch} = 140 \mu\text{m}$  et  $W_{patch}$  inférieure à  $140 \mu\text{m}$ , la fréquence de résonance du mode parallèle à  $L_{patch}$  va rester identique alors que celle du mode parallèle à  $W_{patch}$  va augmenter. Il suffit alors de trouver la largeur optimale de  $W_{patch}$  qui permette de sortir la fréquence propre de ce mode hors du lobe d'absorption de la structure dipôle/patch, tout en conservant une valeur intéressante de bande passante liée en partie à la surface du patch en regard de celle du dipôle. La figure 5.19 présente l'absorption pour la polarisation  $\phi = 45^\circ$  de la cellule C1 sur deux exemples illustratifs avec le phénomène rencontré pour  $W_{patch} = 140 \mu\text{m}$  et la solution trouvée avec l'exemple de  $W_{patch} = 80 \mu\text{m}$ . Les expressions pour calculer l'absorption de la cellule  $\gamma_{cellule}$  sont rappelées en annexe 6.3.4 pour une onde polarisée rectilignement suivant le mode  $TE$ ,  $TM$ , à  $45^\circ$  ou  $-45^\circ$ , à partir des paramètres S.



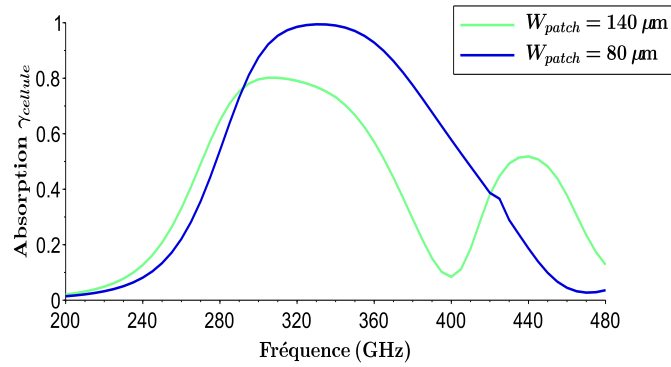


FIGURE 5.19 – Absorption  $\gamma_{cellule}$  de la cellule C1 pour  $\varphi = 45^\circ$  ( $\equiv Abs_{p45}$ ), pour deux valeurs de  $W_{patch}$ .  $L_{patch} = 140 \mu\text{m}$ ,  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ ,  $H_{couplage} = 6 \mu\text{m}$  et  $R_{\square} = 3.94 \Omega \cdot \square^{-1}$ .

Une étude paramétrique sur la cellule C1 a été menée pour optimiser la largeur du patch  $W_{patch}$  dans l'intervalle  $[35; 140] \mu\text{m}$ . L'intégrale  $\Gamma_{cellule}$  de l'absorption  $\gamma_{cellule}$  est alors calculée pour chaque valeur de  $W_{patch}$ , selon la formule 5.6. Elle est exprimée en % de la puissance incidente totale sur la gamme de fréquences bornée par  $f_1 = 200 \text{ GHz}$  et  $f_2 = 475 \text{ GHz}$ .

$$\Gamma_{cellule} = \frac{1}{f_2 - f_1} \int_{f_1}^{f_2} \gamma_{cellule}(W_{patch}) df \quad (5.6)$$

Il est possible de déterminer la valeur  $W_{patch} = 90 \mu\text{m}$  pour laquelle  $\Gamma_{cellule}$  est maximale. Le graphique 5.20 représente les points simulés de  $\Gamma_{cellule}$  et leur interpolation. Le fait que le résultat soit identique pour les deux modes orthogonaux  $TE_{00}$  et  $TM_{00}$  n'est pas surprenant puisque la cellule n°1 est invariante par rotation de  $90^\circ$  et doit donc absorber ces deux modes de manière identique.

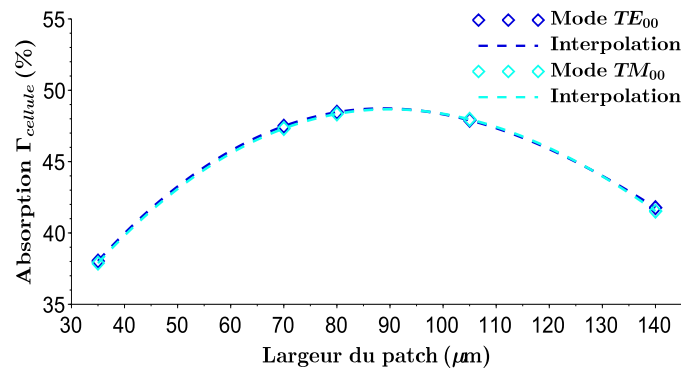


FIGURE 5.20 – Efficacité globale d'absorption  $\Gamma_{cellule}$  sur la bande 200 – 475 GHz en fonction de  $W_{patch}$  pour la cellule n°1, pour  $L_{patch} = 140 \mu\text{m}$ ,  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ ,  $H_{couplage} = 6 \mu\text{m}$  et  $R_{\square} = 3.94 \Omega \cdot \square^{-1}$ .

Afin de faire le lien entre les figures 5.20 et 5.19, la disparition complète du lobe secondaire devient effective pour une valeur de largeur de patch  $W_{patch} < 90 \mu\text{m}$ , pour laquelle les deux modes fondamentaux orthogonaux du patch ne se couplent plus sur la bande 200 – 475 GHz.

Etant donné la faible différence sur la valeur de  $\Gamma_{cellule}$  sur la plage de largeur de patch 80 – 90  $\mu\text{m}$  d'après la figure 5.20, les prochains résultats présentés sont issus des résultats obtenus pour les simulations avec  $W_{patch} = 80 \mu\text{m}$ .

### 5.1.3.2 Comparaison de l'absorption des dipôles

Comme précédemment, le taux de pertes Joule de surface sur chaque dipôle  $\gamma_{dip\grave{o}le}$  permet d'évaluer leur efficacité d'absorption. La référence, nommée cellule C0, est constituée par le pixel possédant une seule structure dipôle/patch mono-polarisation avec  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ .

Pour les deux cellules C1 et C2, une largeur de dipôle  $W_{dip} = 15 \mu\text{m}$  a été simulée car le gain sur le  $C_{th}$  de la membrane pourrait être de 25%. Pour la cellule C1, la configuration  $W_{dip} = 15 \mu\text{m}$  n'a entraîné qu'une perte de 5 GHz sur la bande passante d'absorption du lobe principal, soit environ 4 %, par rapport à  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ . La valeur maximale d'absorption de 97.5% est obtenue à 345 GHz pour  $W_{dip} = 15 \mu\text{m}$ , contre 330 GHz pour  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ .  $W_{dip} = 15 \mu\text{m}$  a donc été choisie comme largeur du dipôle pour les deux cellules C1 et C2 dans cette comparaison.

Comme l'objectif final est de réaliser un micro-bolomètre sub-THz passif très sensible, il faut que chaque dipôle absorbe unitairement le plus de puissance incidente possible, afin de maximiser l'échauffement de la membrane et donc la réponse de son thermomètre. Comme les pixels des trois cellules n'ont pas la même surface d'absorption, la comparaison de leur absorption pour une puissance optique incidente identique nécessite d'appliquer un facteur correctif  $F_{corr}$ , dont les valeurs sont reportées dans le tableau 5.4.  $F_{corr}$  correspond à une normalisation par rapport à la surface du pixel de la cellule C2, selon la formule 5.7. En première approche, la surface d'un pixel est définie par son aire, égale à  $P_{pixel}^2$ .

$$F_{corr} = N_{px-cel} \times \frac{P_{pixel}^2}{P_{pixel-C2}^2} \quad (5.7)$$

où  $N_{px-cel}$  désigne le nombre de pixels de la cellule considérée.

	Cellule C0	Cellule C1	Cellule C2
Nombre de dipôles	1	4	2
Nombre de pixels $N_{px-cel}$	1	4	1
Surface d'un pixel ( $\mu\text{m}^2$ )	$350 \times 350$	$250 \times 250$	$370 \times 370$
Facteur correctif $F_{corr}$	0.90	1.83	1

TABLE 5.4 – Facteurs correctifs d'absorption des dipôles en fonction de la surface du pixel

La figure 5.21 représente donc l'absorption corrigée de chaque dipôle  $\gamma_{dip\grave{o}le-corr}$ , égale à  $\gamma_{dip\grave{o}le} \times F_{corr}$ , suivant quatre polarisations rectilignes ( $-45^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ ). Etant donnée la symétrie des cellules C1 et C2, il est possible de ne représenter que l'absorption d'un nombre réduit de dipôles :

- Pour les polarisations à  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , comme les quatre dipôles de la cellule C1 absorbent de manière équivalente les deux modes  $TE_{00}$  et  $TM_{00}$ , l'absorption d'un seul dipôle  $C_{1-1}$  est tracée.
- Pour les polarisations à  $45^\circ$ , seul un dipôle colinéaire à la polarisation par cellule est représenté,  $C_{1-1}$  et  $C_{2-1}$ . Les dipôles orthogonaux n'absorbent rien de significatif sur la bande de fréquences étudiées.
- Pour les polarisations à  $-45^\circ$ , seul un dipôle colinéaire à la polarisation par cellule est représenté,  $C_{1-2}$  et  $C_{2-2}$ . Les dipôles orthogonaux n'absorbent rien de significatif sur la bande de fréquences étudiées.

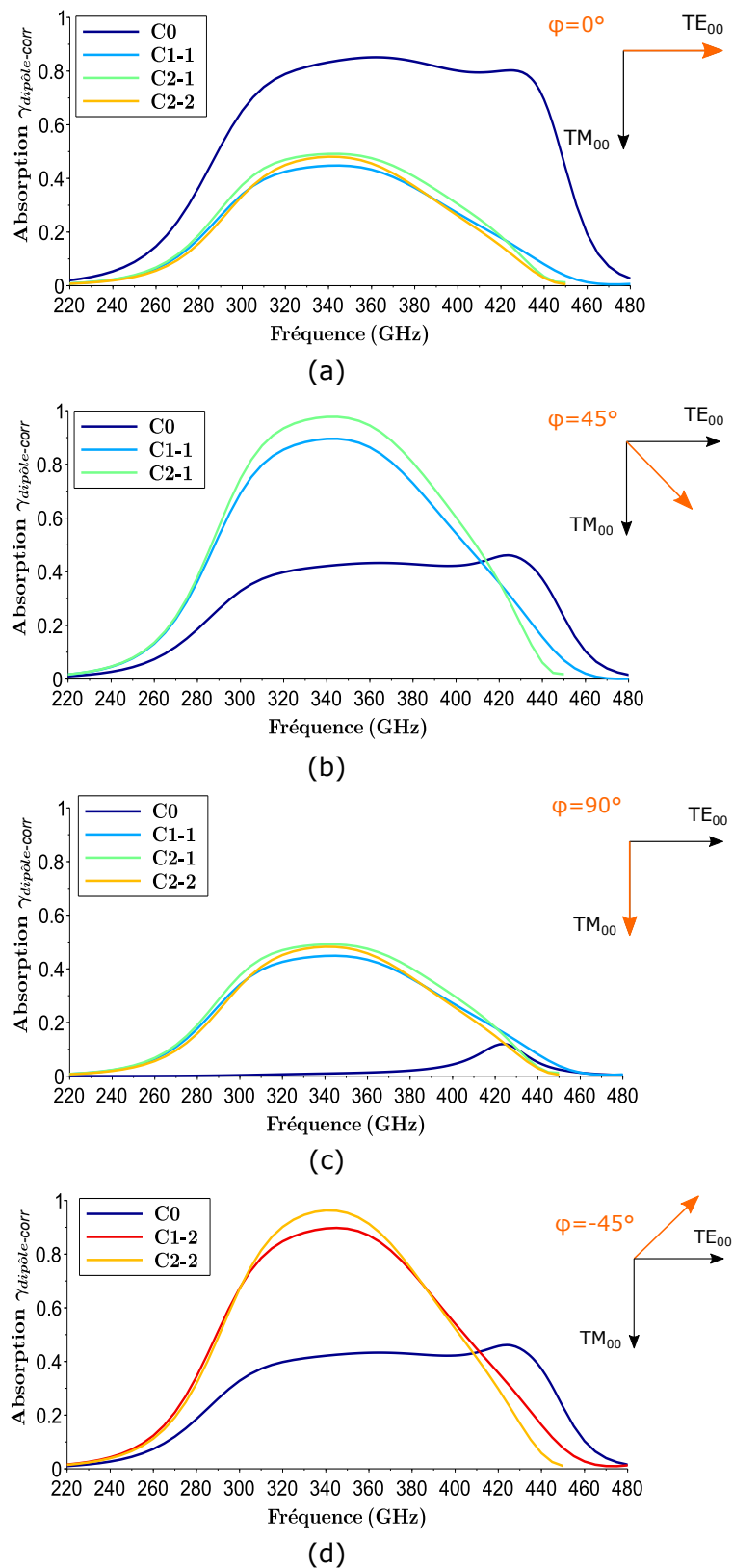


FIGURE 5.21 – Absorption corrigée des dipôles en fonction de la fréquence, pour différentes polarisations incidentes, avec  $W_{patch} = 80 \mu\text{m}$ ,  $L_{patch} = 140 \mu\text{m}$ ,  $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ ,  $H_{couplage} = 6 \mu\text{m}$  et  $R = 59 \Omega$ . (a) Absorption du mode TE  $\varphi = 0^\circ$ . (b) Absorption pour  $\varphi = 45^\circ$ . (c) Absorption du mode TM  $\varphi = 90^\circ$ . (d) Absorption pour  $\varphi = -45^\circ$ .

D'après les résultats de la figure 5.21, les configurations C1 et C2 sont plus intéressantes pour absorber une onde incidente de polarisation quelconque. En effet, pour  $\varphi = 90^\circ$ , la cellule C0 est quasiment « aveugle » sur la gamme sub-THz d'intérêt 200 – 500GHz. Les cellules

C1 et C2 sont équivalentes en terme d'efficacité d'absorption maximale, avec  $\gamma_{dip\grave{o}le} \geq 89\%$  à 340 – 345 GHz, pour une polarisation colinéaire aux dipôles. Leur bande passante possède une valeur similaire de 120 GHz, ce qui reste intéressant pour une application en imagerie passive.

L'avantage de la cellule C1 est une absorption identique des quatre dipôles pour  $\varphi = 0^\circ$  et  $\varphi = 90^\circ$ . De même, pour  $\varphi = \pm 45^\circ$ , les dipôles parallèles de la cellule présentent une absorption égale.

Les dipôles de la cellule C2 présentent quant à eux une meilleure absorption pic à 340 GHz, quelle que soit la polarisation considérée. Mais leur principal inconvénient est la légère différence d'absorption entre les deux dipôles de la cellule. Cela vient du fait que cette cellule n'est pas invariante par rotation de  $90^\circ$ .

### 5.1.3.3 Conclusion et perspectives

Cette étude a démontré l'intérêt de la structure dipôle/patch comme absorbeur efficace et large bande aux fréquences sub-THz, afin de remplacer la cavité résonante quart d'onde classiquement utilisée pour augmenter l'absorption des microbolomètres.

En alternant l'orientation de couples dipôle/patch à  $\pm 45^\circ$  par rapport au mode  $TE_{00}$ , avec un pas pixel de  $250 \mu\text{m}$ , l'étude électromagnétique précédente a montré la possibilité de détecter une onde incidente sans polarisation préférentielle, avec une absorption pic supérieure à 40 % par dipôle quelle que soit la polarisation incidente. La bande passante à -3 dB est alors de 120 GHz, soit 35 % de la fréquence de résonance.

Deux exemples de cellules, C1 et C2, appliquant ce concept ont été décrits et simulés. Lorsque l'onde est polarisée rectilignement à  $\pm 45^\circ$ , l'absorption est maximale sur les dipôles parallèles à ces directions et atteint 90 %. Afin de conserver une absorption optimale du mode copolaire de chaque antenne sur la bande 200 – 500 GHz, le patch doit être rectangulaire de dimensions  $W_{patch} = 80 \mu\text{m}$  et  $L_{patch} = 140 \mu\text{m}$ , avec sa longueur dirigée selon celle du dipôle.

Une largeur de dipôle  $W_{dip} = 15 \mu\text{m}$ , au lieu de la largeur initiale de  $20 \mu\text{m}$ , a permis de conserver une bande passante intéressante de 120 GHz sans dégrader la valeur d'absorption maximale. L'impédance surfacique adaptée du dipôle à 80 K est environ égale à  $3 \Omega \cdot \square^{-1}$ , ce qui pourrait correspondre à un film mince d'Al pur de 13.2 nm d'épaisseur d'après les données de [123]. La faisabilité d'un tel dépôt avec la résistivité visée devra être vérifiée. L'ordre de grandeur de l'épaisseur de métal envisagée, la dizaine de nanomètres, est important car cela participe à limiter la capacité thermique globale de la membrane suspendue, dont une évaluation est donnée dans la partie 5.2. Cette stratégie est utile pour ne pas augmenter le temps de réponse intrinsèque du détecteur.

Comme la finalité est la réalisation d'un imageur sub-THz passif, la solution privilégiée pourra être l'architecture de cellule C1 avec  $2 \times 2$  pixels de  $250 \mu\text{m}$  de côté chacun. L'absorption des dipôles et leur échauffement Joule est plus homogène dans cette configuration pour une polarisation donnée, ce qui est un avantage pour obtenir une réponse uniforme des pixels bolométriques au sein d'une matrice. Avec cette cellule, il sera également possible de mesurer l'état de polarisation de l'onde incidente, en calculant la différence de réponse des dipôles orthogonaux entre eux. Cela ajoute une fonctionnalité à la matrice sub-THz passive qui sera donc en théorie capable de faire de la polarimétrie et d'obtenir ainsi des informations supplémentaires sur les objets imagés.

Un second point positif à souligner est le pas pixel de  $250 \mu\text{m}$ , inférieur à  $\lambda/3$  en prenant la fréquence centrale d'absorption du dipôle de 345 GHz. Ainsi, le pas de la cellule reste proche de  $\lambda/2$  ( $2 \times P_{pixel} = 500 \mu\text{m} < 0.6\lambda$ ). La cellule considérée est donc plus petite que la tâche

d'Airy à cette fréquence et devrait donc permettre d'être en limite de diffraction optique pour un système ouvert à  $f/1$ .

Un autre avantage de la cellule C1 est la place disponible entre les quatre dipôles pour intégrer facilement un bolomètre d'ébasage, comme le montre la figure 5.22. Ce bolomètre d'ébasage doit permettre d'extraire la partie du courant de la diode dû uniquement à l'absorption du signal optique incident, par mesure différentielle avec le courant de polarisation du thermomètre de ce micro-bolomètre d'ébasage. Cette membrane doit donc posséder la même isolation thermique qu'une membrane absorbante et doit être équipée d'un thermomètre, sans absorber l'onde sub-THz. Or, d'après les résultats des simulations précédentes, une membrane suspendue sans dipôle sera tout à fait à même de répondre à cette problématique. Ce bolomètre d'ébasage est donc placé au milieu des quatre pixels, sans couple dipôle/patch. Des explications plus détaillées sur l'intérêt d'un ébasage sont données dans la partie 5.3.

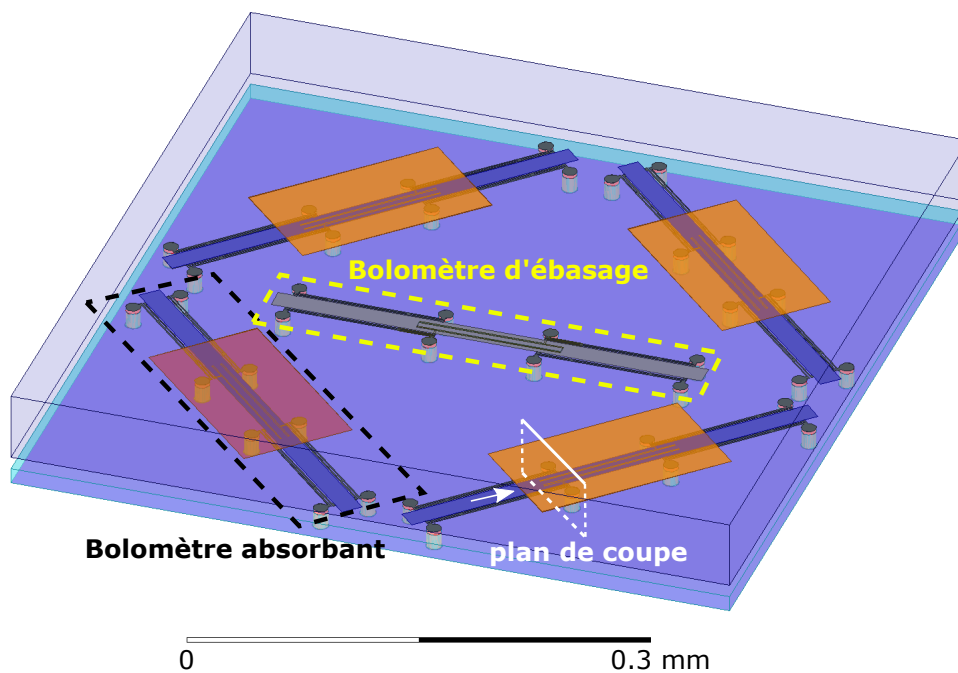


FIGURE 5.22 – Vue trimétrique de la cellule C1 avec quatre pixels, incluant chacun un bolomètre absorbant en diagonale, et un bolomètre d'ébasage central commun.

## 5.2 Intégration technologique du micro-bolomètre

Le dimensionnement électromagnétique fournit un cadre pour étudier les autres aspects de la conception d'un pixel bolométrique. En effet, ce dernier nécessite une approche globale d'intégration typique des dispositifs MOEMS<sup>5</sup>. Comme le micro-bolomètre contient une membrane suspendue sous vide, dont la réponse électrique dépend de sa variation de température, des aspects mécaniques et thermiques sont également à étudier pour évaluer la faisabilité technologique de la structure décrite dans la partie précédente.

Dans un premier temps, un empilement de couches minces du pixel sub-THz sera proposé. Ensuite, le comportement mécanique, l'isolation thermique et la capacité calorifique du bolomètre suspendu vont être discutées. Le but est de trouver un compromis raisonnable entre tenue mécanique, réponse électrique du thermomètre et temps de réponse thermique, déterminant la cadence image du futur imageur passif.

5. Acronyme anglo-saxon pour désigner les microsystèmes opto-électro-mécaniques, « Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems ».

### 5.2.1 Proposition de réalisation du pixel sub-THz

L'objectif n'est pas ici de présenter un procédé de fabrication complet qui demanderait une étude filière approfondie, ce qui dépasse le cadre de cette thèse. A ce stade du développement, il est déjà intéressant de pouvoir proposer un empilement de couches minces cohérent avec les propriétés attendues en termes d'isolation thermique et de stabilité mécanique de la membrane.

L'architecture du pixel envisagée peut être réalisée à partir de l'assemblage de trois plaques de silicium différente.

1. Une plaque intégrant le circuit de lecture CMOS, avec la cavité optique composée du réflecteur, du SiO<sub>2</sub> et des plots de suspension. Les briques technologiques nécessaires à sa réalisation sont maîtrisées au sein du laboratoire LI2T et du CEA Leti, car elles sont déjà utilisées pour les matrices de micro-bolomètres THz pour l'imagerie active [46].
2. Une plaque avec une couche de SOI de 50 nm d'épaisseur comprenant les thermomètres à diode p-i-n.
3. Une plaque de silicium pour former la capsule et contenant les patchs.

Comme l'empilement de couches minces est identique pour les quatre micro-bolomètres de la cellule C1, la figure 5.23 ne représente que la section d'une seule membrane bolométrique dans sa largeur, selon le plan de coupe représenté sur la figure 5.22 en considérant le scénario n°1 d'intégration du thermomètre 5.24. La vue en coupe 5.23 montre les deux bras de suspension de chaque côté qui contiennent du TiN, ce qui est une liberté de représentation par rapport à la configuration (b) de la figure 5.15 qui semble la plus pertinente et où l'anode et la cathode de la diode ne sont pas connectées sur des bras en regard l'un de l'autre.

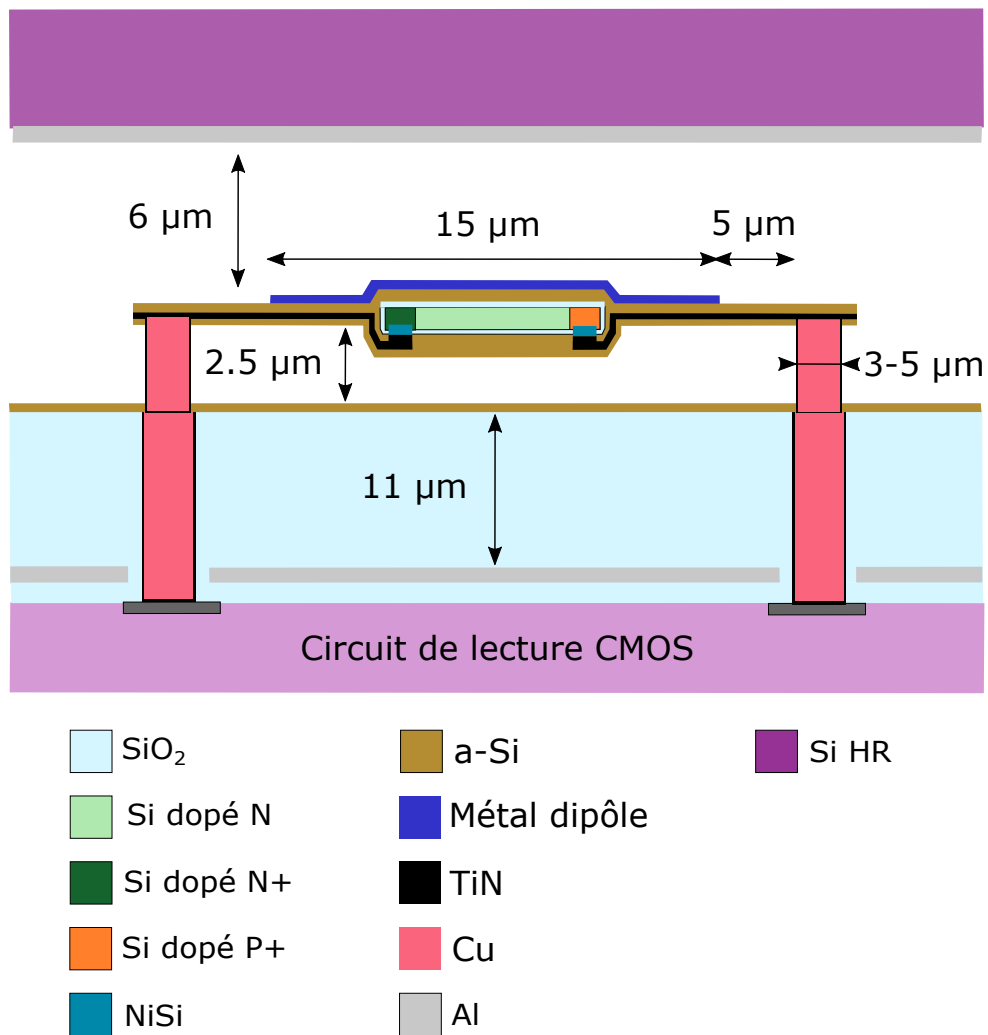


FIGURE 5.23 – Vue en coupe dans la largeur d’une membrane bolométrique suspendue au sein du pixel sub-THz, selon le scénario n°1 de la figure 5.24.

Le tableau 5.5 reprend les différents matériaux utilisés, leur fonction dans le pixel et leur épaisseur envisagée.

Matériau	Fonction/Emplacement	Epaisseur d'une couche
SiO <sub>2</sub>	Cavité optique	11 µm
SiO <sub>2</sub> thermique	Passivation primaire de la diode Si	10 nm
Si dopé N	Base de la diode Si	50 nm
Si dopé N <sup>+</sup>	Cathode de la diode Si	50 nm
Si dopé P <sup>+</sup>	Anode de la diode Si	50 nm
NiSi	Siliciure des contacts de diode	~ 10 nm
a-Si	Encapsulation de la diode / Support du dipôle / Bras de suspension	10 - 20 nm
Métal dipôle	Absorbeur électromagnétique	10 - 20 nm
TiN	Electrodes de la diode / Lignes de connexion électrique avec le circuit de lecture	10 nm
Cu	Plots de suspension et de connexion électrique avec le circuit de lecture	-
Al	Réfecteur / Patch	> 150 nm
Si HR	Capsule de support du patch	50 µm

TABLE 5.5 – Matériaux présents dans l'empilement de la figure 5.23.



### 5.2.1.1 Intégration du thermomètre à jonctions latérales silicium dans la membrane

Les étapes de fabrication de la diode thermomètre sur une plaque SOI seront similaires à celles déjà énumérées sur la figure 4.29 du chapitre 4.

Les différences se situent au niveau de :

- La seconde couche de passivation<sup>6</sup> de  $\text{SiO}_2$  d'une épaisseur de 300 nm qui sera remplacée par une couche mince de silicium amorphe (a-Si) entre 10 et 20 nm d'épaisseur.
- La métallisation MET1 sera remplacée par une couche mince unique de TiN de 10 nm d'épaisseur, déposée par pulvérisation cathodique réactive. Elle permettra de former les lignes d'interconnexion entre la diode et les plots de suspension en cuivre de la membrane.

D'après les résultats de l'étude théorique et expérimentale sur les jonctions de type p-i-n en régime cryogénique, il semble judicieux de ne pas utiliser une longueur de base trop faible. Une longueur  $L_i = 5 \mu\text{m}$  devrait permettre de s'affranchir d'une augmentation du bruit basse fréquence tout en limitant la résistance série de la diode, afin d'obtenir un régime de diffusion sur une plage de courant intéressante. En utilisant des zones fortement dopées d'anode  $P^+$  et de cathode  $N^+$  de  $1 \mu\text{m}$  de long, la diode p-i-n est intégrable sans problème sur la largeur du dipôle absorbant  $W_{dip}$  de  $15 \mu\text{m}$ . En positionnant la largeur de la diode selon la longueur du dipôle  $L_{dip}$ , cela laisse la possibilité de régler sa valeur en fonction du point de fonctionnement optimal. Cette latitude sera exploitée dans la partie 5.3.

La figure 5.24 montre le résultat de deux scénarios d'intégration possible. Les étapes de fabrication ne sont pas détaillées car elles n'ont pas fait l'objet d'une étude approfondie pendant cette thèse. Le but est de proposer un empilement réaliste pour la réalisation de la membrane qui doit intégrer à la fois le dipôle absorbant, le thermomètre à diode p-i-n et les bras de suspension. La légende de couleurs est identique à celle de la figure 5.23.

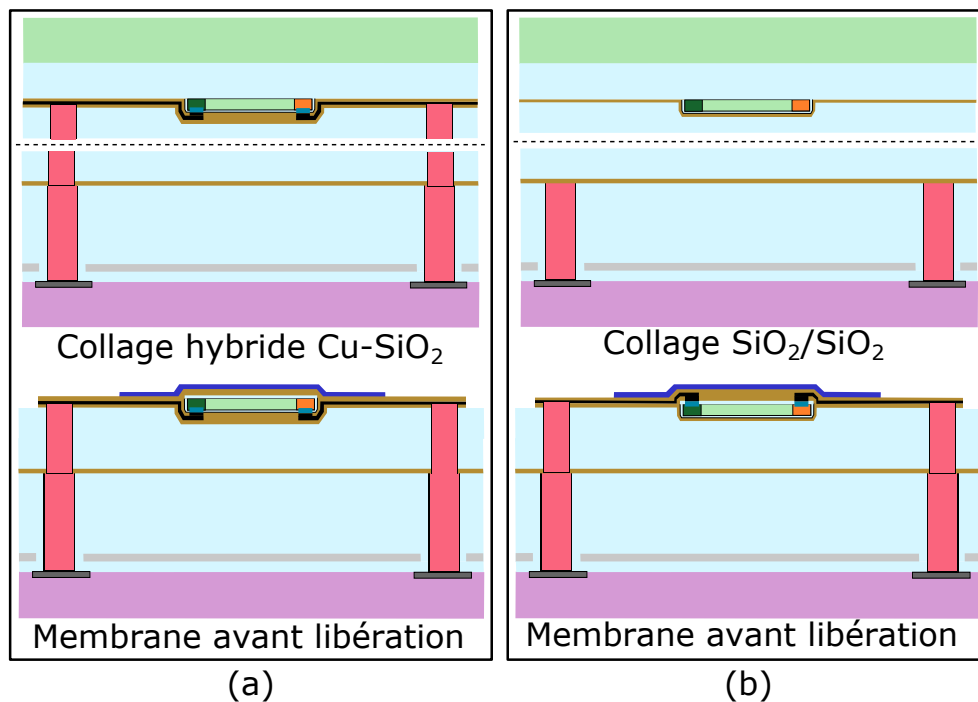


FIGURE 5.24 – Intégration de la diode, formation de la membrane et report sur la plaque intégrant la cavité optique et le circuit de lecture. (a) Scénario n°1. (b) Scénario n°2. La correspondance entre matériaux et couleurs est indiquée en Figure 5.23.

6. Pour rappel, la première étape du niveau n°6 CONTACT est la formation d'une couche de  $\text{SiO}_2$  d'une épaisseur de 10 nm sur le mesa de silicium, par oxydation thermique, idéalement à  $900^\circ\text{C}$ .

Les principales caractéristiques du scénario 1 sont :

- La siliciuration des contacts a lieu directement après le dépôt de la deuxième couche de passivation en a-Si de la diode.
- L'empilement de couches minces formant les bras a-Si/TiN/a-Si est réalisé sur la plaque de diodes. L'étape critique sera donc le passage de marche du mesa de silicium par la couche mince de TiN de 10 nm d'épaisseur, qui doit assurer la liaison électrique entre la diode et les plots en cuivre. Ces derniers vont assurer les connexions avec le circuit de lecture.
- Ce scénario implique une étape de collage hybride Cu – SiO<sub>2</sub>, avec un alignement des plots de cuivre entre les deux plaques. Pour l'instant, le diamètre envisagé des plots est situé entre 3 et 5 μm. Ce type de collage hybride est maîtrisé au CEA Leti et a été démontré jusqu'à un pas de 1.44 μm entre deux plots de cuivre dans [124].
- Après le retrait du substrat Si par la face arrière et l'amincissement du BOX, les étapes pour former le dipôle résistif sont réalisées.

Le scénario 2 se distingue par les points suivants :

- Après le dépôt de la seconde passivation en a-Si, les étapes nécessaires à un collage moléculaire SiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> entre les deux plaques sont effectuées.
- Ensuite intervient le retrait du substrat de silicium de la plaque SOI et l'amincissement de son BOX à une épaisseur de 10 nm idéalement. Une gravure de ce BOX est alors réalisée pour n'en laisser qu'au niveau des mesas, avec le silicium amorphe comme couche d'arrêt.
- Après le dépôt d'une nouvelle couche de a-Si, les zones de contact peuvent être ouvertes pour réaliser la siliciuration.
- La prolongation des plots en Cu peut alors être réalisée, après la gravure de vias débouchant au niveau des plots de la cavité optique.
- Puis le dépôt de TiN et d'une dernière couche d'a-Si pour terminer l'empilement des bras est réalisé ensuite, ainsi que les étapes de formation du dipôle similaires au scénario n°1. L'avantage de ce scénario est le passage de marche plus faible pour le TiN qui sera de l'ordre de l'épaisseur de BOX laissée sur le SOI.

Le choix du silicium amorphe (a-Si) permet d'encapsuler la diode et de réaliser les bras avec un matériau isolant électrique à 80 K, dont le procédé de fabrication en couches nanométriques est bien maîtrisé par le CEA Leti. L'autre avantage est sa résistance au procédé de gravure HF en phase vapeur, qui est maintenant privilégié pour la libération des membranes bolométriques sur une couche sacrificielle en SiO<sub>2</sub>. Le silicium amorphe sera également employé comme couche barrière pour protéger la cavité optique de 11 μm, comme cela est représenté sur les figures 5.23 et 5.24.

Dans les deux scénarios, la formation des lignes de TiN nécessite une étape de photolithographie et une étape de gravure dédiées. La gravure de définition des bras de suspension permettra l'encapsulation du TiN par le a-Si et assurera son intégrité pendant la gravure au HF vapeur. Néanmoins, cela signifie que chacune des trois couches de a-Si nécessaires pour encapsuler la diode et ses contacts recouvre toute la surface de la membrane bolométrique. Cette surface est équivalente à celle du dipôle et est beaucoup plus importante que celle de la diode.

Ce choix pourrait être modifié en positionnant une gravure du a-Si avant le report de la plaque de diodes sur celle du circuit de lecture. Comme la surface de la diode est inférieure à celle de la planche, cela permettrait de ne laisser que les surfaces suffisantes à l'encapsulation de la diode tout en formant les bras de suspension. La réduction du volume de a-Si ainsi engendrée est intéressante dans l'optique de diminuer la capacité calorifique de la planche, dont une

estimation est présentée dans le tableau 5.7. Ce changement serait plus profitable dans le cas du scénario n°1 car il concernerait les deux premières couches de a-Si déposées, contre une seule dans le scénario n°2. L'inconvénient de cette option est d'ajouter une étape de photolithographie et une étape de gravure supplémentaires au procédé de fabrication.

### 5.2.1.2 Intégration de la capsule et libération du micro-bolomètre

La conception du micro-bolomètre sub-THz est encore à une phase où une étude détaillée de l'intégration technologique de la capsule, associée à la libération du micro-bolomètre, est prématurée. Néanmoins, il est d'ores et déjà possible d'avancer quelques éléments constituant un prérequis :

- La réalisation de la capsule d'une épaisseur finale de 50  $\mu\text{m}$ , comme définie par l'étude électromagnétique précédente, nécessitera l'utilisation d'une troisième plaque en silicium monocristallin massif haute résistivité, comme décrit dans le paragraphe 5.1.2.4.
- La capsule n'a pas besoin d'être hermétique. Le vide secondaire, nécessaire au fonctionnement du bolomètre, sera réalisé dans un cryostat autour du plan focal de pixels. Dans ce cas de figure, la pression sous la capsule et au-dessus est identique, ce qui limitera les contraintes mécaniques sur la capsule. Une hauteur de couplage uniforme entre le patch et le dipôle résistif du bolomètre sur l'ensemble du plan focal devrait être plus aisée à obtenir.
- La libération de la planche bolométrique sera réalisée par la gravure HF en phase vapeur d'une couche sacrificielle de  $\text{SiO}_2$ . Cette libération intervient le plus tard possible dans le procédé de fabrication, afin de limiter les risques de dégradation des membranes avant l'assemblage final en boîtier.

Dans ce cas de figure, le report de la capsule intervient donc avant la libération. La figure 5.25 montre une vue en coupe qui illustre un exemple de report où des ouvertures latérales entre les pixels ont été aménagées. Ce type d'ouvertures peut faciliter l'entrée et l'évent du gaz HF, dont le flux est laminaire et parallèle à la surface de la plaque dans les machines de gravure. L'avantage est que les matériaux du pixel (a-Si, TiN, Al, Si) sont tous compatibles avec l'exposition au HF, excepté le  $\text{SiO}_2$  qui doit être gravé.

L'implantation des pixels de la cellule C1 laisse par exemple la possibilité d'intégrer des piliers de renfort en Si ou des murs entre les membranes. Si cette solution est employée, des vias ou des tranchées d'accueil peuvent être aménagés dans la couche de  $\text{SiO}_2$  sacrificielle, en utilisant la couche barrière de a-Si sur la cavité optique comme couche d'arrêt de gravure.

Les progrès constants réalisés dans le packaging des MEMS devraient permettre d'apporter une solution adéquate à la problématique du report de la capsule, que ce soit par assemblage collectif au niveau de la plaque ou par report individuel d'une capsule sur chaque matrice [125].

L'enchaînement des étapes présenté laisse la possibilité d'un test électrique des micro-bolomètres sur plaque entière non découpée, avant le report de la capsule et avant libération. Il permet également de découper chaque matrice après le report du capot et avant libération, afin d'éviter tout risque de dégradation des bolomètres lors de cette étape. Chaque matrice pourra alors être libérée de manière unitaire.

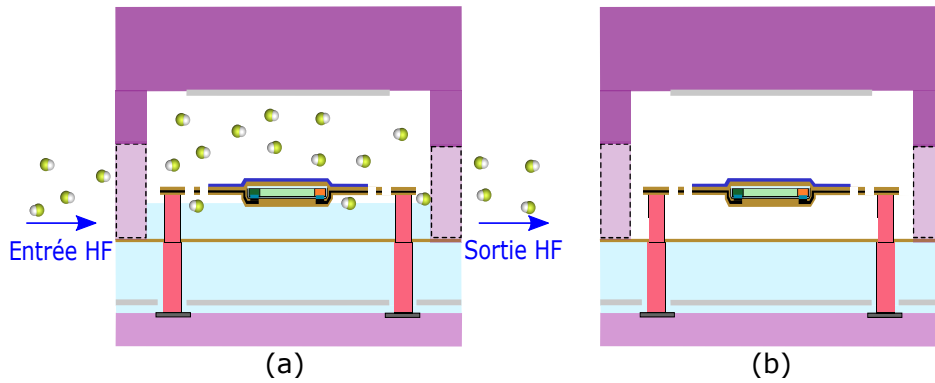


FIGURE 5.25 – Schéma en coupe d'un pixel sub-THz. (a) Pendant la libération par gravure HF en phase vapeur. (b) Après libération.

Le comportement mécanique de la membrane une fois suspendue est déterminant pour la fonctionnalité du micro-bolomètre. Les déformations entraînées par la relaxation des contraintes dans les couches minces lors de la libération ne doivent pas induire un contact entre la membrane et son environnement proche. En effet, un tel contact entraînerait un court-circuit thermique diminuant drastiquement la réponse du bolomètre. Une première étude a donc été menée lors d'un projet de fin d'études d'ingénieur au sein du laboratoire par Adrien Fournol [126], en s'appuyant sur des simulations thermomécaniques par éléments finis à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics®. Les conclusions de ce travail sont reportées dans les deux parties suivantes.

## 5.2.2 Comportement thermomécanique de la membrane suspendue

Une déformation hors plan de la membrane survient lors de sa libération, en raison de la relaxation des contraintes contenues dans l'empilement des films minces la constituant. Cette déformation doit être la plus faible possible. Le moyen envisagé pour y parvenir est un contrôle des déformations de la membrane par un dimensionnement adéquat des bras de suspension.

L'intérêt d'utiliser un solveur par éléments finis en trois dimensions est de ne faire aucune hypothèse réductrice quant à la géométrie de la membrane ou des bras en H. Il permet d'avoir accès à la contrainte locale à chaque noeud du maillage de la structure. Ces valeurs peuvent être comparées à la limite élastique des matériaux, qui ne doit pas être dépassée pour obtenir une structure viable. La déformation maximale engendrée sur la structure ne doit pas atteindre les limites sur l'axe vertical imposées par l'environnement immédiat de la membrane, à savoir le haut de la cavité optique,  $2.5 \mu\text{m}$  en-dessous, et le bas de la capsule,  $6 \mu\text{m}$  au-dessus. Prendre une marge de sécurité de 50% par rapport à ces deux valeurs semble raisonnable afin d'avoir un indice de confiance élevé pour la réalisation expérimentale.

**Relation contrainte-déformation dans les films minces** Dans le cas général, la contrainte dans un matériau possède des composantes dans les trois directions de l'espace, avec un éventuel gradient dans l'épaisseur de la couche. Dans le cas d'une couche mince homogène, avec une épaisseur très faible devant ses dimensions latérales, le problème peut se réduire au modèle d'une plaque fine soumise à une seule contrainte biaxiale moyenne  $\sigma$  dans le plan du film (XY). D'où,  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma$  et  $\sigma_{zz} = 0$ . Toutes les contraintes de cisaillement sont nulles. Dans le cas d'un comportement mécanique isotrope et linéaire, les déformations selon les trois axes ( $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}$ ) peuvent alors s'exprimer par les formules 5.8 et 5.9, issues de [127] :

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{1 - \nu_f}{E_{y-f}} \sigma \quad (5.8)$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{-2\nu_f}{E_{y-f}} \sigma \quad (5.9)$$

$E_{y-f}$  (Pa) : module d'Young de la couche mince  $f$  considérée.

$\nu_f$  : coefficient de Poisson de la couche mince  $f$  considérée.

Dans un empilement de  $n$  films minces d'épaisseur totale  $e_T$ , la contrainte moyenne de l'empilement  $\sigma_T$  peut s'exprimer comme l'addition des contraintes  $\sigma_i$  présentes dans chaque film  $i$ , pondérée par leur épaisseur respective  $e_i$  d'après [128] :

$$\sigma_T e_T = \sum_{i=1}^n \sigma_i e_i \quad (5.10)$$

La contrainte moyenne  $\sigma_i$  dans chaque couche peut toujours se décomposer en trois catégories, tel que  $\sigma_i = \sigma_{th} + \sigma_{int} + \sigma_{ext}$  d'après [128] :

1. Une contrainte thermique  $\sigma_{th}$ . Elle apparaît car le coefficient d'expansion thermique (CTE),  $\alpha(T)$ , de chaque couche déposée est différent, ce qui entraîne une déformation  $\varepsilon_{th}$  du film lors d'une variation de température. Cette déformation dépend indirectement de la température. La contrainte  $\sigma_{th}$  peut s'exprimer analytiquement par :

$$\sigma_{th} = \frac{E_{y-f}}{1 - \nu_f} \varepsilon_{th}(T) = \frac{E_{y-f}}{1 - \nu_f} \int_{T_{dep}}^{T_m} (\alpha_s(T) - \alpha_f(T)) dT \quad (5.11)$$

$\alpha_f$  ( $K^{-1}$ ) : coefficient d'expansion thermique de la couche mince  $f$  considérée.

$\alpha_s$  ( $K^{-1}$ ) : coefficient d'expansion thermique du substrat considéré.

$T_{dep}$  (K) : température initiale à laquelle la couche mince est déposée dans le procédé de fabrication.

$T_m$  (K) : température d'utilisation ou température à laquelle la contrainte est calculée.

2. Une contrainte intrinsèque  $\sigma_{int}$ . Elle est liée à la composition (alliages, impuretés, atomes interstitiels,...) et à la microstructure (forme et taille des grains, lacunes atomiques, porosité,...) de la couche mince. Elle est donc présente au moment de la création du film et dépend fortement de la méthode et des conditions du dépôt, ainsi que de la nature du substrat et de l'état de sa surface. Une étude expérimentale est donc souvent nécessaire pour l'évaluer correctement.
3. Une contrainte extrinsèque  $\sigma_{ext}$ . Elle intervient après le dépôt de la couche mince, à la température d'utilisation, et dépend du temps. Elle inclut toute sollicitation mécanique appliquée à la couche mince ou toute modification physico-chimique de celle-ci. Cela peut par exemple concerner l'absorption d'espèces gazeuses dans la couche après le dépôt ou encore des phénomènes de relaxation spontanée du matériau s'il se trouve dans un état métastable.

Cette dernière catégorie de contrainte est très spécifique à l'environnement et au fonctionnement du microsystème considéré. En première approche,  $\sigma_{ext}$  est considérée nulle car l'objectif est ici de déterminer si la structure de la membrane imaginée sera viable lors de la libération, à  $t_0$ .

Les formules présentées ci-dessus ne sont valides que dans le cas de films minces isotropes et continus. Aucune considération géométrique de forme n'est évoquée. Le solveur permet de

résoudre la loi de Hooke généralisée, qui relie le tenseur des contraintes et celui des déformations par le tenseur des constantes élastiques<sup>7</sup>, au niveau de chaque noeud du maillage.

Les seules données à fournir au solveur sont donc les paramètres  $E_y$ ,  $\nu$ ,  $\alpha(T)$  et  $\sigma_{int}$  pour chaque matériau de l'empilement. Les valeurs utilisées sont extraites de la littérature ou issues d'expériences conduites au CEA Leti. L'ensemble de ces données est regroupé en annexe dans le tableau 6.10 du chapitre 6 des annexes. Le scénario 1 de fabrication de la membrane (Figure 5.24) a été retenu pour cette étude. Les conditions opératoires sont également décrites en annexe dans la section 6.3.7. Seuls la membrane et les bras de suspension ont été simulés, en positionnant des encastremements mécaniques au niveau des accroches avec les plots en cuivre.

Le dimensionnement de la membrane et des bras de suspension doit permettre de rester dans le domaine élastique de déformation, afin d'assurer une stabilité mécanique durable tout en garantissant des propriétés électrothermiques stables. Le critère utilisé a été de vérifier qu'en tout point de la structure la contrainte équivalente de Von Mises<sup>8</sup> ne dépassait pas la limite élastique  $R_e$  des matériaux.

**Résultats de l'étude et optimisation de la structure** Une première phase a consisté à comprendre les mécanismes de déformation de la membrane, en fonction de la contrainte intrinsèque dans chacune des couches et en fonction de la température. La figure 5.26 résume schématiquement les différentes contributions. La contribution principale est due aux couches de silicium amorphe a-Si dont la contrainte intrinsèque est considérée ici en tension. Il est à noter que cette contrainte intrinsèque est facilement réglable selon les paramètres de dépôt employés.

L'influence de la diode est limitée, malgré les dimensions latérales de  $200\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$  considérées dans cette étude. En outre, il est rapporté que le module d'Young du silicium monocristallin décroît de manière monotone pour des couches nanométriques inférieures à 300 nm, du fait de l'effet accru des interfaces, d'après [129]. Ce résultat, non pris en compte dans les simulations, conforte le rôle mineur de la diode dans la stabilité mécanique de la membrane.

7. Equivalent matriciel généralisé du module d'Young d'un matériau isotrope.

8. La contrainte de Von Mises est une contrainte effective calculée à partir du tenseur des contraintes de la structure. La valeur obtenue peut être comparée à la limite d'élasticité d'un matériau pour savoir dans quel domaine de déformation il se trouve, élastique ou plastique.

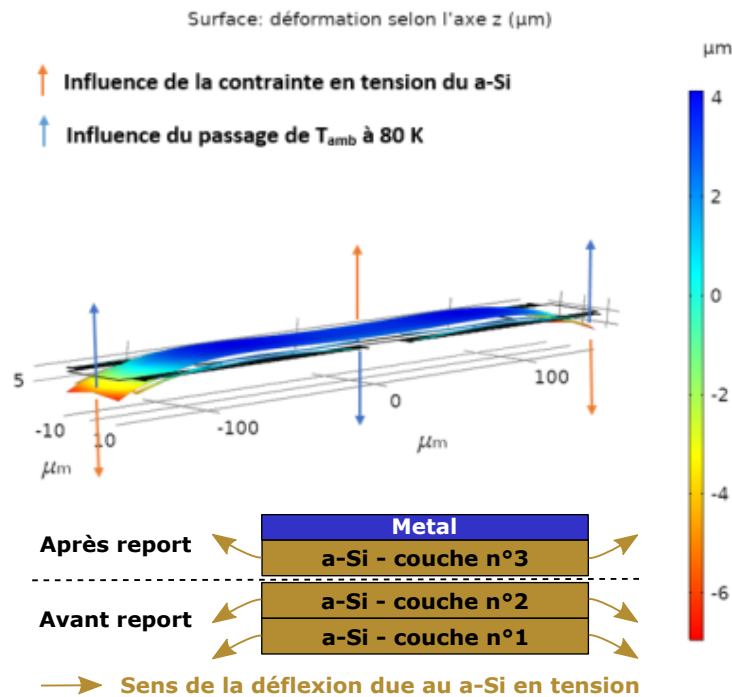


FIGURE 5.26 – Schéma des contributions à la déflexion de la membrane bolométrique

Trois points clés ont été mis en évidence :

- Les contraintes dans l'a-Si déterminent la déformation induite au moment de la libération de la membrane à 300 K. Il faut adapter la contrainte dans la couche métallique pour compenser au mieux celle du a-Si, comme le montre schématiquement la figure 5.26. Les trois couches minces d'a-Si sont déposées dans les mêmes conditions et font la même épaisseur. Deux premières couches sont déposées sur la plaque n°2 (diodes SOI) avant report. La troisième est déposée après report, sur l'autre face de la diode. Sa contrainte en tension diminue de moitié la déflexion due aux deux premières couches d'a-Si. En ajoutant un métal avec une contrainte intrinsèque en tension, proche de celle produite par une couche de silicium amorphe, la déflexion est nettement diminuée.
- Le passage de 300 K à 80 K induit une déformation opposée à celle engendrée par la libération, car la contraction du métal au refroidissement est plus importante que celle du silicium amorphe, à cause de son CTE plus élevé. La membrane se redresse donc à 80 K, avec des valeurs de déflexion maximale diminuées.
- La géométrie des bras joue un rôle prépondérant dans la stabilité mécanique. La diminution de la déflexion a donc nécessité une optimisation de la géométrie des bras et de leur placement autour de la membrane, dont la configuration finale est montrée sur la figure 5.27. La membrane sera suspendue par quatre bras identiques, avec une forme en H, placés vers ses extrémités. La longueur de chaque bras fait un tiers de la longueur de la membrane. Les simulations n'ont pas montré de différence significative de tenue mécanique avec ou sans la couche de TiN de 10 nm d'épaisseur à l'intérieur du bras. Cela laisse la liberté de positionner les lignes de TiN pour diminuer leur absorption électromagnétique parasite et optimiser l'isolation thermique des bras, où leur influence est plus importante comme l'indique la partie 5.2.3.

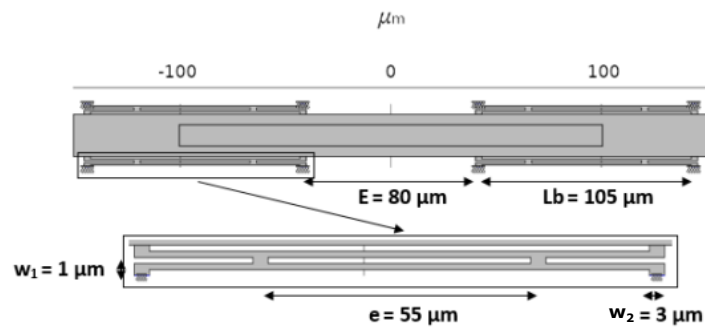


FIGURE 5.27 – Géométrie et implantation optimisées des bras de suspension, avec une étude menée sur une membrane de dimensions latérales  $300\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ .

La figure 5.28 montre le résultat des simulations à 300 K après libération en (a), puis à 80 K en (b), avec les bras optimisés de la figure 5.27, une membrane de  $300\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$  et une épaisseur de silicium amorphe de 20 nm par couche. Les déflexions en  $+z$  et en  $-z$  par rapport au plan initial de la membrane sont inférieures aux limites fixées de  $3\ \mu\text{m}$  au-dessus du plan initial de la membrane et de  $1\ \mu\text{m}$  en-dessous.

Le métal est du niobium dans cette étude, candidat initialement identifié pour servir de dipôle absorbant. Cette étude devra donc être refaite avec le métal retenu au final pour constituer le dipôle résistif, qui pourrait être constitué d'aluminium.

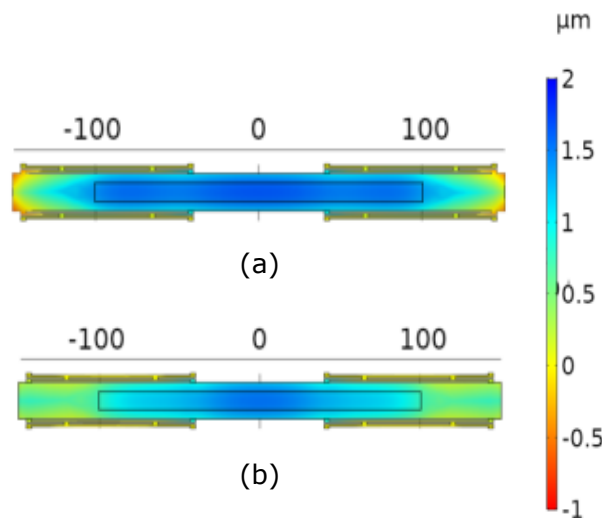


FIGURE 5.28 – Déformation de la membrane selon l'axe  $z$ , en vue de dessus.  $\sigma_{int}(\text{a-Si}) = +400\ \text{MPa}$  et  $\sigma_{int}(\text{Nb}) = +100\ \text{MPa}$ . (a) après libération à 300 K. (b) à 80 K.

Une dernière étude paramétrique a également montré qu'une épaisseur de silicium amorphe réduite à 13 nm par couche permettait toujours de contrôler la déflexion dans les limites rappelées précédemment. La déflexion est alors augmentée car les bras de suspension deviennent moins rigides. Ce résultat, visible sur le graphique 5.29, permet d'envisager une capacité calorifique globale  $C_{th}$  de la membrane plus faible, tout en favorisant une isolation thermique  $R_{th}$  plus élevée.



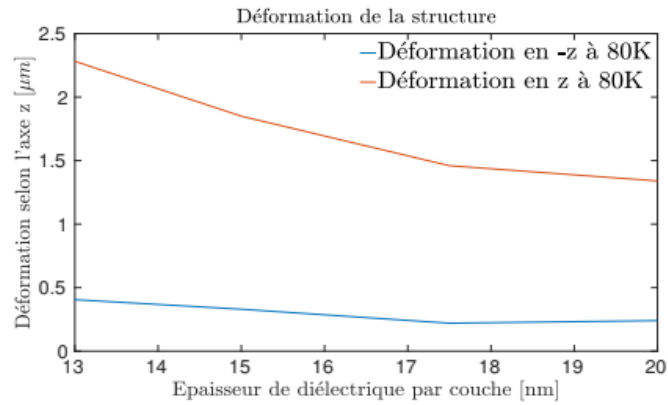


FIGURE 5.29 – Déformation de la membrane selon l’axe  $z$ , à 80 K, en fonction de l’épaisseur de la couche de a-Si, avec  $\sigma_{int}$  (a-Si) = +400 MPa et  $\sigma_{int}$  (Nb) = +100 MPa.

A titre de perspective, les déformations hors plan de la membrane pourront encore être diminuées par l’utilisation d’un silicium amorphe à faible contrainte intrinsèque.

### 5.2.3 Paramètres thermiques

A partir du dimensionnement des bras assurant une stabilité mécanique correcte, il est possible d’évaluer simplement leur isolation thermique globale à travers une simulation thermique en régime stationnaire.

Une puissance constante  $P$  chauffe uniformément le dipôle métallique distribué. Un gradient de température s’établit alors au sein des bras entre leurs extrémités connectées à la membrane et leurs extrémités connectées aux plots de suspension, thermalisés à 80 K. Seul le mécanisme de pertes par conduction thermique est pris en compte dans la simulation, c’est-à-dire par les bras de suspension.

A partir de l’élévation de température de la planche  $\Delta T$ , il est alors possible de calculer directement la résistance thermique équivalente de la planche bolométrique  $R_{th}$  :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P} \quad (5.12)$$

Les résultats issus du projet de fin d’études font référence à la configuration n°1 de la figure 5.15 où la ligne de TiN est présente dans tout le bras. Les valeurs de  $R_{th}$  avancées sont donc pessimistes par rapport à la configuration n°2 à privilégier d’un point de vue électromagnétique.

Ces résultats sont reportés dans le tableau 5.6 et montrent qu’une isolation thermique de  $100 \text{ MK} \cdot \text{W}^{-1}$  est tout à fait envisageable pour ce type d’architecture de bras en H. Cette valeur est donc utilisée pour les calculs développés dans la partie 5.3.

Épaisseur de a-Si (nm)	Épaisseur de TiN (nm)	$R_{th}$ (MK · W <sup>-1</sup> )
20	10	92.6
	7	96.4
15	10	118.9
	7	124.7

TABLE 5.6 – Isolation thermique globale  $R_{th}$  du bolomètre à 80 K en fonction de l’épaisseur de a-Si et du TiN.

En considérant un échauffement uniquement dû à un échelon de puissance déposée, l’élévation de température de la planche bolométrique  $\Delta T$  en fonction du temps  $t$  s’apparente à la réponse d’un système du premier ordre de la forme 5.13.

$$\Delta T(t) = \Delta T_{max} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{th}}\right) \right) \quad (5.13)$$

La constante de temps thermique  $\tau_{th}$  est alors égale au produit  $\tau_{th} = R_{th}C_{th}$ . Le temps de réponse d'un imageur de type bolomètre est donc conditionné par ces deux grandeurs. Comme une résistance thermique élevée permet d'augmenter la réponse du bolomètre, il est souvent souhaitable de diminuer au maximum la capacité calorifique  $C_{th}$  du micro-bolomètre.

Les paramètres matériaux utilisés sont regroupés dans le tableau 6.11 en Annexe. La diode est représentée par un morceau de silicium ayant une capacité calorifique homogène, en ne tenant pas compte des variations dues à la différence de dopage entre les trois régions P<sup>+</sup>, N<sup>+</sup> et N.

Dans cet exemple, la largeur de diode choisie est  $W = 50 \mu\text{m}$ , la longueur de la base  $L_i = 5 \mu\text{m}$  et une longueur des zones très dopées de  $2 \mu\text{m}$ . L'étude mécanique 5.2.2 a montré qu'une épaisseur de  $15 \text{ nm}$  pour chaque couche mince de a-Si devrait être suffisante pour conserver les déflexions de la membrane dans les limites fixées. Le tableau 5.7 présente donc une estimation numérique du  $C_{th}$  de la membrane en considérant  $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$  et  $15 \mu\text{m}$ , avec une épaisseur de silicium amorphe  $e_{a-si} = 15 \text{ nm}$ . Compte-tenu de la précision des données, les capacités calorifiques sont arrondies au  $\text{pJ.K}^{-1}$ .

Matériau	Fonction	Epaisseur (nm)	Surface ( $\mu\text{m}^2$ )	$C_{th}$ ( $\text{pJ.K}^{-1}$ )	
				$W_{tip} = 15 \mu\text{m}$	$W_{tip} = 20 \mu\text{m}$
Al	Dipôle absorbant	13	$300 \times W_{tip}$	56	75
c-Si	Diode thermomètre	50	$50 \times 9$	24	
SiO <sub>2</sub>	Passivation électrique de la diode	$2 \times 10$	$100 \times 9$	5	
TiN	Electrodes vers le circuit de lecture	10	$2 \times (105 \times 1)$	1	
a-Si	Encapsulation du thermomètre / Maintien mécanique du dipôle	$3 \times 15$	$300 \times W_{tip}$	101	135
Total				187	240

 TABLE 5.7 – Capacité calorifique globale  $C_{th}$  de la planche bolométrique suspendue à 80 K en fonction de  $W_{tip}$  et  $e_{a-Si}$ .

La réduction de la largeur du dipôle devrait permettre un gain d'environ 20% sur la capacité calorifique globale d'après les estimations données dans le tableau 5.7, ce qui est significatif.

Il est également intéressant de noter que la température d'utilisation du bolomètre à 80 K permet comme avantage collatéral une réduction notable de sa capacité calorifique globale par rapport au fonctionnement à température ambiante, d'environ un facteur 2.5. En effet, une part de la capacité massique des matériaux évolue en  $T^3$  et va diminuer en régime cryogénique, comme cela est indiqué à titre d'exemple pour le TiN en annexe 6.3.8.

A partir de ces données et de celles du tableau 5.6, nous pouvons considérer les valeurs suivantes pour un micro-bolomètre suspendu avec  $W_{dip} = 15 \mu\text{m}$  :  $R_{th} \approx 120 \text{MK.W}^{-1}$  et  $C_{th} \approx 200 \text{pJ.K}^{-1}$ , soit  $\tau_{th} = 24 \text{ms}$ . Il est alors possible d'estimer une fréquence de coupure thermique d'environ 42 Hz, suffisamment élevée pour envisager de l'imagerie en temps réel.

Cette valeur est tout à fait en accord avec l'objectif de réalisation d'un imageur passif capable de restituer une scène en temps réel, de manière fluide. L'ensemble des résultats des simulations 3D mécaniques et thermiques réalisées sur l'architecture du pixel micro-bolomètre sub-THz, proposée dans la partie 5.1, sont donc rassurants quant à la viabilité du schéma d'intégration de la figure 5.23.

Cependant, les performances de l'imageur dépendent également de la manière dont le signal extrait du thermomètre est conditionné par l'électronique de lecture. Les valeurs estimées de  $R_{th}$  et  $C_{th}$ , associées au modèle de la diode p-i-n développé dans les chapitres précédents, permettent de modéliser le comportement électrothermique du pixel bolométrique de manière analytique, afin de proposer l'électronique de lecture la plus adaptée. Cette dernière étude aboutira à une estimation de la Puissance Minimale Détectable du pixel micro-bolométrique sub-THz imaginé dans ce projet.

## 5.3 Estimation des performances électrothermiques

Chaque pixel micro-bolométrique est un système opto-électro-thermique. L'étude électromagnétique précédente a abouti à une architecture intéressante de matrice pour l'imagerie passive, en optimisant la conversion optique-thermique sur la bande sub-THz d'intérêt au sein d'un réseau de pixels.

La conversion thermique-électrique est ensuite assurée par le thermomètre à diode latérale silicium, dont le comportement électrothermique a été décrit en détails dans les trois chapitres précédents. Comme tout système d'instrumentation, un imageur bolométrique matriciel nécessite un conditionnement approprié de son signal électrique de sortie, en l'occurrence le courant de la diode. La stratégie de lecture de signal est donc un point fondamental dans le développement d'un nouveau bolomètre.

### 5.3.1 Modèle électrothermique et stratégie de lecture du signal

L'intérêt principal d'une diode silicium est son TCC, dépassant  $20 \%.K^{-1}$  à 80 K, associé à un faible bruit basse fréquence en faible injection. Ce régime de polarisation entraîne une dépendance exponentielle du courant à l'inverse de la température, lorsque la diode est polarisée sous une tension directe constante. Ce fonctionnement est analogue à un thermistor semiconducteur classique, possédant un TCR négatif. Néanmoins, la plage de tension optimale en terme de performance est réduite par rapport à un simple thermistor. Elle est comprise entre la tension minimale du régime de diffusion de la diode, soit  $\sim 0.98 \text{V}$  et  $V_{FI} \sim 1.04 \text{V}$  à 80 K, dont l'expression est donnée par la formule 2.18 du chapitre 2.

Le second avantage d'une diode est un bruit basse fréquence très limité en régime de faible injection. Il faut donc veiller à ce que le bruit limitant de l'imageur reste celui du thermomètre, sans le dégrader par son électronique de polarisation et de lecture. L'expérience acquise au département DOPT en imagerie bolométrique THz et démontrée en partie dans la thèse de J. Meilhan peut être mise à profit et adaptée à ce projet.

Le choix d'une lecture du signal par obturation globale autorise la lecture puis la remise à zéro simultanées de tous les pixels de la matrice. Ce mode de lecture permet une intégration du signal sur un temps qui est proche de la cadence image. Cela minimise la bande d'intégration du bruit du thermomètre, ce qui est bénéfique pour obtenir le meilleur rapport signal-à-bruit possible. Cette solution est envisageable pour des micro-bolomètres sub-THz car la surface disponible au sein de chaque pixel est suffisante pour intégrer l'électronique de lecture nécessaire.

Afin de proposer une architecture de lecture adaptée à la diode, il faut tout d'abord modéliser son comportement électrothermique au sein du bolomètre.

### 5.3.1.1 Bilan thermique d'un bolomètre à diode

**Equation d'état** Le comportement d'un bolomètre est régi par l'équation bilan 5.14, comme déjà indiqué dans la section 1.5.1 :

$$P_{bol}(t) = P_{abs} + P_J - P_{fuite} \quad (5.14)$$

$P_{bol}$  est la puissance stockée dans la membrane.  $P_{abs}$  est la puissance optique absorbée par le bolomètre.  $P_J$  est la puissance Joule dissipée par la polarisation de la diode, avec une polarisation à tension constante.  $P_{fuite}$  est la puissance perdue par la membrane et dépend de son isolation thermique vis-à-vis de l'environnement maintenu à une température  $T_0$  autour du bolomètre.

La diode est polarisée par une tension imposée et son courant dépend de la température. Sur la plage de variation de température  $\Delta T$  considérée, les hypothèses suivantes sont faites :

- La température  $T_d$  de la planche suspendue, égale à celle de la diode, est uniforme dans tout le volume de la membrane.
- La capacité calorifique  $C_{th}$  de la membrane est indépendante de la température.

En considérant une planche bolométrique de température uniforme, son comportement s'apparente à celui d'un système du premier ordre, où la variable est la température  $T_d(t)$ . Elle est égale à  $T_d(t) = T_0 + \Delta T(t)$ , où  $\Delta T$  désigne l'élévation de température par rapport au plan focal réglé à la température  $T_0 = 80$  K.

$P_{bol}$  peut alors s'exprimer par :

$$P_{bol}(t) = C_{th} \frac{d(T_d(t) - T_0)}{dt} = C_{th} \frac{dT_d(t)}{dt} \quad (5.15)$$

L'expression de  $P_{abs}$  est donnée par :

$$P_{abs} = \int_f \gamma_{dip}(f) P_{THz}(f) df \quad (5.16)$$

où  $\gamma_{dip}$  représente l'absorption du dipôle.

L'expression de  $P_J$  est donnée par :

$$P_J = V_{pol} I [T_d(t)] \quad (5.17)$$

$P_{fuite}$  comprend les pertes thermiques par conduction et par échange radiatif. Aucune perte par convection n'est considérée car le bolomètre est placé sous vide secondaire. Elle s'exprime par :

$$P_{fuite} = P_{cond} + P_{rad} = \frac{1}{R_{th}} (T_d(t) - T_0) + P_{rad} [T_d(t)] \quad (5.18)$$

$P_{cond}$  : puissance perdue par conduction à travers les bras de suspension de résistance thermique  $R_{th}$ .

$P_{rad}$  : puissance perdue par radiation, où la membrane suspendue se comporte comme un corps gris de température  $T_d > T_0$ .

L'équation bilan 5.14 est donc équivalente à l'équation différentielle temporelle 5.19 de la variable  $T_d$  :

$$\frac{dT_d(t)}{dt} = \frac{1}{C_{th}} \left[ P_{abs} + V_{pol} I [T_d(t)] - \frac{1}{R_{th}} (T_d(t) - T_0) - P_{rad} [T_d(t)] \right] \quad (5.19)$$

Les pertes par rayonnement correspondent au terme d'échange radiatif entre la planche, de température  $T_d$ , et son environnement régulé à la température  $T_0$ . La puissance  $P_{rad}$  évolue typiquement suivant  $\propto (T_d^4 - T_0^4)$ . Elle dépend de la géométrie et des propriétés d'émission des surfaces en regard. La problématique est évoquée en annexe 6.3.9. Dans le cas de ce pixel sub-THz, l'évaluation correcte de  $P_{rad}$  nécessite une résolution numérique réalisable à l'aide d'un solveur par éléments finis 3D.

**Fonctionnement dynamique du bolomètre sous polarisation** La polarisation par une tension constante de la diode va induire son auto-échauffement, à cause de l'isolation thermique  $R_{th}$  due aux bras de suspension. Le courant circulant dans la diode va augmenter avec la température  $T_d$ , en raison de la valeur positive de son TCC, même si  $P_{abs} = 0$ .

Cet effet induit une boucle de contre-réaction positive sur la température  $T_d$ . L'ensemble des effets dynamiques liés à la variation de  $T_d$ , comme l'auto-échauffement et les pertes radiatives résultantes, peut être pris en compte par l'intermédiaire d'une unique résistance thermique effective  $R_{th-eff}$ .

$$R_{th-eff}^{-1} = R_{th}^{-1} + \frac{dP_{rad}}{dT} - \frac{dP_J}{dT} \quad (5.20)$$

En faisant l'hypothèse que  $V_{pol}$  est constant et que  $\frac{dI}{dT} = TCC \times I$ , alors  $\frac{dP_J}{dT} = TCC \times P_J > 0$ .  $P_{rad}$  augmente aussi avec  $T_d$ , d'où,  $\frac{dP_{rad}}{dT} > 0$ . Cependant, en faisant l'approximation de pertes radiatives négligeables dans un premier temps, le terme  $\frac{dP_{rad}}{dT}$  l'est aussi dans l'équation 5.20. Cela implique alors  $R_{th-eff} > R_{th}$ . La réponse du bolomètre sous polarisation à tension constante, pour une puissance optique absorbée donnée, est donc augmentée par rapport au cas non polarisé.

### 5.3.1.2 Choix du mode de lecture avec polarisation en tension

Deux modes de lecture sont possibles :

1. Une lecture en continu. La tension appliquée  $V_{pol}$  est constante au cours du temps. Son niveau entraîne un courant  $I(T_d)$  dont la valeur permet un certain auto-échauffement au cours du temps. La valeur de  $V_{pol}$  doit être judicieusement choisie pour éviter un effet d'emballement thermique où  $T_d$  ne cesse d'augmenter, sans stabilisation au bout de plusieurs  $\tau_{th}$ , même en l'absence de rayonnement incident ( $P_{abs} = 0$ ) et où la résistance thermique effective  $R_{th-eff}$  devient infinie. Si on néglige  $P_{rad}$  dans le bilan, alors ce critère de stabilité est respecté pour  $I < \frac{1}{V_{pol} \times TCC \times R_{th}}$ .

2. Une lecture pulsée dans le temps. Cette solution est souvent appliquée dans le cas d'un thermistor semiconducteur. La polarisation pulsée permet de générer un auto-échauffement important sur un temps beaucoup plus court que la constante de temps thermique du bolomètre, en utilisant des courants de l'ordre de  $1 \mu\text{A}$ . Le thermistor se prête bien à ce mode de polarisation car il suffit d'augmenter  $V_{pol}$  pour augmenter de manière linéaire le courant pour une température initiale  $T_0$ .

Dans le cas d'un thermomètre à diode p-i-n silicium, la polarisation optimale se situe en régime de diffusion. Dans cette gamme, la valeur du TCC est maximale avec un bruit proche du bruit minimal de Schottky dans un cas idéal. Or, dans ce régime  $V_{pol}$  se situe autour de 1 V à 80 K. La densité linéique de puissance Joule générée est typiquement comprise entre  $2 \times 10^{-11} \text{W} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  et  $4 \times 10^{-9} \text{W} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ .

Le mode de polarisation pulsée n°2 semble plus compliqué à mettre en oeuvre, car la puissance Joule dissipée sur un temps très court ne sera pas suffisante pour générer un auto-échauffement significatif de la diode et ainsi augmenter la réponse du bolomètre, c'est-à-dire la valeur de  $R_{th-eff}$ .

La solution n°1 permettra en revanche de profiter d'un auto-échauffement permanent et stabilisé, dont la valeur va dépendre de  $V_{pol}$ , du dopage de la diode p-i-n, de la longueur de sa base  $L_i$  et de sa largeur  $W$ . L'objectif est alors d'optimiser cette valeur d'auto-échauffement, correspondant à une valeur de  $R_{th-eff}$  permettant un gain maximal sur la réponse du bolomètre, tout en respectant le critère de stabilité du mode de lecture en continu et en conservant un bruit basse fréquence faible du thermomètre.

Cependant, la puissance optique absorbée  $P_{abs}$  contribue aussi à l'élévation de température du bolomètre. Elle alimente donc la contre-réaction positive sur  $P_J$  et participe à la valeur de  $R_{th-eff}$ . Dans la recherche d'un point de fonctionnement optimal, il faut donc considérer la valeur maximale de puissance optique absorbée  $P_{abs-max}$ , afin de prévenir le risque d'emballement thermique. C'est pourquoi il est important d'évaluer la dynamique de la scène observée dans la gamme sub-THz.

En prenant la loi de rayonnement d'un corps noir à  $100^\circ\text{C}$ , soit 373 K, pour un objet en limite de diffraction se trouvant à une distance de 1 m du détecteur avec un objectif ouvert à  $f/1$ , la puissance absorbée par un pixel de la cellule C1 pourrait être au maximum de  $1.68 \times 10^{-9} \text{W}$  sur la bande 200 – 500 GHz. A titre conservatoire, une puissance admissible  $P_{abs-max} = 2 \times 10^{-9} \text{W}$  a été retenue.

De manière quantitative, la résolution de l'équation différentielle 5.19 est possible à l'aide d'un solveur numérique d'Equation Différentielle Ordinaire, comme le solveur ODE disponible sous Scilab®. Dans l'équation,  $I[T_d(t)]$  est explicitement déterminé à chaque instant en utilisant la formule 4.17 de la section 4.5 du chapitre 4 avec  $T_0 = 80 \text{K}$  et  $T_1 = T_d(t)$ . Les valeurs de  $I(V_{pol}, T_0)$  et du coefficient  $B$  sont extraites à partir des caractéristiques I-V simulées en TCAD pour  $T = 80 - 120 \text{K}$ .

### 5.3.1.3 Modélisation du bolomètre en régime transitoire

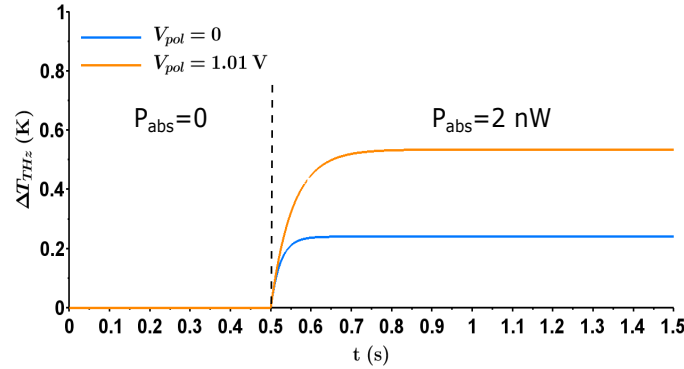
Le modèle numérique utilise les paramètres récapitulés dans le tableau 5.8. Comme déjà mentionné, la caractéristique I-V et le TCC de la diode  $\text{P}^+ - \text{N} - \text{N}^+$  utilisés dans le modèle proviennent de simulations TCAD. Afin de rester cohérent avec les valeurs issues de l'étude thermique 5.2.3, un  $R_{th}$  de  $120 \text{MK} \cdot \text{W}^{-1}$  et un  $C_{th}$  de  $200 \text{pJ} \cdot \text{K}^{-1}$  sont retenus.

Pour cette étude, les pertes radiatives ont été considérées comme négligeables par rapport aux pertes par conduction. Les résultats avancés sont donc le seuil haut des performances atteignables par le bolomètre avec les paramètres utilisés.

Bolomètre		Diode	
$R_{th}$ (K.W <sup>-1</sup> )	$1.2 \times 10^8$	$e_{SOI}$ (nm)	50
$C_{th}$ (J.K <sup>-1</sup> )	$2.0 \times 10^{-10}$	$L_i$ (μm)	5
$T_0$ (K)	80	$P^+$ (cm <sup>-3</sup> )	$3 \times 10^{19}$
		$N$ (cm <sup>-3</sup> )	$10^{17}$
		$\tau_{300K}$ (s)	$10^{-7}$
		$W$ (μm)	50
		$V_{pol}$ (V)	1.01

TABLE 5.8 – Paramètres du modèle électrothermique du bolomètre à diode.

La figure 5.30 compare deux réponses indicielles  $\Delta T_{THz}(t)$  pour  $P_{abs} = 2 \text{ nW}$ , déposée à partir de  $t = 0.5 \text{ s}$ , avec (courbe orange) et sans (courbe bleue) polarisation de la diode. Afin d'obtenir l'élévation de température uniquement due à la puissance sub-THz absorbée dans le cas polarisé, il est courant d'utiliser un bolomètre dit d'ébasage. Ce dernier est également polarisé avec  $V_{pol} = 1.01 \text{ V}$ , mais il ne reçoit pas de flux optique ( $P_{abs-eb} = 0$ ). Sa température  $T_{d-eb}(t)$  est donc entièrement déterminée par l'échauffement Joule dû à la polarisation.  $\Delta T_{THz}(t)$  est alors obtenue simplement en retranchant la température instantanée du bolomètre d'ébasage à celle du bolomètre sensible, tel que  $\Delta T_{THz}(t) = T_d(t) - T_{d-eb}(t)$ .


 FIGURE 5.30 – Comparaison de la réponse indicuelle  $\Delta T_{THz}(t)$  du bolomètre, pour une puissance optique absorbée  $P_{abs} = 2 \text{ nW}$  à partir de  $t = 0.5 \text{ s}$ , entre une polarisation nulle de la diode (courbe bleue) et une polarisation en tension continue (courbe orange).

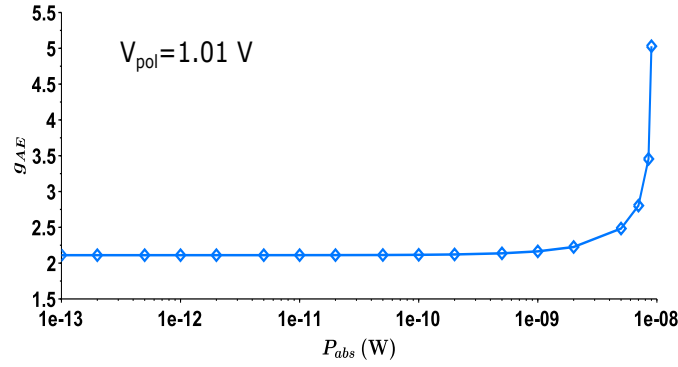
Sur la figure 5.30, pour la courbe avec polarisation (orange), lorsque  $t \rightarrow +\infty$ ,  $\Delta T_{THz}$  atteint un plateau en régime permanent avec  $R_{th-eff} = 2.67 \times 10^8 \text{ K.W}^{-1}$ , soit 2.2 fois la résistance thermique de conduction. Il est possible de définir un gain  $g_{AE}$ , propre à l'auto-échauffement du bolomètre, en fonction de  $P_{abs}$  :

$$g_{AE} = \frac{\Delta T_{THz}}{R_{th} P_{abs}} = \frac{R_{th-eff}}{R_{th}} \quad (5.21)$$

La figure 5.31 illustre bien l'augmentation de  $g_{AE}$ , lorsque  $P_{abs}$  est supérieure ou égale à 1 nW. La puissance THz absorbée n'est alors plus négligeable par rapport à la puissance Joule électrique dissipée par la diode ( $P_J \approx 13 \text{ nW}$ ). Cette augmentation significative correspond à l'amorçage de l'emballage thermique, qui est effectif pour  $P_{abs} \geq 9 \text{ nW}$ .

En revanche, pour des puissances inférieures à 1 nW,  $g_{AE}$  est stable à une valeur de 2.1. Le résultat de la figure 5.31 montre que le point de fonctionnement sélectionné pour le bolomètre possédant les paramètres du tableau 5.8 permet un gain de réponse par auto-échauffement stable sur la dynamique de scène considérée, jusqu'à la valeur de  $P_{abs-max}$  définie à 2 nW.




 FIGURE 5.31 – Facteur de gain  $g_{AE}$  sur la réponse thermique  $\Delta T_{THz}(t)$  en fonction de  $P_{abs}$ .

Néanmoins, la contre-partie de ce gain en sensibilité est la multiplication par  $g_{AE}$  de la constante de temps thermique du bolomètre. En effet, dans ce cas,  $\tau_{th-eff} = R_{th-eff}C_{th} = \frac{R_{th-eff}}{R_{th}}\tau_{th} = g_{AE}\tau_{th}$ . En revanche, comme la température atteinte par l'auto-échauffement seul n'est que  $T_{d-eb} = 82.7$  K, cela ne devrait pas modifier de manière significative le bruit basse fréquence de la diode.

Il faut également définir un circuit de lecture, fonctionnant à 80 K, qui ne dégrade pas le bruit intrinsèque de la diode silicium. Sa caractéristique courant-tension fortement non-linéaire et la valeur élevée de son TCC à 80 K imposent d'adapter l'architecture utilisée actuellement pour l'imageur THz actif du CEA Leti [46].

### 5.3.2 Architecture de lecture et Puissance Minimale Détectable

Le comportement en température du courant de la diode en régime de diffusion peut être approché par une loi de type Arrhenius, à l'instar d'une thermistance semiconductrice, d'après l'équation 4.17 du chapitre 4.

De plus, la lecture en courant, avec une polarisation en tension du thermomètre, permet de tirer profit du TCC élevé de la diode à 80 K et de l'auto-échauffement résultant, comme l'a montrée la partie 5.3.1 précédente. Ce type d'architecture a déjà été mis en oeuvre avec succès sur les bolomètres THz actifs du CEA Leti et a été étudié de manière exhaustive dans la thèse de Jérôme Meilhan [46].

L'objectif de cette partie est de présenter une architecture de lecture du pixel sub-THz qui dégrade le moins possible le bruit intrinsèque du thermomètre à diode, au niveau des deux premiers étages, c'est-à-dire sa polarisation et l'intégration du signal lié au flux sub-THz absorbé.

#### 5.3.2.1 Pont bolométrique en injection directe

Comme déjà indiqué, le signal utile  $I_{utile}$  est la partie du courant dû à  $P_{abs}$ , selon l'expression 5.22. Pour l'obtenir, on effectue une lecture différentielle entre le courant  $I_{THz}$  issu d'un bolomètre sensible et celui  $I_{eb}$  issu d'un bolomètre d'ébasage, uniquement dû à l'auto-échauffement de la diode.

$$I_{utile} = I[T_{d-THz}] - I[T_{d-eb}] = I_{THz} - I_{eb} \quad (5.22)$$

Cette configuration de lecture suppose que le bolomètre de compensation permette d'ébaser complètement le signal inutile, lié à tous les effets dynamiques de l'auto-échauffement hormis celui du signal sub-THz incident. Pour cette étude, il est donc fait l'hypothèse que la différence de configuration radiative entre le bolomètre sensible, équipé d'un dipôle métallique, et le bolomètre d'ébasage, qui pourra en être dépourvu et n'est pas placé sous un patch, n'induit aucun

biais sur la valeur de  $I_{utile}$ . En pratique, cette hypothèse est vérifiée tant que les pertes radiatives des deux bolomètres restent négligeables devant les pertes par conduction.

L'architecture sélectionnée est qualifiée d'injection directe : chaque thermomètre, sensible et ébaseur, est polarisé au moyen d'un transistor MOS. Un couple (thermomètre + transistor) constitue une branche du pont bolométrique. La branche sensible est celle qui reçoit le flux sub-THz et la branche de compensation est celle du bolomètre d'ébasage.

La structure élémentaire en technologie CMOS autorise la polarisation simultanée des deux bolomètres en utilisant le PMOS pour la polarisation de la branche active et le NMOS pour celle de la branche de compensation. Le signal utile est ensuite dirigé vers un montage intégrateur. Cette architecture est schématisée sur la figure 5.32. Par leur placement en série, le courant circulant dans le transistor PMOS est identique à celui traversant la diode sensible  $I_{THz}$ , donné par l'équation différentielle 5.19. Il en est de même pour le NMOS avec le courant  $I_{eb}$ . Etant donné l'orientation des diodes, en faisant la loi des noeuds au point  $V_D$ , le courant amené à l'intégrateur est bien égal à  $I_{utile}$ .

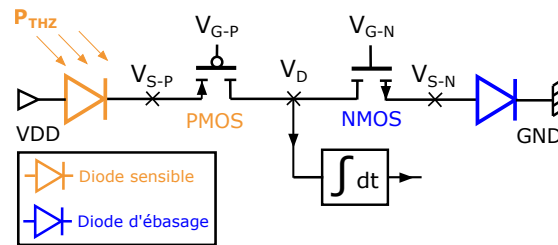


FIGURE 5.32 – Schéma de principe du circuit de lecture en courant par injection directe.

Afin d'étudier cette architecture, il faut avoir accès à une fonction numérique qui relie le courant d'un transistor MOS à ses paramètres de polarisation ( $V_S$ ,  $V_D$ ,  $V_G$ ) via la prise en compte de tous les paramètres influents (température, longueur du canal, rapport  $W/L$ , ...). Le modèle EKV est parfaitement adapté car il est très précis dans tous les régimes de fonctionnement du transistor MOS, à partir d'un nombre minimum de paramètres physiques [130]. Les travaux de Jérôme Meilhan ont démontré sa pertinence pour reproduire le comportement expérimental du circuit de lecture de la matrice de bolomètres en imagerie THz active. La description détaillée du modèle EKV est d'ailleurs également consultable en annexe de sa thèse [46].

Les fonctions de calcul du modèle EKV ont été traduites sous Scilab® pour réaliser cette étude. Comme le circuit de lecture est régulé à la température  $T_0 = 80$  K, les paramètres utilisés dans cette étude correspondent à la filière UMC  $0.18 \mu\text{m}$  3.3V STD à 77 K. Ils sont reportés dans la section 6.3.10 en annexe 6. Le modèle EKV intègre ensuite l'extrapolation des paramètres sur une gamme de température limitée, autour de la température d'extraction. La tension VDD est indiquée dans le nom de la filière et est égale à 3.3 V.

Il est à noter que dans le modèle EKV, les valeurs des potentiels ( $V_S$ ,  $V_D$ ,  $V_G$ ) sont référencées par rapport au potentiel du substrat  $V_B$ . Dans le cas d'un transistor NMOS (substrat de type P),  $V_B$  est égal à 0 V, alors que pour un transistor PMOS (substrat de type N) il est égal à VDD, soit 3.3 V pour la filière technologique considérée.

Afin de partager équitablement le potentiel VDD entre les deux branches, la tension de drain  $V_D$  est fixe et commune au PMOS et au NMOS, avec  $V_D = V_{BUS} = 1.65$  V. Les dimensions géométriques retenues pour les transistors sont :

- PMOS :  $L_{PMOS} = 3 \mu\text{m}$  et  $(W/L)_{PMOS} = 184/3$ .
- NMOS :  $L_{NMOS} = 6 \mu\text{m}$  et  $(W/L)_{NMOS} = 170/3$ .

L'un des avantages du transistor MOS est sa large plage de courant disponible, qui est tout à fait en adéquation avec le courant circulant dans la diode en régime de diffusion. La figure 5.33 montre un exemple de caractéristique  $I(V_S)$  d'un transistor PMOS à 80 K en fonction de  $V_{S-P}$  pour  $V_D = 1.65$  V et  $V_{G-P} = 1$  V, simulée à partir du modèle EKV.

Pour la diode p-i-n décrite dans le tableau 5.8, le courant initial  $I(V_{pol} = 1.01$  V,  $T_0 = 80$  K) =  $1.3 \times 10^{-8}$  A correspond typiquement au courant s'établissant dans un transistor PMOS faiblement inversé en régime de triode.

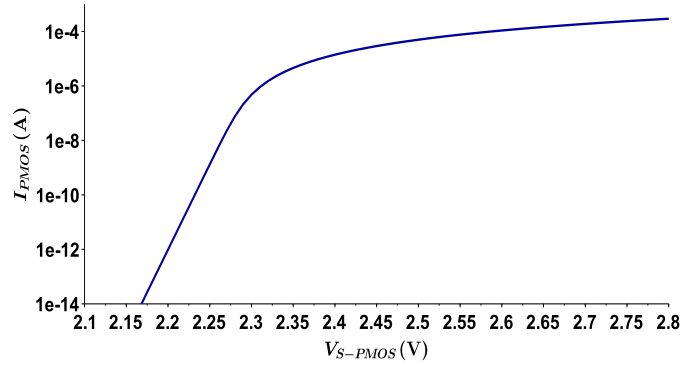


FIGURE 5.33 – Valeur absolue du courant d'un transistor PMOS  $I_{PMOS}$  à 80 K en fonction de  $V_{S-P}$ , avec  $V_D = 1.65$  V et  $V_{G-P} = 1$  V, calculée à partir du modèle EKV.

Dans la configuration de la figure 5.32, les valeurs de  $V_{S-P} = 2.29$  V et  $V_{S-N} = 1.01$  V sont imposées par le point de polarisation souhaitée de la diode, à savoir  $V_{pol} = V_{DD} - V_{S-P} = V_{S-N} = 1.01$  V.

Comme le courant des diodes varie avec leur échauffement, il faut que le courant des MOS d'injection, qui sont eux thermalisés à 80 K, puisse faire de même. A partir du modèle EKV, avec  $V_{S-P}$  et  $V_{S-N}$  constantes, il est alors possible de déterminer à chaque instant  $V_{G-P}(t)$  et  $V_{G-N}(t)$  en utilisant le solveur numérique d'équations non-linéaires FSOLVE de Scilab® pour résoudre  $I_{THz} - I_{PMOS} = 0$  et  $I_{eb} - I_{NMOS} = 0$ .

D'après la figure 5.34, la variation de  $V_{G-P}(t)$  à respecter pour l'auto-échauffement associé à une puissance THz absorbée de 2 nW est très faible, de l'ordre de 6 mV au total. Cela ne présente donc pas de problème particulier sur la dynamique de polarisation d'un transistor MOS.

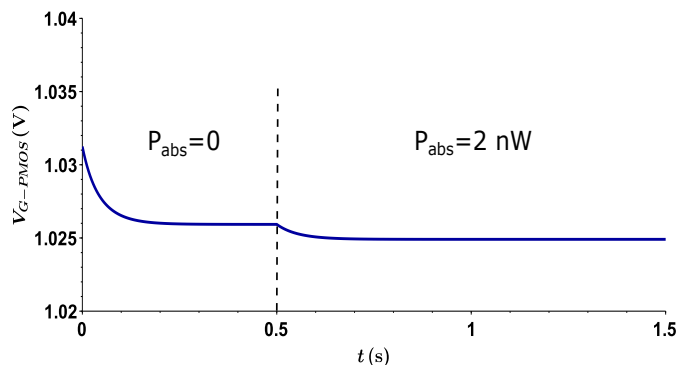


FIGURE 5.34 – Tension de grille  $V_{G-P}(t)$  correspondant à  $I[T_{d-THz}(t)] - I_{PMOS} = 0$ , avec  $V_D = 1.65$  V et  $V_{S-P} = 2.29$  V.

Cette partie a permis de mettre en évidence qu'une structure par injection directe, au moyen de transistors CMOS, était adaptée pour réaliser la polarisation en tension de la diode sensible et de la diode d'ébasage au sein d'un même pixel. Néanmoins, l'objectif est de définir un circuit de lecture qui n'ajoute pas de bruit basse fréquence supérieur à celui du thermomètre. Il est

donc nécessaire de réaliser une analyse du bruit équivalent du pixel en petit signal pour s'en assurer ou, le cas échéant, procéder à des modifications du circuit.

### 5.3.2.2 Analyse petit signal du bruit pixel

**Bruit équivalent d'une branche en injection directe (DI)** Le formalisme est similaire à celui déjà utilisé pour modéliser le bruit en petit signal de la diode p-i-n latérale dans la partie 4.2.3.3 du chapitre 4. Comme la diode fonctionne en régime de diffusion, son impédance équivalente est égale à sa résistance dynamique  $r_d = \frac{qI}{\eta kT}$ .

Pour les basses fréquences inférieures à 100 Hz, le courant en petit signal d'un transistor MOS  $i_{MOS}$  peut être représenté comme la variation locale de son courant continu  $I_{MOS}$  autour de son point de polarisation ( $V_S, V_D, V_G$ ), suivant l'expression 5.23. Par convention, dans le modèle EKV, le courant  $I_{MOS} = I_{DS}$ .

$$i_{MOS} = dI_{MOS} = \left. \frac{\partial I_{MOS}}{\partial V_S} \right|_{V_D, V_G} dV_S + \left. \frac{\partial I_{MOS}}{\partial V_D} \right|_{V_S, V_G} dV_D + \left. \frac{\partial I_{MOS}}{\partial V_G} \right|_{V_D, V_S} dV_G \quad (5.23)$$

Les transconductances de source  $g_{mS}$ , de drain  $g_{mD}$  et de grille  $g_{mG}$  sont alors définies telles que  $g_{mS} = -\left. \frac{\partial I_{MOS}}{\partial V_S} \right|_{V_D, V_G}$ ,  $g_{mD} = \left. \frac{\partial I_{MOS}}{\partial V_D} \right|_{V_S, V_G}$ ,  $g_{mG} = \left. \frac{\partial I_{MOS}}{\partial V_G} \right|_{V_D, V_S}$ .  $g_{mD}$  correspond à l'inverse de la résistance de sortie du transistor MOS (plus classiquement désignée par le symbole  $r_{ds}$ ) et  $g_{mG}$  correspond à la transconductance du transistor MOS (plus classiquement désignée par le symbole  $g_m$ ).

Comme le transistor MOS est connecté par sa source à la diode, il sera donc représenté uniquement par sa transconductance de source  $g_{mS}$  dans l'analyse du bruit équivalent d'une branche d'injection directe. Son impédance équivalente est donc égale à  $1/g_{mS}$ .

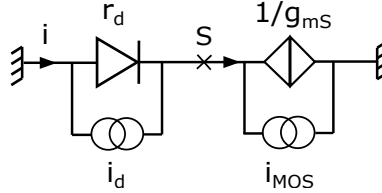


FIGURE 5.35 – Schéma petit signal de la branche sensible du pont bolométrique.

En appliquant le théorème de superposition à partir du schéma 5.35, le courant petit signal équivalent  $i$  peut s'écrire :

$$i = \frac{1}{r_d + \frac{1}{g_{mS}}} \left( r_d i_d + \frac{i_{MOS}}{g_{mS}} \right) = \frac{g_{mS} r_d}{1 + g_{mS} r_d} i_d + \frac{1}{1 + g_{mS} r_d} i_{MOS} \quad (5.24)$$

Le rapport  $\frac{g_{mS} r_d}{1 + g_{mS} r_d}$  constitue ce que l'on appelle le rendement d'injection  $\eta_{inj}$  de la diode dans la branche d'injection directe. Par analogie, l'expression 5.24 est identique pour la branche sensible et celle d'ébasage.

En sommant quadratiquement les contributions, la DSP de bruit en courant d'une branche d'injection directe  $S_{I-DI}$  est donnée par l'expression 5.25, où  $S_d$  est la DSP de bruit en courant de la diode et  $S_{MOS}$  celle du transistor d'injection :

$$S_{I-DI} = \eta_{inj}^2 \times S_d + (1 - \eta_{inj})^2 \times S_{MOS} \quad (5.25)$$

Le critère pour avoir  $S_{I-DI} \approx S_d$  serait de respecter  $\eta_{inj} \rightarrow 1$ , soit  $g_m s r_d \gg 1$ . Or, l'application numérique donne  $\eta_{inj-THz} \approx 0.51$  et  $\eta_{inj-eb} \approx 0.52$  pour  $V_{pol} = 1.01$  V et  $P_{abs} = 2$  nW. Pour les deux branches, cela signifie que le poids relatif de  $S_{MOS}$  est quasiment identique à celui de  $S_d$  dans la détermination de  $S_{DI}$ . Il convient alors d'évaluer  $S_{MOS}$  et  $S_d$ , afin de connaître la valeur de l'une par rapport à l'autre.

- $S_d$  est égale à la DSP de bruit totale de la diode au sein du bolomètre. Elle est égale à l'addition de la DSP de bruit intrinsèque en courant de la diode  $S_{I-int}$ , donnée par l'expression 4.12 et calculée pour  $V_{pol} = 1.01$  V, avec la DSP du bruit de phonons en courant  $S_{I-phon}$ , spécifique d'un système isolé thermiquement.

En considérant une variation petit signal de la température  $\delta T$ , la DSP du bruit de fluctuations thermodynamiques fondamentales du bolomètre  $S_T$ , autrement appelé bruit de phonons, s'exprime par [47] :

$$\overline{\delta T}^2 = S_T = \frac{4kT_d^2 R_{th-eff}}{\left(1 + (\omega \tau_{th-eff})^2\right)} \quad (5.26)$$

En utilisant la relation  $\delta I = TCC \times I \times \delta T$  valable pour la diode, la DSP du bruit de phonons en courant  $S_{I-phon}$  s'exprime par :

$$S_{I-phon} = \frac{4kT_d^2 R_{th-eff} (TCC \times I)^2}{\left(1 + (\omega \tau_{th-eff})^2\right)} \quad (5.27)$$

Concernant  $S_{I-int}$ , la diode est en régime de diffusion, donc la résistance série  $R_S$  est largement négligeable devant  $r_d$ . Cette condition  $R_S \ll r_d$  se traduit théoriquement par  $S_{I-int} \sim S_{I-d} = 2qI \left(1 + \frac{\alpha_{H-d}}{2\tau_{eff}f}\right)$ , tant que la part de bruit en  $1/f$  de  $S_{I-R_S}$  n'est pas très grande devant la DSP de bruit thermique  $\frac{4kT}{R_S}$ . La valeur de  $R_S$  englobe les résistances d'accès à la diode dues aux lignes de TiN des bras de suspension.

- Pour la valeur de  $S_{MOS}$ , le modèle EKV fournit aussi une expression de la DSP de bruit total en courant, égale à l'addition du bruit thermique généré par la résistance du canal et d'une composante de bruit en  $1/f$  :

$$S_{MOS} = 4kT \frac{\mu_{eff-MOS}}{L_{MOS}^2} Q_i + \frac{KF g_{mG}^2}{W_{MOS} L_{MOS} C_{ox} f^{AF}} \quad (5.28)$$

$Q_i$  (C) : charge d'inversion dans le canal d'un transistor MOS.

$C_{ox}$  (F.m<sup>-2</sup>) : capacité surfacique de l'oxyde de grille du transistor MOS.

$\mu_{eff-MOS}$  (m<sup>2</sup>.V<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>) : mobilité effective des porteurs de charge dans le canal d'un transistor MOS.

$KF$  (W.Hz<sup>-1</sup>) : paramètre de bruit en  $1/f$  du transistor MOS.

$AF$  : puissance de dépendance fine à la fréquence du bruit en  $1/f$  du transistor MOS,  $AF \sim 1$ .

Les DSP  $S_{I-phon}$ ,  $S_{I-int}$ ,  $S_d$  et  $S_{MOS}$  ont été tracées pour la branche sensible sur le graphique 5.36, dont l'observation conduit à deux constatations principales :

- Le bruit de phonons est largement inférieur au bruit intrinsèque de la diode.  $S_{I-phon} \sim S_{I-int}/3$  pour  $f = 1$  Hz, puis décroît rapidement. Il est presque deux décades en-dessous de  $S_{I-int}$  à 10 Hz.
- Le bruit du transistor PMOS est deux décades au-dessus de  $S_d$ , lorsque  $S_{I-int}$  reste proche du bruit de Schottky, avec une part faible de bruit en  $1/f$ .

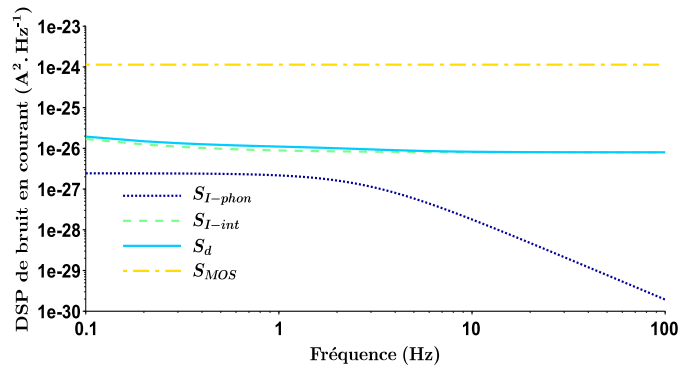


FIGURE 5.36 – Comparaison des DSP de bruit en courant de la diode sensible et du transistor PMOS d'injection directe, pour  $P_{abs} = 2\text{ nW}$ .

Le bruit total du pont bolométrique est donc largement dominé par le bruit des transistors en injection directe, ce qui n'est pas pertinent pour la lecture du thermomètre à diode. Cependant, l'application d'une modification très connue dans les circuits de lecture pour les capteurs CCD [131] ou les photodiodes IR [132], nommée BDI<sup>9</sup>, peut permettre de réduire l'impact du bruit du transistor sur la réponse du bolomètre.

**Bruit équivalent d'une branche en injection directe bufferisée (BDI)** La modification proposée consiste à ajouter un Amplificateur Opérationnel (AOP) entre la source  $S$  et la grille  $G$  des transistors, comme indiqué par le schéma de la figure 5.37. Cette architecture permet de reporter les variations de  $V_S(t)$ , liées à l'évolution du courant par rétroaction sur  $V_G$ .

La source est connectée à l'entrée inverseuse de l'AOP. L'entrée non inverseuse est quant à elle polarisée par une tension permettant d'obtenir une chute de tension directe de 1.01 V aux bornes des deux diodes, soit  $V_{BDI-PMOS}^+ = 2.29\text{ V}$  et  $V_{BDI-NMOS}^+ = 1.01\text{ V}$ .

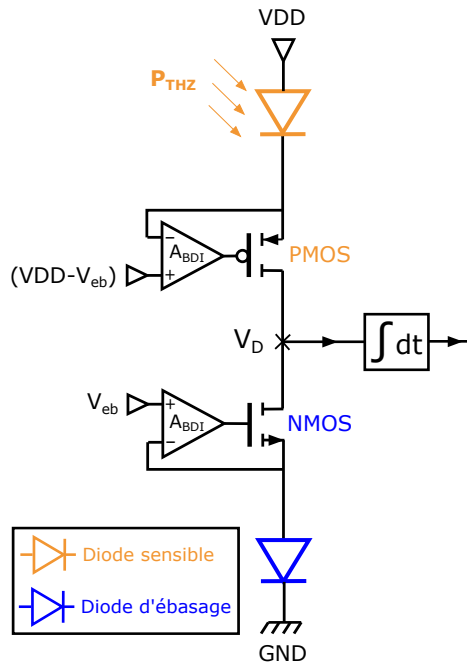


FIGURE 5.37 – Schéma du circuit de lecture en courant par injection directe bufferisée (BDI).

Sa transcription en petit signal sur le schéma 5.38, pour la branche active, permet de calculer le nouveau rendement d'injection de la BDI  $\eta_{inj-BDI}$ . En première approche, l'AOP est

9. Acronyme anglo-saxon pour « Buffered Direct Injection ».

considéré idéal avec des courants d'entrée nuls. L'AOP n'est alors défini que par son gain en boucle ouverte  $A_{BDI}$ .

La transconductance équivalente du transistor MOS  $g_{m-eg}$ , vue de la source, est augmentée pour devenir égale à  $g_{m-eg} = g_{mS} + A_{BDI} \times g_{mG}$ . A partir de l'expression 5.24, il est possible d'en déduire l'expression de  $\eta_{inj-BDI}$  :

$$\eta_{inj-BDI} = \frac{(g_{mS} + A_{BDI}g_{mG})r_d}{1 + (g_{mS} + A_{BDI}g_{mG})r_d} \quad (5.29)$$

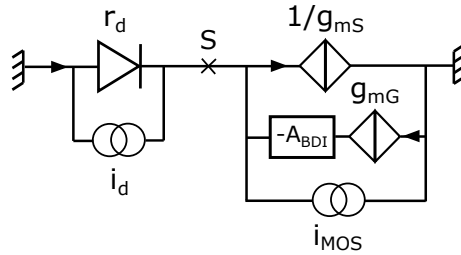


FIGURE 5.38 – Schéma petit signal de la branche sensible du pont bolométrique avec BDI.

D'après la formule 5.29, la valeur de  $\eta_{inj-BDI}$  est maintenant contrôlée par le gain  $A_{BDI}$ . En prenant un gain égal à  $100^{10}$ ,  $\eta_{inj-BDI-THz} \approx 0.988$  et  $\eta_{inj-BDI-eb} \approx 0.989$ .

A l'instar de la formule 5.25,  $S_{I-BDI} = \eta_{inj-BDI}^2 \times S_d + (1 - \eta_{inj-BDI})^2 \times S_{MOS}$ . La DSP de bruit en courant de la branche active peut alors être calculée. Le résultat est visible sur le graphique 5.39, avec une DSP totale de bruit dans la branche proche de  $S_d$ .

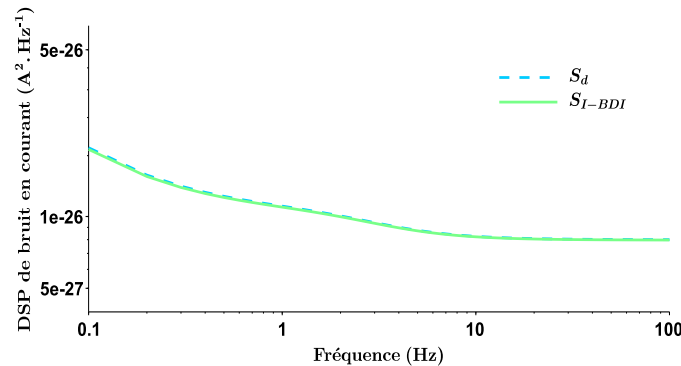


FIGURE 5.39 – Comparaison des DSP de bruit en courant de la diode et de la branche active en BDI, pour  $P_{abs} = 2\text{nW}$  et  $\eta_{inj-BDI-THz} \approx 0.988$ .

En pratique, un bruit basse fréquence lié à la polarisation appliquée sur l'entrée non inverseuse de l'AOP viendra s'ajouter au bruit généré par la branche d'injection. Il n'a pas été pris en compte dans ce modèle car l'ordre de grandeur du bruit en tension en entrée d'un amplificateur est typiquement d'une dizaine de  $\text{nV.Hz}^{-1/2}$  [131, 46]. Comme l'impédance équivalente de la branche d'injection s'apparente à  $r_d$ , car  $g_{m-eg} \gg 1/r_d$ , la DSP de bruit en courant générée par l'AOP ne devrait pas dépasser  $10^{-27} \text{A}^2.\text{Hz}^{-1}$ , à partir des expressions données dans [131], soit une valeur faible devant la DSP de la diode montrée sur la figure 5.39.

En général, la chaîne de lecture d'un capteur doit être conçue pour ne pas dégrader le bruit du capteur quelle que soit la gamme de fréquence considérée. L'injection directe bufferisée (BDI) paraît donc une solution appropriée pour réduire l'impact du bruit basse fréquence généré par les transistors MOS de polarisation sur le signal utile du pixel.

10. Les AOP ont typiquement des gains en boucle ouverte pouvant atteindre  $10^6$ , comme le LMC6035 de TI.

**Bruit rms après un étage d'intégration idéal** Le bruit limitant des branches active et d'ébasage est celui des diodes. Comme le courant utile  $I_{utile}$  est la soustraction du courant sensible et du courant d'ébasage, sa DSP de bruit résultante  $S_{I-utile}$  est l'addition de la contribution des deux branches :  $S_{I-utile} = S_{I-BDI-THz} + S_{I-BDI-eb} \approx S_{d-THz} + S_{d-eb}$ .

Ce courant  $I_{utile}$  est intégré pendant une durée  $T_{int}$  grâce à un montage intégrateur dédié, schématisé par son symbole mathématique  $\int$  sur les figures 5.32 et 5.37.

En négligeant le temps de remise à zéro de la matrice,  $T_{int}$  est équivalent à l'inverse de la cadence vidéo de l'imageur. L'intégration revient à convoluer une fonction porte  $\Pi(t)$  de durée  $T_{int}$  avec le courant de bruit.

Afin d'obtenir le bruit final rms  $i_{utile-rms}$ <sup>11</sup> en sortie d'un intégrateur idéal, il suffit d'intégrer dans le domaine fréquentiel le produit de la DSP de bruit et de la fonction porte :

$$i_{utile-rms} = \sqrt{\int_0^{+\infty} S_{I-utile} \left( \frac{\sin(\pi f T_{int})}{\pi f T_{int}} \right)^2 df} \quad (5.30)$$

Etant donné le gain d'auto-échauffement  $g_{AE}$  du bolomètre, la valeur retenue de  $T_{int}$  pourrait être  $T_{int} = g_{AE} \times 2\tau_{th} = 2\tau_{th-eff} \approx 4.2\tau_{th} \approx 100$  ms, soit une cadence effective de 10 images/sec, afin de tirer profit au maximum de l'augmentation de réponse thermique de la diode sous flux. L'application numérique de l'équation 5.30 donne les résultats du tableau 5.9.

$P_{abs}$ (nW)	$I_{utile}$ (A)	$i_{utile-rms}$ (A)
0.1	$1.11 \times 10^{-10}$	$2.99 \times 10^{-13}$
2	$2.43 \times 10^{-9}$	$3.09 \times 10^{-13}$

TABLE 5.9 – Estimation de  $i_{utile-rms}$  pour  $T_{int} = 100$  ms en fonction de la puissance sub-THz absorbée  $P_{abs}$ .

### 5.3.2.3 Estimation de la MDP

Il est maintenant possible d'estimer la performance du pixel bolométrique sub-THz refroidi à 80 K défini dans cette étude. Pour cela, la grandeur pertinente à évaluer est la Puissance Minimale Détectable  $MDP_{pixel}$ , exprimée en W. Elle correspond au seuil de détection du pixel, lorsque le signal généré par la puissance optique absorbée est égal au bruit rms.

Elle est définie par le rapport 5.31, où  $R_{I/P}$  désigne ici la réponse du pixel en  $A \cdot W^{-1}$  à une puissance optique sub-THz absorbée et s'exprime de manière générale par  $R_{I/P} = \frac{dI}{dP_{abs}}$ .

$$MDP_{pixel} = \frac{i_{utile-rms}}{R_{I/P}} \quad (5.31)$$

En considérant un créneau de puissance  $\Delta P_{abs}$  en régime de polarisation continue,  $R_{I/P} = \frac{\Delta I(t)}{\Delta P_{abs}}$ . D'après les résultats précédents, pour  $\Delta P_{abs}$  inférieure ou égale à  $10^{-9}$  W,  $g_{AE}$  est stable autour de 2.1. Il est alors possible d'estimer la MDP dans deux situations différentes. La valeur rms du bruit  $i_{utile-rms}$  utilisée est identique dans les deux cas avec un temps d'intégration du signal  $T_{int}$  égal à  $2\tau_{th-eff}$ .

11. Acronyme anglo-saxon de « root mean square ». Le courant de bruit rms correspond à la valeur efficace du courant de bruit, intégrée sur une période  $T_{int}$  et exprimée en A. Il représente la moyenne quadratique du bruit d'un courant alternatif et sera nécessaire pour le calcul de la Puissance optique Minimale Détectable (MDP) par le pixel sub-THz.



1. En régime complètement établi, avec une scène à imager très lente où le temps caractéristique est supérieur ou égal à  $5\tau_{th-eff}$ . Le bolomètre a alors le temps d'atteindre le plateau de température stabilisée correspondant au créneau  $\Delta P_{abs}$ .

$$R_{I/P} = \frac{I_{utile}}{P_{abs}} \approx 1.11 \text{ A.W}^{-1}.$$

La MDP est donc égale à  $MDP_{pixel} \approx 2.71 \times 10^{-13} \text{ W}$ , soit 271 fW.

2. En régime transitoire, avec une scène à cadence image où le temps caractéristique est égal à  $2\tau_{th-eff}$ .

$$I_{2\tau_{th-eff}} = (1 - \exp(-2)) I_{utile} \approx 0.865 \times I_{utile}.$$

$$R_{I/P} = \frac{I_{2\tau_{th-eff}}}{P_{abs}} \approx 0.96 \text{ A.W}^{-1}.$$

La MDP est donc égale à  $MDP_{pixel} \approx 3.13 \times 10^{-13} \text{ W}$ , soit 313 fW.

Une MDP de 313 fW pour une cadence de 10 images/sec constitue un résultat intéressant pour une application d'imagerie sub-THz passive en temps réel, qui requiert typiquement une MDP inférieure à 1 pW.

### 5.3.2.4 Bilan sur la modélisation électro-thermique du bolomètre

L'analyse du comportement dynamique du bolomètre à diode a permis d'optimiser son point de fonctionnement, à partir des données d'entrée récoltées en amont par, d'une part, l'étude du comportement électrothermique des diodes latérales silicium en régime cryogénique et, d'autre part, la conception du pixel sub-THz à l'aide de simulations 3D par éléments finis.

De plus, une solution pour la polarisation continue à tension constante des diodes au sein du circuit de lecture a été proposée et validée. L'injection directe bufferisée (BDI) constitue une architecture de lecture classique, largement utilisée pour la lecture des photodiodes et qui permet d'écranter le bruit du transistor d'injection, tout en conservant une tension stable de polarisation aux bornes de la diode. L'étage d'intégration du circuit de lecture reste toutefois à définir en pratique, car la dynamique de scène impose un courant maximal à intégrer  $I_{utile-max} = 2.43 \times 10^{-9} \text{ A}$  qui est considérable.

Avec un simple étage intégrateur type CTIA, une solution retenue pour le pixel THz actif au CEA Leti [46], la capacité d'intégration minimale devrait être de  $C_{int} = 150 \text{ pF}$  pour  $T_{int} = 0.1 \text{ s}$  et  $P_{abs} = P_{abs-max} = 2 \text{ nW}$  (correspondant à une tension de sortie du CTIA de  $V_{int} = 3.27 \text{ V}$ , à la limite de la filière UMC 3.3V utilisée dans cette étude).

Cette valeur de capacité représente 60 % de la surface du pixel de  $250 \times 250 \mu\text{m}^2$ , en considérant la valeur maximale de capacité des condensateurs MIM<sup>12</sup> haute densité intégrables dans la filière CMOS 0.18  $\mu\text{m}$  chez ON Semiconductor ( $4 \text{ fF} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ ). Un intégrateur de type CTIA n'est donc pas forcément la solution la plus pertinente dans ce cas. La conception du circuit d'intégration reste pour l'instant une problématique ouverte.

La MDP du pixel, estimée à environ 300 fW, suppose une diode  $P^+ - N - N^+$  latérale silicium avec  $L_i = 5 \mu\text{m}$  et  $W = 50 \mu\text{m}$ , fabriquée sur un SOI de 50 nm d'épaisseur. Son point de polarisation de 1.01 V a été sélectionné pour maximiser son auto-échauffement, sans emballage thermique, sur toute la dynamique de la scène (puissance sub-THz absorbée inférieure ou égale à 2 nW). Pour une configuration de dopage et une géométrie différentes de la diode, ce point de polarisation devra bien sûr être modifié.

En outre, la valeur de MDP calculée représente la sensibilité théorique maximale du pixel bolométrique sub-THz équipé de cette diode. En effet, les pertes radiatives ont été considérées

12. Acronyme anglo-saxon pour « Metal-Insulator-Metal ».

négligeables dans cette étude, mais leur évaluation précise n'a pas encore été faite. Elle sera nécessaire pour optimiser finement le dimensionnement du bolomètre en fonction de son impact sur la valeur du  $R_{th-ef}$ .

## Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude du pixel sub-THz refroidi à 80 K dans son ensemble.

Son dimensionnement électromagnétique a consisté à étudier une structure absorbante utilisant un couplage entre une antenne patch et un dipôle résistif. Il a conduit à sélectionner la cellule élémentaire C1 (figure 5.22), composée de quatre pixels de  $250 \times 250 \mu\text{m}^2$  chacun, permettant l'absorption d'une onde incidente non polarisée. L'absorption atteint 89 % à 345 GHz en lumière polarisée avec une bande passante qui est de 120 GHz, soit environ 35 % de la fréquence centrale.

Ce type de cellule, dont la dimension caractéristique est proche de la demi-longueur d'onde, devrait permettre d'estimer la polarisation de l'onde incidente, en effectuant le ratio des puissances absorbées sur chaque dipôle. La polarimétrie dans le domaine sub-THz peut être une fonction intéressante pour un imageur d'un point de vue applicatif, en apportant des renseignements supplémentaires sur la nature des objets imagés.

A la suite de l'étude électromagnétique, un empilement technologique a été proposé (figure 5.23). Un stage de Master 2 dédié à cette problématique, réalisé par Adrien Fournol, a permis d'identifier les paramètres influents sur la rigidité mécanique de la planche et de définir la forme et les dimensions des bras de suspension. Cette étude a permis d'optimiser le maintien mécanique de la planche bolométrique en assurant un niveau de réponse thermique suffisant pour une constante de temps thermique située entre 20 et 25 ms.

Ces données, associées à celles de la diode silicium en régime cryogénique, ont permis d'analyser le comportement électrothermique transitoire du bolomètre. Nous en avons déduit qu'une cadence de 10 images/sec était encore possible avec un gain d'auto-échauffement du thermomètre à diode  $g_{AE} = 2.1$ .

Une architecture de polarisation appelée Injection Directe Bufferisée (BDI), réalisable en filière CMOS, a été présentée. Elle est utilisée de manière classique pour la lecture du courant des photodiodes. Elle permet d'effectuer une lecture différentielle entre un bolomètre sensible et un bolomètre d'ébasage, afin d'intégrer uniquement la partie du courant de la diode liée à la puissance sub-THz absorbée. Son avantage principal est de ne pas dégrader le bruit rms généré par la diode.

La Puissance Minimale Détectable atteinte serait alors d'environ 300 fW. Cette valeur peut être estimée suffisante pour l'imagerie sub-THz passive qui nécessite typiquement une MDP inférieure ou égale à 1 pW.

Néanmoins, ce résultat pourra être ajusté par l'évaluation des pertes radiatives qui ont été négligées en première approche. A partir de leur expression analytique, le modèle numérique développé pourrait alors servir à déterminer la tension de polarisation et la largeur de la diode qui minimisent la MDP.

Dans la démarche de conception globale du bolomètre sub-THz, il serait également pertinent d'évaluer l'absorption du flux infrarouge provenant de la scène par le bolomètre, qui nécessitera probablement une solution de filtrage en amont, par exemple au niveau de la fenêtre optique du boîtier.



# Conclusion générale

## Résumé des travaux et des principaux résultats

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre 1, les fréquences sub-téraherz sont particulièrement intéressantes pour la détection d'objets cachés ou la vision à travers une atmosphère obscurcie par des poussières. Les différentes technologies d'imagerie passive existantes dans cette bande présentent des limitations qui les empêchent de couvrir l'ensemble de ces applications, soit à cause de leur température de fonctionnement (détecteurs supraconducteurs) ou encore de leur faible nombre de pixels (composants radiofréquences), ...

Ces travaux de thèse sont donc motivés par l'apport que représenterait un détecteur facilement intégrable en matrice grand format et relativement compacte. Ils portent sur l'étude d'un micro-bolomètre refroidi à base de diode silicium adapté à la bande sub-THz. L'objectif est d'étudier les performances atteignables par un tel micro-bolomètre, intégrant une jonction p-n silicium refroidie comme transducteur thermique. L'organisation du manuscrit reflète les différentes étapes de conception du détecteur.

Le travail principal est centré sur l'étude des jonctions p-n latérales réalisées dans une couche mince de silicium monocristallin. Les chapitres 2 et 3 présentent la théorie nécessaire à une modélisation du comportement électrothermique en régime cryogénique des diodes silicium latérales afin de déterminer leur résolution thermique, c'est-à-dire la différence de température pour laquelle le rapport signal sur bruit est égal à un. Contrairement à la majorité des travaux de la littérature qui exploite la variation de la tension à la température, le choix est fait de polariser la diode à tension constante. L'intérêt est de bénéficier de la dépendance exponentielle du courant à la température absolue lorsque la diode se trouve en faible injection. Cette variation est exprimée par la valeur du Coefficient de Température en Courant (TCC).

La diode possède un TCC très intéressant dans une vaste gamme de température, y compris à température ambiante où il atteint déjà  $8\% \cdot K^{-1}$  pour une densité de courant inférieure à  $0.2 A \cdot cm^{-2}$ . La valeur de son TCC augmente lorsque la température diminue, ce qui rend très intéressante l'utilisation de la jonction p-n silicium comme thermomètre en cryogénie modérée, notamment à une température proche de celle de l'azote liquide. Cette propriété permet d'augmenter significativement la réponse thermique du bolomètre à 80 K par rapport à la température ambiante.

Dans un premier temps, l'origine de cette sensibilité thermique est expliquée à partir des expressions analytiques canoniques décrivant la densité de courant dans une jonction p-n silicium à une dimension. Ensuite, des modèles analytiques rendant compte de la conduction dans le silicium en régime cryogénique sont présentés et discutés. Le TCC est alors extrait à partir de caractéristiques courant-tension-température simulées sur une gamme de température autour de 80 K.

En parallèle de ces modélisations, des prototypes sont fabriqués sur des substrats de 100 mm de diamètre dans une couche de SOI de 50 nm d'épaisseur, en utilisant les équipements de la Plateforme Technologique de recherche Amont (PTA) du réseau Renatech, qui est ouverte aux doctorants. Le chapitre 4 détaille leur fabrication et leur caractérisation électrique. Les mesures effectuées montrent un TCC supérieur à  $20\% \cdot K^{-1}$  à 80 K pour  $I \leq 2 pA \cdot \mu m^{-1}$  avec une jonction  $P^+ - N - N^+$  disposant d'une base N faiblement dopée de  $20 \mu m$  de long. De plus, le comportement de son bruit basse fréquence peut être décrit par un modèle dérivé de la littérature disponible sur les jonctions p-n verticales sur substrat massif.

Le défaut principal de ces prototypes se révèle être leur caractère de diode longue. La faible durée de vie des porteurs minoritaires injectés dans le canal N, associée à un dopage insuffisant

de la zone d'injection  $P^+$ , contribue à un courant de génération-recombinaison SRH majoritaire en faible injection directe, augmentant le coefficient d'idéalité de la diode et limitant la valeur du TCC. De plus, la valeur élevée de la résistance série sur ces diodes réduit la plage de tension de polarisation disponible sous le seuil. Cela a pour conséquence une baisse du TCC à plus faible courant qu'attendu. Le bruit basse fréquence est également dégradé à 80 K pour les mêmes raisons car son niveau est inversement proportionnel à la durée de vie effective des porteurs minoritaires.

Une fois ces limitations identifiées, un second lot de diodes est réalisé sur des substrats de 200 mm de diamètre en utilisant les procédés les plus fiables de la plateforme de fabrication mutualisée du CEA Leti, disposant d'un personnel dédié et d'un suivi du parc d'équipements plus strict. Les jonctions de ce deuxième lot présentent un régime de diffusion avec un coefficient d'idéalité proche de 1 à 298 K, des résistances spécifiques de contacts NiSi/p-Si et NiSi/n-Si inférieures à  $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ , en accord avec l'état de l'art de ces siliciures et un rendement par plaque proche de 100%. Le TCC mesuré à 298 K est très proche de la courbe obtenue en simulation TCAD. La caractérisation électrique de ce lot, toujours en cours, devrait permettre de valider l'ensemble de l'analyse théorique développée au cours de cette thèse sur les jonctions p-n latérales en silicium.

La deuxième partie de la thèse se concentre sur le dimensionnement du micro-bolomètre sub-THz pouvant intégrer ce thermomètre à diode. Sa conception, décrite dans le chapitre 5, s'appuie sur des simulations par éléments finis (électromagnétiques et mécaniques).

Dans un objectif d'intégration technologique des bolomètres au-dessus du circuit de lecture, la structure absorbante étudiée est constituée d'une antenne patch couplée à un dipôle résistif. Ce type d'architecture d'antenne permet en effet l'emploi d'une cavité résonante de faible épaisseur devant la longueur d'onde absorbée, tout en conservant une bande passante satisfaisante, à l'instar d'un bolomètre associé à une cavité quart d'onde. Le dipôle résistif se situe sur le micro-bolomètre suspendu alors que le patch est placé sous une capsule en silicium haute résistivité. Le dipôle résistif absorbe l'énergie THz incidente.

Une optimisation des paramètres de cette antenne est réalisée sur la bande 200 – 500 GHz. Un compromis intéressant est obtenu pour un dipôle de  $300 \times 15 \mu\text{m}^2$  avec une résistance surfacique de  $3 \Omega \cdot \square^{-1}$  à 80 K et associé à un patch rectangulaire situé à une distance de couplage de 6  $\mu\text{m}$  au-dessus. Utiliser un dipôle résistif est aussi pertinent pour limiter la capacité calorifique totale de la planche suspendue car son épaisseur devrait être d'une dizaine de nanomètres. Cependant, dans le cadre d'une application d'imagerie passive, la polarisation linéaire du dipôle peut représenter une limitation car les objets, de type corps gris diffusants, ne rayonnent pas a priori selon une polarisation préférentielle. Cette limitation est surmontée en proposant une alternance de dipôles orthogonaux, orientés à  $\pm 45^\circ$ , avec un pas pixel de 250  $\mu\text{m}$ . Le résultat obtenu est une absorption de 89 % à 345 GHz pour la polarisation colinéaire au dipôle, avec une bande passante de 120 GHz.

A partir du dimensionnement électromagnétique, des simulations thermomécaniques sont aussi effectuées avec pour objectif de réduire les déformations mécaniques de la planche thermométrique suspendue, en augmentant sa rigidité, tout en limitant sa capacité calorifique et en assurant une isolation thermique suffisante. Cette étude mécanique est nécessaire pour évaluer le risque de court-circuit thermique entre la planche et son environnement proche, situé à une distance inférieure à 1 % de la longueur de la planche. Le maintien mécanique de la membrane peut être assuré par des bras de suspension formés par trois couches de 15 nm d'épaisseur de silicium amorphe. La liaison électrique du thermomètre s'effectue au moyen d'une couche mince de TiN de 10 nm d'épaisseur. Le compromis trouvé par simulation correspond à une constante de temps thermique de 25 ms, soit une isolation thermique de  $120 \text{MK} \cdot \text{W}^{-1}$  et une capacité calorifique de  $200 \text{pJ} \cdot \text{K}^{-1}$ .

Afin d'estimer la sensibilité globale du bolomètre, une évaluation de ses performances avec une polarisation continue en tension de la diode est aussi réalisée grâce à un modèle analytique. En choisissant judicieusement la tension de polarisation, on montre qu'il est alors possible d'augmenter l'isolation thermique effective du bolomètre grâce à l'auto-échauffement de la diode, jusqu'à atteindre  $250 \text{MK.W}^{-1}$ , doublant ainsi sa réponse thermique initiale. Un circuit formé par un couple de transistors CMOS est proposé pour gérer une lecture différentielle du courant du bolomètre sensible par rapport au courant d'un bolomètre de compensation. La disposition des bolomètres sensibles permet l'insertion au sein de la matrice de bolomètres de référence, dits de compensation, qui sont insensibles au flux sub-THz. Ces bolomètres possèdent la même isolation thermique qu'un bolomètre sensible. Ils permettent donc un ébasage du signal provenant des bolomètres sensibles afin d'extraire uniquement le courant utile dû au flux sub-THz. Afin de limiter au maximum l'impact du bruit basse fréquence, cette lecture différentielle est réalisée par obturation globale. On considère que le signal de chaque pixel est acquis de manière simultanée pour toute la matrice pendant un temps d'intégration défini, sans tenir compte ici du temps de remise à zéro du pixel.

Au final, la puissance minimale détectable par ce bolomètre à diode pourrait être de l'ordre de 300 fW dans les conditions d'utilisation décrites. En la convertissant en une différence de température, équivalente à son bruit, ce type de détecteur pourrait résoudre environ 0.4 K de contraste sur une scène distante. Cette valeur se révèle cohérente pour l'imagerie submillimétrique passive où la plupart des scénarios évoqués dans la littérature requièrent 1 K de contraste minimal.

## Perspectives

Bien que les nombreux résultats expérimentaux obtenus pendant la thèse aient permis d'avancer la compréhension de la thermométrie par une diode latérale silicium en régime cryogénique, il reste à valider la modélisation électrothermique et celle du bruit basse fréquence avec les caractérisations complètes du second lot de diodes. Cela permettra d'accéder à la résolution thermique expérimentale de ce type de thermomètre à 80 K avec les procédés de fabrication du CEA Leti.

L'ensemble du travail réalisé sur le silicium en régime cryogénique a également ouvert la voie vers la conception d'un nouveau thermomètre résistif à base de silicium fortement compensé en dopants, bore et phosphore [133]. Outre une sensibilité thermique suffisante pour la bolométrie, son bruit basse fréquence constitue sa caractéristique la plus intéressante. En effet, il est particulièrement faible pour une résistance semiconductrice car la part du bruit en  $1/f$  y est fortement réduite, notamment à 80 K. Ce type de thermomètre pourrait ainsi être utilisé dans un bolomètre sub-THz haute performance. Cependant, les premiers échantillons étudiés pendant la thèse ont une épaisseur de silicium de  $1.5 \mu\text{m}$ . L'étude de ces nouveaux thermomètres pourra donc être poursuivie sur des épaisseurs similaires à celle des diodes, à savoir une cinquantaine de nanomètres. Cette étude est primordiale pour déterminer si une forte compensation homogène est toujours techniquement possible pour une telle épaisseur et si l'effet bénéfique de réduction du bruit en  $1/f$  y est toujours présent.

Concernant maintenant la conception du pixel bolométrique dans son ensemble, la précision des simulations 3D par éléments finis dépend principalement des paramètres matériaux utilisés à 80 K. Les valeurs utilisées dans cette étude proviennent essentiellement de la littérature. Elle ne peuvent donc constituer qu'une première approche, notamment en ce qui concerne les aspects thermomécaniques. Comme ces paramètres dépendent fortement des procédés de fabrication, une validation expérimentale des valeurs avancées est souhaitable.

- L'estimation expérimentale des contraintes résiduelles dans les couches minces, au moins à température ambiante, pourra être effectuée sur des véhicules de test avec des motifs dédiés.
- Des mesures de la conductivité thermique et de la capacité thermique à 80 K du dépôt de silicium amorphe, servant à la fois de matériau d'encapsulation pour la diode et réalisant le maintien mécanique de la planche bolométrique, seraient également intéressantes.
- La mesure de la résistivité de couches nanométriques de métaux à 80 K, afin de sélectionner le plus adapté pour former le dipôle résistif; a minima celle du niobium, de l'aluminium et de ses alliages couramment utilisés en procédé silicium (Nb, Al, AlCu ou AlSi).

L'évaluation quantitative des pertes radiatives du micro-bolomètre sous échauffement, négligées dans cette étude, sera également à effectuer. Leur expression analytique pourrait être intégrée au modèle électrothermique du bolomètre développé au cours de cette thèse. Cela permettrait d'ajuster le point de fonctionnement du bolomètre (tension de polarisation et largeur de la diode) pour minimiser l'impact de ces pertes sur la puissance minimale détectable.

Au niveau des simulations électromagnétiques, il manque également l'évaluation de l'absorption du bolomètre dans l'infrarouge. En effet, le flux infrarouge provenant de la scène imagée est plusieurs ordres de grandeur plus élevé que le flux sub-THz. Le dimensionnement d'un filtrage adapté sera nécessaire dans une étude système plus globale. Il pourrait être placé à plusieurs niveaux : optiques de la caméra, fenêtre du boîtier ou directement sur la capsule en silicium haute résistivité.

Dans une perspective plus globale, la solution de matrice de micro-bolomètres proposée ici est sensible à la polarisation de l'onde incidente. La mesure de polarisation intégrée dans le plan focal permet potentiellement des gains en compacité et en précision de mesure par rapport à des éléments polarisants externes au détecteur. Cela pourrait représenter un avantage pour l'identification d'objets ou de matériaux.

Une étude système semble également nécessaire, afin de prendre en compte la radiométrie de scènes réalistes, en combinant le détecteur avec un système optique. Il paraît important de définir la stratégie de lecture de la matrice de détecteurs envisagée ou de plusieurs matrices (association par aboutage pour augmenter le nombre de pixels sensibles). Cela permettra d'estimer la vitesse d'imagerie au niveau système et plus seulement la cadence image atteignable intrinsèquement par un détecteur.

---

# Chapitre 6

## Annexes

### 6.1 Annexes au chapitre 2 : complément à la modélisation des diodes

#### 6.1.1 Courant de diffusion dans une diode courte en mode direct

Dans cette annexe, l'expression générale du courant de diffusion dans une jonction PN est établie à partir de la concentration des porteurs minoritaires injectés. Les cas particuliers d'une diode longue et d'une diode très courte sont précisés. Pour une explication plus détaillée et illustrée par des schémas, le lecteur peut se référer au besoin au chapitre sur les jonctions PN de l'ouvrage de Sze et Ng [64].

Ce courant est directement lié au gradient de concentration des porteurs minoritaires  $\left(\frac{\partial p_n}{\partial x}, \frac{\partial n_p}{\partial x}\right)$  dans la région de base de type N (de longueur  $W_n$ ) ou de type P (de longueur  $W_p$ ) respectivement, hors de la Zone de Charge d'Espace d'extension  $W_{ZCE} = x_n + x_p$ . La limite  $|x| = W_{n,p}$  est alors considérée parfaitement recombinante  $\iff p_n(x = W_n) = p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D^+}$  et  $n_p(x = -W_p) = n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$ .

La concentration de trous injectés en excès  $\Delta p_n$  sur une longueur finie  $W_n$  peut s'exprimer par la formule suivante. L'expression est similaire pour les électrons, en inversant  $p$  et  $n$ .

$$\Delta p_n = p_n(x = x_n) - p_{n0} = p_{n0} \left( \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right) - 1 \right)$$

La concentration totale de trous minoritaires dans la base dopée N est alors donnée par la formule 6.1.

$$p_n(x) = p_{n0} + \Delta p_n \left[ \frac{\sinh\left(\frac{W_n - x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W_n - x_n}{L_p}\right)} \right] \quad (6.1)$$

Le courant direct de diffusion est l'addition de la diffusion des électrons et des trous minoritaires.

$$J_{D-diff} = qD_n \left. \frac{\partial n_p}{\partial x} \right|_{x=x_p} - qD_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=x_n} = q \left[ \frac{D_n \Delta n_p}{L_n \tanh\left(\frac{W_p - x_p}{L_n}\right)} + \frac{D_p \Delta p_n}{L_p \tanh\left(\frac{W_n - x_n}{L_p}\right)} \right] \quad (6.2)$$

$J_{D-diff}$  peut donc se mettre sous la forme :



$$J_{D-diff} = J_{diff} \left( \exp \left( \frac{qV_d}{kT} \right) - 1 \right) \quad (6.3)$$

avec

$$J_{diff} = q \left[ \frac{D_n}{L_n \tanh \left( \frac{W_p - x_p}{L_n} \right)} \frac{n_i^2}{N_A^-} + \frac{D_p}{L_p \tanh \left( \frac{W_n - x_n}{L_p} \right)} \frac{n_i^2}{N_D^+} \right]$$

L'équation 6.3 est valable dans le cas général, quelle que soit la longueur de la base  $W_{n,p}$ . En pratique, si  $(W - x)_{n,p} \sim L_{p,n}$ , elle est appliquée.

Pour une diode longue, où  $(W - x)_{n,p} \gg L_{p,n}$ , elle se simplifie car les termes  $\tanh \left( \frac{(W-x)_{n,p}}{L_{p,n}} \right) \rightarrow 1$ . L'expression de  $J_{diff}$  dépend alors uniquement de  $L_{p,n}$ .

En revanche, pour une diode très courte, la condition  $\left( \frac{W_p - x_p}{L_n}, \frac{W_n - x_n}{L_p} \right) \ll 1$  est vérifiée et autorise un développement limité de  $\tanh$  en 0 au premier ordre  $\iff \tanh(x) \sim x$ . L'expression de  $J_{diff}$  peut alors être approchée par la formule 6.4.

$$J_{diff} \simeq q \left[ \frac{D_n}{W_p - x_p} \frac{n_i^2}{N_A^-} + \frac{D_p}{W_n - x_n} \frac{n_i^2}{N_D^+} \right] \quad (6.4)$$

### 6.1.2 Sensibilité thermique du courant de saturation de diffusion d'une diode très courte

D'après 6.4, le courant de saturation de diffusion ne dépend plus de la durée de vie des porteurs minoritaires avant recombinaison ( $\tau_n, \tau_p$ ).

La température intervient dans  $n_i^2 \propto T^3 \exp(-\frac{qE_G}{kT})$  et  $D_{n,p} = \frac{k}{q} \mu_{n,p} T \propto T^{-\frac{3}{2}}$ . La dépendance de  $J_{diff}$  à la température est alors modifiée par rapport au cas d'une diode longue.

$$J_{diff} \propto C_{diff} T^{\frac{3}{2}} \exp(-\frac{qE_G}{kT})$$

Dans l'expression de  $F_{diff}(T)$  2.41, donnée dans la section 2.2.1.4, le coefficient du terme en  $1/T$  devient donc égal à  $3/2$  au lieu de  $\frac{7-\gamma}{2}$ .

### 6.1.3 Rappels de statistiques sur le bruit électronique

Le bruit électronique est un processus aléatoire. Il trouve son origine dans les fluctuations inhérentes au transport de particules. Elles sont donc présentes de manière intrinsèque dans le signal électrique délivré par le thermomètre, même sans puissance optique incidente dans le cas d'un micro-bolomètre. Les grandeurs électriques d'un dispositif électronique, courant  $I$  et tension  $V$ , contiennent une partie déterministe ainsi qu'une partie aléatoire. A chaque instant, des oscillations aléatoires autour d'une valeur moyenne se produisent. Sans entrer dans une description mathématique rigoureuse et exhaustive, il semble important de comprendre comment le niveau de bruit d'un dispositif électronique peut être quantifié.

On considère un courant  $I$  fonction du temps  $t$ , tel que  $I(t) = I_0 + i(t)$ .  $I_0$  est la valeur moyenne du signal, invariante en fonction du temps. Elle représente le courant mesuré en mode DC de la caractéristique I-V d'une diode.  $i(t)$  est quant à lui un signal qui varie aléatoirement en fonction du temps, avec cependant une valeur moyenne nulle par définition de  $I_0$ . Il représente le signal temporel stochastique à l'origine de ce qu'on désigne communément par le terme « bruit ». Ce signal n'est ni transitoire, ni périodique. Pour le caractériser, des hypothèses sur ses propriétés statistiques sont nécessaires. Il est assimilé à un signal ergodique, dont l'évolution

aléatoire sur un temps infiniment long contient une information similaire à son évolution observée pendant une infinité de mesures discrètes. Il est également considéré comme stationnaire au sens faible, ce qui équivaut à vérifier les quatre conditions suivantes.

1. Les variables  $(i, t)$  sont réelles et continues.
2.  $E[i(t)] = \overline{i(t)} = \bar{i}, \forall t$ .  
Son espérance est constante au cours du temps.
3.  $Var[i(t)] = E\left[\left(i(t) - \overline{i(t)}\right)^2\right] = (\sigma[i(t)])^2 \neq \infty, \forall t$   
Sa variance, égale à son écart-type au carré, possède une valeur finie. Ici, on vérifie en plus  $Var[i(t)] = E\left[(i(t))^2\right] = \overline{i(t)^2}$ .
4.  $R_i(\tau) = \overline{i(t)i(t+\tau)} = \overline{i(t-\tau)i(t)} = R_i(-\tau), \forall t, \forall \tau$ . Par définition,  $R_i(\tau) = E[i(t).i(t+\tau)]$ .  
Son autocorrélation  $R_i$  ne dépend pas de l'instant  $t$  sélectionné, mais seulement de l'intervalle de temps  $\tau$ .

La transformée de Fourier de  $R_i$  permet d'accéder à sa densité spectrale  $S_i(f)$ , où  $f$  désigne la fréquence du signal en  $Hz$ , d'après le théorème de Wiener-Khintchine.

$$S_i(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_i(\tau) \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \iff R_i(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_i(f) \exp(j2\pi f\tau) df$$

En posant  $\tau = 0$ , on obtient :

$$R_i(\tau = 0) = \overline{i(t)^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} S_i(f) df \quad (6.5)$$

Comme montré par l'expression 6.5,  $S_i(f)$  est nommée classiquement Densité Spectrale de Puissance (DSP) de courant de bruit, car son intégrale est égale à la moyenne du carré des fluctuations du courant, pour  $t$  variant de  $-\infty$  à  $+\infty$ . Son unité est  $A^2.Hz^{-1}$ . D'après le point 2.,  $\sigma[i(t)] = \sqrt{\overline{i(t)^2}}$ . De plus, d'après la définition de  $I(t)$ , on a  $\sigma[i(t)] = \sigma[I(t)]$  car  $Var[I(t)] = (\sigma[I(t)])^2 = E\left[\left(I(t) - \overline{I(t)}\right)^2\right] = E\left[(I_0 + i(t) - I_0)^2\right] = \overline{i(t)^2}$ . Cet écart-type est appelé courant de bruit RMS en électronique,  $i_B = \sqrt{\overline{i(t)^2}}$ .

Toutes ces grandeurs sont calculées par définition pour  $t$  variant de  $-\infty$  à  $+\infty$ , alors qu'en pratique  $I(t)$  sera observé pendant un intervalle de temps défini. La bande passante de bruit  $\Delta f$  sera donc limitée. Pour un bruit blanc, où  $S_{i-blanc}$  est constante quelle que soit  $f$ ,  $i_B = \sqrt{S_{i-blanc} \times \Delta f}$ .

Le spectre de  $S_i(f)$  possède une signature propre à chaque dispositif électronique, car il dépend de la nature physique du bruit. La DSP de bruit totale d'un dispositif  $S_{i-tot}$  est d'ailleurs souvent l'addition de DSP de bruit provenant de processus physiques différents, qui sont indépendants. La covariance de ces différentes sources de fluctuation est donc nulle. La variance de leur somme est alors égale à la somme de leurs variances, d'où  $S_{i-tot}(f) = \sum_s S_{i-s}(f)$ .

### 6.1.4 Complément sur le bruit de Schottky

- En faible injection directe où le courant  $I_R$  est encore dominé par la génération-recombinaison dans la zone de déplétion.

$$S_{I_R-sh}(f) = \xi \cdot 2qI_R \quad (6.6)$$

où  $\xi$  désigne un nombre réel inférieur à 1. La valeur de 0.75 est issue des travaux de van Vliet et Lauritzen et a été reportée par Van Der Ziel [70].

- En forte injection directe pour des jonctions longues n<sup>+</sup>-p ou p<sup>+</sup>-n.

$$S_{I_D-sh}(f) = \frac{4}{3}qI_D \cdot b \quad (6.7)$$

où  $b = \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n}$  pour une jonction p<sup>+</sup>-n et  $b = \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_p}$  pour une jonction n<sup>+</sup>-p. Le rapport  $\frac{4}{3}$  est issu des expressions données par [70] pour le bruit à basses fréquences.

### 6.1.5 Complément sur l'origine physique du bruit en 1/f

#### 6.1.5.1 Discussion sur le modèle de Hooge

Les deux types de mobilité impliqués dans la formule 2.59 de la section 2.3.1.4,  $\mu_{latt}$  et  $\mu_{imp}$ , sont respectivement d'origine thermique ou coulombienne. Elles sont considérées comme complètement décorréelées l'une de l'autre. On peut alors distinguer trois cas pour l'interprétation de la formule 2.59 :

1. La mobilité est limitée par la température. Alors  $\mu_{latt} \ll \mu_{imp}$  et  $\mu \approx \mu_{latt}$ . Dans ce cas,  $\alpha_H \approx \alpha_{latt}$ . Cette situation est visible pour  $T > 300$  K.
2. La mobilité est limitée par les impuretés ionisées, avec  $\mu_{latt} > \mu$ . Dans ce cas-là, le tracé expérimental de  $\log(\alpha_H) - \log(\mu)$  met uniquement en évidence le premier terme fonction de  $\alpha_{latt}$  dans l'égalité 2.59.
3. La mobilité est uniquement déterminée par les impuretés ionisées. Alors  $\mu_{imp} \ll \mu_{latt}$  et  $\mu \approx \mu_{imp}$ . On devrait donc avoir  $\alpha_H \approx \alpha_{imp} \propto N_{imp}^{+,-} \propto \mu^{-1}$ , en faisant l'hypothèse que le bruit 1/f généré par les impuretés ionisées augmente avec leur nombre  $N_{imp}^{+,-}$ . Or, aucune preuve expérimentale de cet effet n'a pu être avancée jusqu'à maintenant. L'étude de Tacano et al. sur le GaAs à 50 K ne suffit pas à le démontrer [134].

Seuls les cas n°1 et 2 de la liste précédente ont été observés expérimentalement d'après Hooge. Dans un semiconducteur monocristallin comme le silicium, le nombre d'impuretés ionisées pour une température donnée est censé être homogène spatialement et temporellement. Sinon, cela signifierait que le nombre de porteurs libres fluctuerait constamment, ce qui violerait localement l'électro-neutralité, et que chaque impureté se comporterait comme un piège.

Etant donné la faible énergie d'ionisation des impuretés dopantes,  $E_C - E_D \ll E_D - E_i$  et  $E_A - E_V \ll E_i - E_A$ , cela conduirait à un très faible taux de G-R de type SRH sous faible champ électrique. Cela semble beaucoup moins probable qu'une fluctuation due à des imperfections du réseau cristallin (lacunes, interstitiels, dislocations, ...), qui n'ont elles aucune raison d'être fixes et distribuées de manière homogène dans l'échantillon. Au mieux, seul le nombre de ces défauts collatéraux au procédé de fabrication peut être éventuellement réduit. Les collisions électron-phonon et l'énergie des phonons pourraient alors être modifiées au passage de ces défauts par des porteurs de charge libres, entraînant ainsi une variation locale de leur mobilité et générant un excès de bruit 1/f.

Les travaux de Stéphany, s'appuyant sur une modélisation de ces collisions, valident la formule empirique de Hooge de manière théorique [135]. Le transfert d'énergie des porteurs

vers le réseau induirait un déplacement spatial des défauts. Une fluctuation de la mobilité des porteurs liée aux interactions électron-phonon est donc une explication plausible au bruit  $1/f$  rencontré dans un semiconducteur homogène. Néanmoins, un bémol est avancé par Bosi sur cette théorie qui la considère incomplète car elle ne prend pas en compte les forces de frottement s'exerçant sur l'électron [136].

D'après la comparaison de nombreux résultats expérimentaux,  $\alpha_{latt} = 10^{-4}$  semblerait être l'ordre de grandeur moyen atteignable pour un semiconducteur avec un réseau cristallin présentant peu de défauts. D'autres théories s'appuient sur les fluctuations de mobilité  $\Delta\mu$  pour expliquer la signature  $1/f$  du bruit basse fréquence. On peut citer la théorie quantique du bruit de Handel [137]. Elle repose sur l'émission/absorption de photons basses fréquences, qui se réalise à chaque collision effectuée par un porteur de charge mobile avec les phonons ou les impuretés ionisées. Ces photons sont issus du rayonnement continu de freinage du porteur, dont le spectre est théoriquement continu. Aucune détection de ces photons pour preuve expérimentale n'est envisageable à l'heure actuelle. La seule comparaison possible est la valeur de  $\alpha_H$  prédite par la théorie pour une résistance semiconductrice homogène avec la valeur expérimentale correspondante.

Les valeurs de  $\alpha_H$  issues de cette théorie quantique se situe entre  $6 \times 10^{-9}$  et  $3 \times 10^{-6}$  selon le type de collision en jeu [72]. Néanmoins, Handel fait une distinction entre les faibles valeurs de  $\alpha_H$  seulement valables pour des dispositifs de faible longueur, inférieure à la longueur de diffusion des porteurs, et les autres présentant un bruit  $1/f$  d'états cohérents. Dans ce cas,  $\alpha_H$  devient une constante proportionnelle à la constante fondamentale de structure fine  $\alpha_0$ , associée à l'interaction électromagnétique, tel que  $\alpha_H = \frac{2\alpha_0}{\pi} \approx 4.6 \times 10^{-3}$ . Cette valeur est plus proche de valeurs mesurées sur des résistances, de l'ordre de  $2 - 5 \times 10^{-3}$  [72]. Aucune preuve expérimentale formelle n'a encore attestée ou infirmée la véracité de cette théorie.

D'après Zhu et Deen [138], le modèle empirique de Hooge trouverait son origine dans les phénomènes d'émission/capture des porteurs de charge assistés par des phonons multiples. Les spectres Lorentziens de bruit de chaque mode de phonon d'énergie s'additionnent, car chaque mode de vibration est considéré indépendant l'un de l'autre, produisant ainsi un spectre avec une signature en  $1/f$ .  $(\tau_{max}^{ph}; \tau_{min}^{ph})$  représente respectivement les temps de corrélation maximum et minimum des phonons impliqués dans le processus.

Dans un barreau de silicium cristallin homogène dopé, la distribution en énergie des pièges (impuretés profondes, lacunes, interstitiels, dislocations, ...) couvre l'ensemble de la bande interdite. L'émission et l'absorption des phonons est alors exclusivement due au piégeage-dépiégeage des porteurs : les interactions phonon-phonon, électron-phonon et phonon-surface sont marginales.

L'hypothèse principale effectuée est donc de considérer une proportionnalité entre les fluctuations du nombre de phonons et celles du nombre des porteurs de charge. Cela permet de corréler facilement  $S_{Nph}$  et  $S_N$ , puis  $S_I$ .  $S_{Nph}$  désigne la Densité Spectrale de Puissance de bruit du nombre de phonons.

$$\frac{S_I}{I^2} = \frac{S_N}{N^2} = \frac{S_{Nph}}{Nph^2} = \frac{\alpha_H}{fN} \quad (6.8)$$

$$\alpha_H = \sum_i \frac{N_{t_i} \lambda_i (1 - \lambda_i)}{N \ln\left(\frac{\tau_{max}^{ph}}{\tau_{min}^{ph}}\right)} \quad (6.9)$$

Le nombre de pièges remplis  $N_{t_i}$  par rapport au nombre total  $N_{t_i}$  est déterminé par la statistique de Fermi-Dirac, avec une probabilité d'occupation  $\lambda_i$  liée à la distance du niveau d'énergie  $E_{t_i}$  non-dégénéré au niveau de Fermi  $E_F$ .

$$\lambda_i = \frac{N_{r_i}}{N_{t_i}} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{t_i} - E_F}{kT}\right)} \quad (6.10)$$

Dans les semiconducteurs à gap indirect, la présence de vallées multiples dans la première zone de Brillouin de la bande de conduction favorise les générations-recombinaisons d'électrons assistées de phonons intervalles, présentant différents vecteurs d'onde. Néanmoins, cela s'applique uniquement lorsque les porteurs de charge mobiles sont des électrons. Van Der Ziel souligne qu'un mécanisme SRH de piégeage/dépiégeage de volume ne peut pas générer un bruit 1/f car il est très peu probable que ces défauts présentent une distribution d'énergies d'activation  $E_a$  continue et répartie dans la bande interdite du silicium [72].

### 6.1.5.2 Discussion sur le modèle de McWorther

D'après Van Der Ziel, le seul mécanisme valable serait une distribution spatiale des défauts dans l'épaisseur  $z$  de l'oxyde telle que  $g(\tau)d\tau = \frac{dz}{z_0}$  pour  $0 < z < z_0$  et  $g(\tau)d\tau = 0$  sinon [72].  $z_0$  correspond à la distance moyenne entre deux surfaces de pièges dans l'oxyde. Le remplissage et la libération de chaque piège se produit par effet tunnel sur une distance limitée, caractérisée par la constante d'effet tunnel d'une valeur typique de 0,1 nm [74].

Les captures /émissions de porteurs via ces pièges d'oxyde induisent des fluctuations de la charge électrique de l'oxyde et du nombre de porteurs libres participant à la conduction. La mobilité effective des porteurs dans le canal d'inversion suit par voie de conséquence ces modifications. Ce modèle de fluctuations corrélées  $\Delta n - \Delta \mu$  permet d'interpréter les mesures de bruit basses fréquences des transistors MOS, même dans le cas de canaux courts [96].

Bien que sa forme intégrée permette de modéliser correctement les mesures  $\frac{S_I}{I^2}$  dans les transistors MOS, sa mise en oeuvre pratique suppose certaines hypothèses fortes sous-jacentes. Il faut que la fluctuation de porteurs soit équirépartie pour chaque  $\tau$ , que les spectres G-R (éq. 2.56) s'additionnent et que l'origine de ces derniers soit bien une fluctuation du nombre de porteurs [74].

D'après cette théorie, la DSP  $S_I$  mesurée expérimentalement doit donc être plus ou moins liée à la quantité de pièges  $N_t$  dans la région d'oxyde proche de l'interface oxyde/semiconducteur.

### 6.1.6 Résistance série théorique de la base « intrinsèque » d'une jonction p-i-n

L'exemple d'une base N sera pris en exemple. Il est évident que le raisonnement et les expressions sont transposables au cas d'une base P. L'hypothèse d'une concentration constante sur la largeur  $W$  et sur l'épaisseur de silicium  $e_{Si}$  de la diode est considérée.

Pour une base N, avec un dopage  $N_{D-b}$ ,  $R_{S-Si}$  peut s'exprimer par la formule 6.11 et être calculée par une intégration numérique.

$$R_{S_i-N} = \frac{1}{qe_{Si}W} \int_0^{L_i} \frac{1}{n(x)\mu_n + p(x)\mu_p} dx = \frac{1}{qe_{Si}W} \int_0^{L_i} \frac{1}{(N_{D-b}^+ + \Delta p(x))\mu_n + p(x)\mu_p} dx \quad (6.11)$$

$n$  (cm<sup>-3</sup>) : concentration d'électrons dans la base.

$p$  (cm<sup>-3</sup>) : concentration de trous dans la base.

Dans une approche analytique 1D générale d'une jonction PN, la concentration en trous  $p(x)$  dans une base N en fonction de la position sur l'axe  $x$  peut s'approcher par l'expression 6.1.

En précisant les termes et en posant  $x_n = 0$ , car en régime ohmique la ZCE a complètement disparu,  $p(x)$  s'exprime de la manière suivante :

$$p(x) = \frac{n_i^2}{N_{D-b}^+} \left( 1 + \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \left[ \frac{\sinh\left(\frac{L_i-x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{L_i}{L_p}\right)} \right] \right) \quad (6.12)$$

Lorsque l'injection est maximale, pour  $V \gg V_{bi}$ , l'expression 6.12 peut être simplifiée car  $p(x=0) = N_{A-P^+}^-$ .

$$p(x) = \frac{n_i^2}{N_{D-b}^+} + \left( N_{A-P^+}^- - \frac{n_i^2}{N_{D-b}^+} \right) \left[ \frac{\sinh\left(\frac{L_i-x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{L_i}{L_p}\right)} \right] \quad (6.13)$$

$N_{A-P^+}^-$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) : Concentration de dopants accepteurs ionisés dans la région  $P^+$ .

L'expression 6.13 peut être simplifiée en remarquant qu'en pratique  $\frac{n_i^2}{N_{D-b}^+} \ll N_{A-P^+}^-$  dans le cas d'une jonction de type p-i-n avec des terminaisons  $P^+$  et  $N^+$  et une longueur de base  $L_i$  quelconque. La condition  $p(x) \sim \Delta p(x)$  est alors valable lorsque  $N_{D-b}^+ \ll N_{A-P^+}^-$ . L'équation 6.11 peut alors se mettre sous la forme :

$$R_{Si-N} = \frac{1}{qe_{Si}W} \int_0^{L_i} \left( \left[ N_{A-P^+}^- \left( \frac{\sinh\left(\frac{L_i-x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{L_i}{L_p}\right)} \right) \right] (\mu_n + \mu_p) \right)^{-1} dx \quad (6.14)$$

L'expression 6.12 peut être utilisée pour une diode longue ( $L_i \gg L_p$ ) ou une diode relativement courte ( $L_i \leq L_p$ ). Cependant, lorsque la base est très courte ( $L_i \ll L_p$ ), la concentration en trous injectés dans la base N devient indépendante de la position et reste constante sur toute la longueur  $L_i$ . La relation 6.15 est alors valable.

$$p(x) \approx p(x=0) = \frac{n_i^2}{N_{D-b}^+} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (6.15)$$

Afin de respecter l'électro-neutralité du régime résistif (régions quasi-neutres), lorsque  $p(x)$  devient supérieure à  $N_{D-b}^+$ , alors le surplus de trous injectés  $\Delta p(x)$  est compensé par un surplus d'électrons égal  $\Delta n(x)$ . Il est à noter que la concentration maximale de trous pouvant être injectée dans la base est encore limitée par  $N_{A-P^+}^-$ .

## 6.2 Annexes au chapitre 4 : complément à la fabrication des diodes

### 6.2.1 Liste des équipements utilisés à la PTA



FIGURE 6.1 – Liste des équipements nécessaires à la fabrication des diodes à la PTA, regroupés par secteur.

## 6.2.2 Nettoyage RCA

Plusieurs variantes du nettoyage RCA existent pour décontaminer la surface du silicium. Celle utilisée ici est la plus courante. Elle laisse une couche de  $\text{SiO}_2$  finale plus épaisse qu'un oxyde natif, d'environ  $\sim 3$  nm. Son utilisation en étape 16 du procédé PTA est censée favoriser la qualité de l'interface et la préparer avant le dépôt d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  par ALD, comme expliqué dans la sous-partie 4.1.2.3. Afin de garantir une température homogène de la solution, le chauffage a été effectué par bain-marie. La solution SC1 décontamine la surface du silicium des particules. La solution SC2 décontamine la surface des métaux lourds et réoxyde la surface du silicium. Cette dernière couche de  $\text{SiO}_2$  peut être dissoute par une immersion dans une solution diluée de HF si besoin.

Etape	Durée (min)	Température (°C)	Vol. eau DI	Vol. $\text{NH}_4\text{OH}$ 25%	Vol. $\text{HCl}$ 37%	Vol. $\text{H}_2\text{O}_2$ 50%
Nettoyage SC1	10	70	5	1	0	1
Rinçage eau DI	10	-	-	-	-	-
Nettoyage SC2	10	70	5	0	1	1
Rinçage eau DI+Séchage $\text{N}_2$	10	-	-	-	-	-

TABLE 6.1 – Paramètres du nettoyage RCA utilisé à la PTA.

## 6.2.3 Gravures ICP-RIE

Le déroulement est similaire quelle que soit la(es) couche(s) de matériau(x) à graver.

1. Conditionner le réacteur avec une plaque témoin, c'est-à-dire sans motif mais possédant la couche à graver, pendant une durée au moins équivalente à celle de la gravure envisagée. Au besoin, cette plaque peut servir de vérification de la cinétique de gravure.
2. Faire un recuit rapide des plaques à graver, notamment si la résine a été déposée plusieurs jours avant. Cela permet de désorber l'humidité de la résine. Par exemple, pour la résine AZ1512HS, un recuit à  $120^\circ\text{C}$  pendant 45 s peut être effectué.
3. Gravure de(s) plaque(s). Utiliser une Détection de Fin d'Attaque (DFA) si possible pour optimiser l'arrêt de la gravure. Il est possible de modifier le régime de gravure pendant une recette pour en modifier l'anisotropie et la sélectivité. Si la polarisation du substrat est baissée, le bombardement ionique physique sera diminué au profit d'une gravure plus chimique, donc plus isotrope et sélective, et inversement. Cette modification est pratique car elle n'entraîne aucune instabilité du plasma, à l'inverse d'un changement de pression.
4. Un nettoyage de la chambre de gravure est souvent nécessaire soit directement en fin de gravure, ce qui peut permettre le retrait de la résine de masquage, ou à la fin d'une série de plaque. Dans ce dernier cas, il s'agit de lancer une recette de nettoyage à forte puissance, typiquement 2000 W, pour éliminer tous les résidus de l'enceinte de gravure. Les gaz typiquement utilisés sont le dioxygène  $\text{O}_2$  et l'hexafluorure de soufre  $\text{SF}_6$ .
5. Un contrôle post-gravure est recommandé, a minima sur la première plaque d'une série. Il peut être réalisé par spectro-ellipsométrie ou par profilométrie, à titre d'exemple.

Les différentes recettes du procédé sont répertoriées dans les tableaux suivants. Sur les trois gravures ICP-RIE utilisées, deux ont fait l'objet d'un développement particulier :

- Gravure de l' $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Pour cette gravure, la géométrie des motifs et le taux d'ouverture de la couche gravée sont trop faibles pour utiliser les moyens de DFA de l'équipement. La méthodologie appliquée a donc été la suivante :
  - Mesurer la vitesse de gravure sur couche entière via une mesure ellipsométrique de l'épaisseur de film restante en fonction du temps de la gravure.



- Valider la durée de gravure estimée sur une plaque test possédant les motifs du niveau MVIA, car le taux d'ouverture peut avoir une influence non négligeable sur la vitesse de gravure. L'épaisseur gravée a été mesurée via un profilomètre mécanique car la surface ouverte (celle du contact) est inférieure au plus petit spot disponible sur l'ellipsomètre.

Le graphique de la figure 6.2 représente l'épaisseur d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  gravée en fonction du temps, réalisé à partir de 5 plaques témoins. L'observation principale est que la vitesse de gravure n'est pas constante, elle augmente avec le temps de gravure. La relation liant l'épaisseur gravée à la durée semble être quadratique, en utilisant les points mesurés. En considérant la vitesse de gravure plus lente en bord de plaque, une durée de 33 s est nécessaire pour graver 300 Å. Comme la sélectivité de gravure entre l' $\text{Al}_2\text{O}_3$  et le Si est inexistante, une gravure du silicium au centre de la plaque d'environ 5 nm est prévisible. Afin de limiter au maximum la gravure de la couche de SOI sous-jacente, la recette finale intègre une étape de fin de gravure de 14 s où la polarisation du substrat a été diminuée à 10 W, avec un temps de l'étape de gravure principale réduit à 25 s. L'épaisseur gravée de cette recette finale, telle que présentée dans le tableau 6.3, est de 31 nm. Elle a été déterminée par profilométrie mécanique directement sur les motifs MVIA.

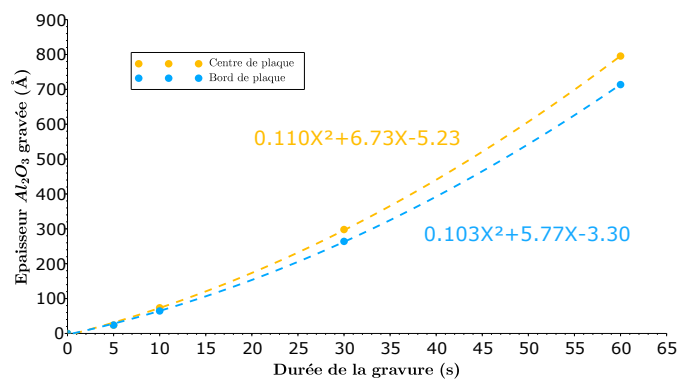


FIGURE 6.2 – Épaisseur d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  gravée en fonction du temps. Les paramètres de gravure sont ceux de l'étape « gravure » du tableau 6.3.

- Gravure de l'empilement Al/Ti. La gravure de cette bicouche peut être réalisée en une seule fois car la chimie de gravure adaptée est identique pour les deux métaux. De plus, le Pt sous-jacent constitue une bonne couche d'arrêt. Le point négatif de cette recette est la sensibilité de l'aluminium pur à la corrosion engendrée par l'atmosphère de gravure, notamment au composé HCl probablement formé, même sur les lignes protégées par la résine. Afin d'éviter ce phénomène, l'épaisseur d'Al a été réduite à 50 nm au profit du Ti. La DFA est déterminée par spectroscopie d'émission optique. Chaque espèce chimique présente dans un plasma se désexcite en émettant des photons dont l'énergie leur est caractéristique. Le programme suit l'évolution du signal de la raie 400 nm pour le Ti et celle de 309 nm pour l'Al. Le signal apparaît quand la gravure du matériau débute et disparaît lorsque la gravure est terminée et les sous-produits gazeux évacués de l'enceinte.

La recette de gravure du SOI était quant à elle disponible sur l'équipement et a très bien fonctionné sans modification.

Quelle que soit la recette, la température de la plaque est maintenue à 20°C. Les temps de l'étape « Gravure » sont indicatifs en cas de DFA.

## 6.2.4 Ellipsométrie spectroscopique

Plusieurs programmes ont été nécessaires pour contrôler les étapes du procédé mentionnées dans la figure 4.5. Un spectro-ellipsomètre visible détecte les changements de polarisation lumi-

Étape	Temps (s)	Pression (mTorr)	Débit $\text{CF}_4$ ( $\text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ )	Débit $\text{Cl}_2$ ( $\text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ )	Débit $\text{HBr}$ ( $\text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ )	Puissance ICP (W)	Puissance plaque (W)
Pré-allumage	4	10	50	0	0	350	100
Allumage	5	10	5	22.5	37.5	0	50
Gravure	60	10	5	22.5	37.5	200	50

TABLE 6.2 – Paramètres de gravure ICP-RIE pour 50 nm de SOI (DFA).

Etape	Temps (s)	Pression (mTorr)	Débit BCl <sub>3</sub> (cm <sup>3</sup> .min <sup>-1</sup> )	Débit Ar (cm <sup>3</sup> .min <sup>-1</sup> )	Débit H <sub>2</sub> (cm <sup>3</sup> .min <sup>-1</sup> )	Puissance ICP (W)	Puissance plaque (W)
Allumage	5	5	40	10	0	0	60
Gravure	25	5	40	10	0	900	60
Fin de gravure	14	5	40	10	0	900	10
Pompage	20	-	0	0	0	0	0
Nettoyage	60	15	0	25	25	500	10

TABLE 6.3 – Paramètres de gravure ICP-RIE pour 30 nm d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (pas de DFA).

Etape	Temps (s)	Pression (mTorr)	Débit Cl <sub>2</sub> (cm <sup>3</sup> .min <sup>-1</sup> )	Débit HBr (cm <sup>3</sup> .min <sup>-1</sup> )	Débit O <sub>2</sub> (cm <sup>3</sup> .min <sup>-1</sup> )	Puissance ICP (W)	Puissance plaque (W)
Allumage	5	15	20	10	0	0	50
Gravure	90	10	20	10	0	600	50
Pompage	20	-	0	0	0	0	0
Nettoyage / Retrait résine	300	15	0	0	50	500	50

TABLE 6.4 – Paramètres de gravure ICP-RIE pour un empilement Al/Ti (DFA).

neuse induits par un échantillon en réflexion sur la gamme 300 nm - 800 nm. La plupart possède un angle d'incidence fixe de  $70^\circ$ , comme c'est le cas ici. Il mesure les angles ellipsométriques  $(\Psi, \Delta)$  à chaque longueur d'onde, avec une résolution typique de 1 nm. L'angle  $\Psi$  est lié au module du rapport des coefficients de réflexion du champ électrique parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence alors que l'angle  $\Delta$  caractérise son argument, soit leur différence de phase. Les données sont ensuite interprétées par un algorithme de type moindres carrés non linéaires entre les données expérimentales et un modèle de l'échantillon incluant une description mathématique de la relation de dispersion de chaque couche  $i$  (son indice complexe  $(n_i, k_i) = f(\lambda)$ ), ainsi que son épaisseur.

La relation de dispersion du substrat  $(n_S, k_S = f(\lambda))$  est indispensable à connaître de manière indépendante, car le signal détecté par l'ellipsomètre, qui a traversé les couches minces, a été en partie réfléchi par le substrat. Le cas d'une plaque de silicium cristallin facilite grandement la mesure car il est fortement absorbant aux longueurs d'onde visibles et sa face supérieure polie miroir est très réfléchissante. Ce substrat est standard et la plupart du temps déjà intégré dans la base de données des matériaux des constructeurs d'ellipsomètres, que son orientation cristalline soit selon les directions [100] ou [111]. Etant donné l'épaisseur d'un substrat de silicium,  $\sim 725 \mu\text{m}$ , il est inutile de l'indiquer dans le programme d'ellipsométrie car la partie du faisceau incident qui est transmise dans le substrat est alors complètement absorbée.

En pratique, une couche de référence, dont l'épaisseur est connue par une autre méthode, sert à trouver la loi régissant l'indice complexe du matériau en fonction de la longueur d'onde. Ensuite, ces paramètres optiques sont réutilisés sur des échantillons contenant ce matériau le plus souvent pour en extraire l'épaisseur. Comme l'ellipsométrie est une technique très sensible à la surface d'un échantillon, à sa densité, à sa composition chimique et à sa microstructure, elle permet également de surveiller la stabilité du procédé de fabrication d'un matériau.

La figure 6.3 représente les schémas des 4 empilements mesurés, dont la liste et la description est rappelée ci-après. Comme les mesures ont été réalisées sur des plaques entières de 100 mm de diamètre, avec des couches minces plein champ, aucune contrainte particulière de dimension ne s'appliquait sur la surface de la tâche lumineuse incidente. Une mire de  $250 \times 250 \mu\text{m}^2$  a donc été utilisée pour les mesures. Les modèles de dispersion cités sont extraits des Notes Techniques d'HORIBA sur l'ellipsométrie et disponibles avec l'équipement.

1. Un programme pour mesurer l'épaisseur de SOI présent sur les substrats. Il utilise la plage de longueurs d'onde 600 nm – 800 nm par pas de 5 nm.

Aucun modèle optique de dispersion (\*.dsp) n'a été développé. La bibliothèque HORIBA Jobin Yvon a fourni les modèles \*.ref. Le modèle « SiO<sub>2</sub>therm.dsp » avait été préalablement développé par l'équipe technique de la PTA en utilisant un modèle d'oscillateur harmonique simple dit classique, dont la formule de la permittivité complexe est rappelée par 6.16.

$$\underline{\epsilon}(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_S - \epsilon_\infty) \omega_t^2}{\omega_t^2 - \omega^2 + i\Gamma_0 \omega} \quad (6.16)$$

Les valeurs des paramètres pour le modèle « SiO<sub>2</sub>therm.dsp » sont regroupées dans le tableau suivant.

Paramètre	Valeur
$\epsilon_\infty$	0.3043182
$\epsilon_S$	2.1230366
$\omega_t$	15.8530264
$\Gamma_0$	-0.1202152

TABLE 6.5 – Paramètres du modèle de dispersion « SiO<sub>2</sub>therm.dsp ».

Le programme est libre de faire varier les 3 épaisseurs de couches minces définies dans l’encart 1 de la figure 6.3. La couche de dioxyde de silicium natif existe dans la réalité et permet une meilleure correspondance entre le modèle mathématique et la mesure. Les valeurs indiquées dans la figure sont les valeurs nominales attendues des couches.

2. Un programme pour mesurer l’épaisseur de SiO<sub>2</sub> PECVD. Il utilise la plage de longueurs d’onde 300 nm – 800 nm par pas de 5 nm.

Il a permis de contrôler l’épaisseur de SiO<sub>2</sub> déposée pour le masquage de l’implantation ionique. Le modèle de dispersion et l’épaisseur ont pu être trouvés de manière concomitante car ce programme consistait à mesurer une mono-couche de plus de 500 Å, directement déposée sur le substrat de silicium. Le modèle développé a seulement nécessité l’utilisation d’une formule de Cauchy pour matériau transparent 6.17, pour déterminer la valeur du coefficient de réfraction en fonction de la longueur d’onde incidente. Le coefficient d’extinction est alors nul,  $k(\lambda) = 0$ .

$$n(\lambda) = A + \frac{10^4 B}{\lambda^2} + \frac{10^9 C}{\lambda^4} \quad (6.17)$$

Les paramètres du modèle se trouvent dans le tableau 6.6.

Paramètre	Valeur
A	1.45990
B	0.67869
C	-0.33954

TABLE 6.6 – Paramètres du modèle de dispersion « SiO<sub>2</sub>PECVD.dsp ».

3. Un programme pour contrôler le retrait total du SiO<sub>2</sub> PECVD. Il est identique au programme n°2, mise à part l’épaisseur nominale de SiO<sub>2</sub>. Comme le résultat attendu lors d’une mesure est une valeur proche de 10 Å, ce qui correspond à l’épaisseur d’un oxyde natif, le programme part d’une valeur de 100 Å.
4. Un programme pour mesurer l’épaisseur d’Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> déposé. Il utilise la plage de longueurs d’onde 450 nm – 800 nm par pas de 5 nm.

En premier lieu, il a permis d’étalonner le procédé ALD thermique, en établissant la correspondance entre l’épaisseur déposée et le nombre de cycles du procédé. Dans un second temps, il a été utilisé pour déterminer les résultats de la figure 6.2 et estimer la vitesse de gravure ICP-RIE de l’Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Une couche de 600 Å d’Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> a été déposée la première fois afin de déterminer correctement le modèle de dispersion de cette couche. Il est dérivé de la formule de Forouhi-Bloomer, adaptée par HORIBA sous le nom de « New amorphous », qui est définie par les expressions suivantes de  $n(\omega)$  et  $k(\omega)$ .

$$n(\omega) = n_\infty + \frac{B_j (\omega - \omega_j) + C_j}{(\omega - \omega_j)^2 + (\Gamma_j)^2}$$

$$k(\omega) = \begin{cases} \frac{f_j (\omega - \omega_g)^2}{(\omega - \omega_j)^2 + (\Gamma_j)^2} & \text{si } \omega > \omega_g \\ 0 & \text{si } \omega \leq \omega_g \end{cases}$$

avec  $B_j = \frac{f_j}{\Gamma_j} \left( (\Gamma_j)^2 - (\omega_j - \omega_g)^2 \right)$  et  $C_j = 2f_j \Gamma_j (\omega_j - \omega_g)$ .

Les paramètres du modèle se trouvent dans le tableau 6.7.

Paramètre	Valeur
$n_{\infty}$	1.7083790
$f_j$	2.0236140
$\omega_j$	10.3521100
$\Gamma_j$	0.4683598
$\omega_g$	9.9457320

TABLE 6.7 – Paramètres du modèle de dispersion « Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>\_ALDth.dsp ».

SiO <sub>2</sub> natif	SiO <sub>2</sub> _HJY.ref	10Å ?
Si	Si100 jel.ref	500Å ?
SiO <sub>2</sub> BOX	SiO <sub>2</sub> therm.dsp	1450Å ?
Substrat Si	c-Si_HJY.ref	-
Empilement	Modèle de dispersion	Epaisseur

1.

SiO <sub>2</sub> PECVD	SiO <sub>2</sub> PECVD.dsp	1500Å ?
Substrat Si	c-Si_HJY.ref	-
Empilement	Modèle de dispersion	Epaisseur

2./3.

Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ALD	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> _ALDth.dsp	500Å ?
Substrat Si	c-Si_HJY.ref	-
Empilement	Modèle de dispersion	Epaisseur

4.

? = paramètre variable

\*.dsp = modèle développé

FIGURE 6.3 – Description des empilements mesurés en spectro-ellipsométrie à la PTA.

### 6.2.5 Cartographie des zones testées en test sous pointes automatique

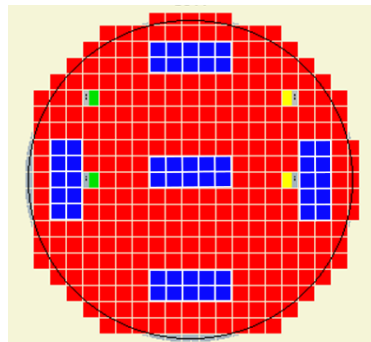


FIGURE 6.4 – Cartographie des 50 échantillons testés (carrés bleus) en I-V par test sous pointes automatique, par plaque en diamètre 200 mm.

## 6.3 Annexes au chapitre 5 : complément à l'étude du microbolomètre

### 6.3.1 Procédure analytique pour le dimensionnement de l'antenne patch rectangulaire

L'empilement de la figure 5.2 est considéré sans le dipôle, afin de se retrouver dans la configuration d'une antenne patch simple. Le patch et le plan de masse (réflecteur) sont constitués d'un métal parfaitement conducteur. Contrairement à une antenne patch en espace libre, le milieu supérieur où rayonne le patch est le silicium HR. Sa permittivité relative  $\epsilon_{r-Si}$  est considérée purement réelle dans cette approche.

Les deux couches présentes de  $\text{SiO}_2$  et de vide peuvent être assimilées à une seule couche diélectrique d'épaisseur équivalente  $H_{sub}$  et de permittivité relative équivalente réelle  $\epsilon_{r-sub}$ , pouvant être exprimée simplement par la formule 6.18 en considérant un chemin optique constant.

$$\epsilon_{r-sub} = \left( \frac{H_{vide} + H_{SiO_2} \sqrt{\epsilon_{r-SiO_2}}}{H_{sub}} \right)^2 \quad (6.18)$$

avec

$$H_{sub} = H_{vide} + H_{SiO_2} \quad (6.19)$$

La procédure pour le calcul des dimensions du patch est issue du cours d'A. Boyer sur les antennes à l'INSA de Toulouse [119].

1. Calcul de la largeur du patch  $W_{patch}$

$$W_{patch} = \frac{c}{2f_r} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_{r-Si} + \epsilon_{r-sub}}} \quad (6.20)$$

où  $c$  désigne la vitesse de la lumière dans le vide et  $f_r$  désigne la fréquence de résonance du patch.

2. Calcul de la permittivité effective de rayonnement du patch  $\epsilon_{r-eff}$

$$\epsilon_{r-eff} = \frac{\epsilon_{r-sub} + \epsilon_{r-Si}}{2} + \frac{\epsilon_{r-sub} - \epsilon_{r-Si}}{2} \left( 1 + \frac{12H_{sub}}{W_{patch}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (6.21)$$

3. Calcul de la longueur du patch  $L_{patch}$

$$L_{patch} = \frac{c}{2f_r \sqrt{\epsilon_{r-eff}}} - 0.824 H_{sub} \frac{(\epsilon_{r-eff} + 0.3) \frac{W_{patch}}{H_{sub}} + 0.264}{(\epsilon_{r-eff} - 0.258) \frac{W_{patch}}{H_{sub}} + 0.8} \quad (6.22)$$

Le tableau 6.8 résume les paramètres employés, hors constantes physiques fondamentales, et les dimensions du patch calculées par cette méthode.



Paramètres d'entrée	
$f_r$ (GHz)	400
$\epsilon_{r-SiO_2}$	4
$\epsilon_{r-Si}$	11.7
$H_{vide}$ ( $\mu\text{m}$ )	12.5
$H_{SiO_2}$ ( $\mu\text{m}$ )	11
Paramètres de sortie	
$W_{patch}$ ( $\mu\text{m}$ )	142
$L_{patch}$ ( $\mu\text{m}$ )	163

TABLE 6.8 – Paramètres et dimensions d'une antenne patch simple avec plan de masse.

### 6.3.2 Propriétés électromagnétiques des matériaux pour $T = 80$ K

Matériau	$\epsilon_r$	$\sigma_{DC}$ ( $\text{S.m}^{-1}$ )	$R_{\square}$ ( $\Omega.\square^{-1}$ )
Al (massif)	1	$2.681 \times 10^8$	-
Cu (massif)	1	$3.623 \times 10^8$	-
TiN (10 nm)	-	-	133
Si(100) HR	11.9	0.20367	-
Si(100) -N	11.9	600	-
Si(100) -N <sup>+</sup>	11.9	$3.57 \times 10^5$	-
Si(100) -P <sup>+</sup>	11.9	$5.00 \times 10^4$	-
a-Si	11.9	0.0012	-
SiO <sub>2</sub>	4	0	-

 TABLE 6.9 – Paramètres des matériaux utilisés pour les simulations électromagnétiques sub-THz par éléments finis à  $T = 80$  K.

### 6.3.3 Résistivité des métaux purs pour des faibles épaisseurs

La résistivité d'un métal pur est plus ou moins dépendante de l'épaisseur du film  $t$ , en fonction du métal considéré et de sa méthode de fabrication, qui peut modifier considérablement la microstructure d'une couche mince. Un des modèles très connu a été établi par Fuchs et Sondheimer et dépend du rapport  $\frac{t}{\lambda_{e^-}}$  [139]. Il pourrait donc être possible de sélectionner un métal en fonction de la valeur de  $R_{\square}$  optimale, en s'appuyant sur des données déjà publiées comme celles de l'article de De Vries sur des métaux évaporés sous ultra-vide [123]. Il montre que la résistivité surfacique d'un film de métal pur nanométrique  $R_{\square-f}$ , exprimée en  $\Omega.\square^{-1}$ , vérifie la formule simplifiée 6.23. Le coefficient  $C$ , exprimant l'effet des faibles épaisseurs sur la conduction des électrons dans un métal pur, est extrait empiriquement dans l'article et se révèle indépendant de la température.

$$R_{\square-f}(T) = \frac{\rho_f(T)}{h_f} = \frac{\rho_{\infty}(T)}{h_f} + \frac{C}{h_f^2} = R_{\square-\infty}(T) + \frac{C}{h_f^2} \quad (6.23)$$

$\rho_f$  ( $\Omega.\text{m}$ ) : résistivité du film de métal pur, en courant continu DC.

$\rho_{\infty}$  ( $\Omega.\text{m}$ ) : résistivité du métal massif, dépendant de la température, en courant continu DC.

$R_{\square-\infty}(T)$  : résistivité surfacique du métal massif, dépendant de la température.

$C$  ( $\Omega.\text{m}^2$ ) : coefficient d'effet des faibles épaisseurs.

$h_f$  (m) : épaisseur du film.

### 6.3.4 Expressions de l'absorption en fonction des paramètres S des deux modes fondamentaux $TE_{00}$ et $TM_{00}$

Les paramètres S sont des nombres complexes. L'absorption est exprimée en fonction de leurs modules.

— Absorption selon le mode 1  $TE_{00}$

$$Abs_{s11} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$$

— Absorption selon le mode 2  $TM_{00}$

$$Abs_{s22} = 1 - |S_{22}|^2 - |S_{12}|^2$$

### 6.3.5 Expressions des paramètres S à $\pm 45^\circ$ et de l'absorption associée

— Paramètre  $S_{m45m45}$

$$S_{m45m45} = \frac{1}{2} (-S_{11} - S_{22} + S_{21} + S_{12})$$

— Paramètre  $S_{m45p45}$

$$S_{m45p45} = \frac{1}{2} (-S_{11} + S_{22} + S_{21} - S_{12})$$

— Paramètre  $S_{p45m45}$

$$S_{p45m45} = \frac{1}{2} (S_{11} - S_{22} + S_{21} - S_{12})$$

— Paramètre  $S_{p45p45}$

$$S_{p45p45} = \frac{1}{2} (S_{11} + S_{22} + S_{21} + S_{12})$$

— Absorption selon  $\varphi = 45^\circ$

$$Abs_{p45} = 1 - |S_{p45p45}|^2 - |S_{m45p45}|^2$$

— Absorption selon  $\varphi = -45^\circ$

$$Abs_{m45} = 1 - |S_{m45m45}|^2 - |S_{p45m45}|^2$$

### 6.3.6 Propriétés mécaniques des matériaux pour $T = 80$ K

Les simulations par éléments finis ont été réalisées avec des valeurs constantes de module d'Young  $E_y$  et de limite élastique  $R_e$ , extraites de la littérature à 300 K. Il était important de prendre 300 K pour les propriétés mécaniques car la libération de la membrane bolométrique s'effectue à température ambiante.

Néanmoins, lorsque la température diminue, un solide homogène et isotrope a tendance à devenir de moins en moins ductile. Les matériaux sont de plus en plus rigides, ce qui est plutôt favorable au maintien mécanique de la planche dans notre cas d'utilisation à 80 K.

En revanche, la dépendance à la température des coefficients de dilatation thermique linéique (CTE) a bien été prise en compte dans les simulations. Les valeurs du tableau 6.10 sont une moyenne sur la gamme 80 – 300 K.

Matériau	$E_y$ (GPa)	$\nu$	$\alpha$ ( $K^{-1}$ )	$\sigma_{int}$ (GPa)	Références
Nb	105	0.4	$5.7 \times 10^{-6}$	-1 à 0.3	[140]
c-Si (100) à 45°	130	0.28	$2.3 \times 10^{-6}$	-	[141]
a-Si	150	0.21	$4.4 \times 10^{-6}$	0 à 0.6	Données internes LI2T
TiN	320	0.28	$8.1 \times 10^{-6}$	-1	Données internes LI2T

TABLE 6.10 – Propriétés mécaniques des matériaux du bolomètre.

### 6.3.7 Liste simplifiée des étapes de fabrication de la planche suspendue

Les étapes sélectionnées sont celles qui engendrent des contraintes thermiques dans les couches de la planche, mais elles ne sont pas une description fidèle du procédé réel, plus complexe, qui sera effectué. Dans cette étude, les trois couches de silicium amorphe (a-Si) ont la même épaisseur et sont déposées dans les mêmes conditions.

L'ordre chronologique des étapes dans la simulation est :

1. Dépôt de la première couche de a-Si, déposé par PECVD<sup>1</sup> à une température de 280°C.
2. Dépôt du TiN sur les bras par pulvérisation cathodique à 100° C.
3. Dépôt de la deuxième couche de a-Si.
4. Collage de la diode p-i-n silicium à température ambiante.
5. Dépôt de la dernière et troisième couche de a-Si.
6. Dépôt du métal antenne à température ambiante.

### 6.3.8 Propriétés thermiques des matériaux pour $T = 80$ K

Matériau	$\rho$ ( $kg.m^{-3}$ )	$\kappa$ ( $W.K^{-1}.m^{-1}$ )	$c_p$ ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )	Références
Al	2700	-	357	[121]
c-Si	2330	-	445	[65]
SiO <sub>2</sub>	2200	-	256	[142]
TiN	5240	1.45	82	[121, 143]
a-Si	2330	0.85	215	[144, 145]

TABLE 6.11 – Propriétés thermiques des matériaux du bolomètre. Données valables pour  $T = 80$  K.

La conductivité thermique du TiN  $\kappa_{TiN}$  a été estimée en utilisant la loi de Wiedemann-Franz à 80 K pour un métal, à partir de l'équation 6.24. La conductivité électrique à 80 K a été mesurée sur une ligne de test de 7 nm d'épaisseur pendant cette thèse,  $\rho_{TiN}(80 K) = 1.35 \times 10^{-4} \Omega.cm$ .

$$\kappa_{TiN}(T) = \frac{Lor \times T}{\rho_{TiN}(T)} \quad (6.24)$$

$Lor = 2.448 \times 10^{-8} W.\Omega.K^{-2}$  : nombre de Lorentz.

D'où,  $\kappa_{TiN} \approx 1.45 W.K^{-1}.m^{-1}$ .

La capacité thermique massique  $c_{p-TiN}$  du TiN a été déterminée par le calcul à 80 K en considérant la formule 6.25, valable pour  $T \ll \Theta_D$ . Cette hypothèse est faite ici, bien que  $80/580 \approx 0.14$ . Le terme additionnel  $\gamma T$  pour la contribution des électrons libres dans les métaux n'a pas été pris en compte, car il est négligeable dans ce cas-là.

1. Acronyme anglo-saxon pour « Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition », Dépôt Chimique en Phase Vapeur Assisté par Plasma.

$$c_{p-TiN} = \frac{1}{M_{TiN}} 9R \left( \frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \int_0^{3\Theta_D/T} \frac{x^4 \exp(x)}{(\exp(x) - 1)^2} dx \quad (6.25)$$

La conductivité thermique du a-Si provient de données de mesure disponibles au laboratoire LI2T.

### 6.3.9 Introduction qualitative des pertes radiatives de la planche bolométrique sub-THz

Dans un micro-bolomètre infrarouge (IR) non-refroidi typique, l'absorption se fait via un écran de Salisbury, avec une résistance de la surface métallique absorbante la plus proche possible de l'impédance du vide de  $377 \Omega \cdot \square^{-1}$  associée à une cavité  $\lambda/4$ . Avec une absorption moyenne proche de 1 autour de  $\lambda$ , l'émissivité  $\varepsilon_m$  de cette surface opaque est également proche de 1. Le bolomètre se comporte donc comme un corps noir de température instantanée  $T_0 + \Delta T(t)$ . Les surfaces supérieures en regard de la planche bolométrique sont « éloignées », à une distance  $d \geq \lambda_{rad}$ , dont le pic  $\lambda_{rad-pic} \sim 10 \mu\text{m}$  à 300 K. Le bilan net de puissance dissipée par radiation  $P_{rad-bolIR}$  est donc définie par la formule suivante, d'après [146] :

$$P_{rad-bolIR} = F_{1-2} A_1 \varepsilon_m \sigma \left[ (T_0 + \Delta T(t))^4 - T_0^4 \right] \quad (6.26)$$

$A_1$  : aire de la surface 1, égale à celle de la planche bolométrique.

$F_{1-2}$  : facteur géométrique d'échange radiatif entre la surface 1 (planche bolométrique rayonnante) et la surface 2 (fenêtre ou boîtier du plan focal), d'aire  $A_2$ . Comme  $A_1 \ll A_2$ , alors  $F_{1-2} \sim 1$ . De plus, la surface 2 est considérée comme un corps noir avec  $\varepsilon_2 = 1$ . Aucune énergie rayonnée par le bolomètre n'est réfléchiée sur sa surface.

$\sigma = 5.670374 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$  : constante de Stefan-Boltzmann.

$T_0$  : température du plan focal. Pour la bolométrie IR non-refroidie, environ 300 K.

$\Delta T(t)$  : échauffement du bolomètre sous polarisation et sous flux.

Pour le cas décrit ci-dessus, le terme  $\frac{dP_{rad-bolIR}}{dT}$  peut ainsi être facilement évalué analytiquement et comparé à la valeur de  $\frac{dP_l}{dT}$ .

Dans le cas du bolomètre sub-THz imaginé dans cette thèse, la situation s'avère différente. Bien que  $T_0 = 80 \text{ K}$ , ce qui diminue fortement les pertes radiatives  $\propto \sigma T^4$ , les surfaces en-regard du bolomètre, à savoir la capsule munie du patch au-dessus ( $S_2$ ) et la cavité épaisse en  $\text{SiO}_2$  ( $S_3$ ) en-dessous, sont placées à une distance  $d \leq 6 \mu\text{m}$ . L'approximation d'un régime de transfert thermique purement radiatif en champ lointain n'est plus valable car  $d \leq \frac{\lambda_{rad}}{5}$  ( $\lambda_{rad-pic} \sim 30 \mu\text{m}$  à 80 K). Il faudrait aussi pouvoir considérer les transferts thermiques en champ proche dans le bilan radiatif du bolomètre. Cette problématique peut être traitée par des simulations multi-physiques 3D par éléments finis, à l'aide d'un logiciel dédié comme COMSOL®.

Les pertes radiatives ont été considérées négligeables dans le bilan thermique du bolomètre sub-THz en prenant en compte la faible émissivité du métal du dipôle à 80 K, afin de réaliser un premier dimensionnement optimiste au cours de cette thèse.

Néanmoins, la suite du projet nécessitera l'étude de ces pertes, notamment afin de dimensionner le plus finement possible et tirer profit au maximum des performances électrothermiques du thermomètre à diode. En effet, évaluer précisément le terme  $\frac{dP_{rad}}{dT}$  avant la fabrication d'un pixel complet pourra le cas échéant permettre de trouver une stratégie pour le compenser :

- Ajustement de la largeur  $W$  de la diode et donc ajustement fin du courant de polarisation.
- Adaptation du  $R_{th}$  des bras de suspension.
- Ajustement de la tension de polarisation de la diode. Celui-ci est le plus simple car il peut se faire après fabrication.

En pratique, il est normalement possible de quantifier analytiquement le renforcement des transferts radiatifs à faible distance via un coefficient NFRT<sup>2</sup> à ajouter à la conductance radiative effective en champ lointain. Si une expression analytique de  $P_{rad}$  est trouvée, la phase d'optimisation décrite ci-dessus pourrait être assez rapide à l'aide d'un algorithme spécialisé, comme le krigeage utilisé pour l'absorption électromagnétique du pixel sub-THz (section 5.1.2.3). Le critère à maximiser sera l'échauffement du bolomètre en fonction de  $P_{abs}$  sur la dynamique de scène, en couplant l'algorithme à la résolution numérique du bilan thermique du bolomètre (éq. 5.19) ou directement à un logiciel de simulation 3D type COMSOL<sup>®</sup>.

Le schéma en coupe de la figure 6.5 du pixel sub-THz permet de se rendre compte de la géométrie et des conditions limites du problème. Les émissivités indiquées sont des valeurs d'émissivité moyenne, calculées au moyen des expressions données dans le livre de référence de John R. Howell sur les transferts thermiques radiatifs [146].

- La figure 3.3 de l'ouvrage d'Howell a été utilisée pour le calcul de l'émissivité des diélectriques, ici c-Si HR, a-Si et SiO<sub>2</sub>, en considérant  $n_{c-Si} \approx n_{a-Si} \sim 3.5$  et  $n_{SiO_2} \sim 2$ .
- L'émissivité des métaux a été calculée avec la formule :  $\epsilon_m(T) = 0.751\sqrt{\rho_m T} - 0.396\rho_m T$ , où  $\rho_m$  ( $\Omega.m$ ) désigne la résistivité électrique du métal à la température  $T$  (K).

La forte réflectivité du patch devrait permettre une réflexion spéculaire d'une partie de l'énergie en faveur du dipôle. Néanmoins, l'émissivité de ce dernier est également faible et seulement la moitié de sa surface A1 est placée sous le patch. En outre, vu la configuration de la cellule simulée la plus pertinente (fig. 5.22), les limites prises pour les surfaces A2, A3 et A4 peuvent être discutées. Etant donné que l'environnement proche de la membrane est régulé à 80 K, chaque bolomètre est donc considéré comme un système isolé thermiquement des pixels voisins. Cette hypothèse diminue nettement la complexité du problème à traiter.

Un point d'attention concernera également le bolomètre d'ébasage. Son bilan radiatif pourrait être différent des bolomètres sensibles. Sa surface A1 supérieure sera du a-Si et le patch sera absent, au profit de la capsule en Si HR. Après une étude radiative approfondie, si  $\frac{dP_{rad}}{dT}$  ne s'avère pas négligeable dans le comportement électrothermique du bolomètre, alors il faudra reconsidérer la solution d'ébasage proposée. En effet, un biais de  $R_{th-eff}$  serait forcément induit entre les deux bolomètres et il ne serait pas seulement lié à l'absorption de la puissance sub-THz incidente  $P_{abs}$ .

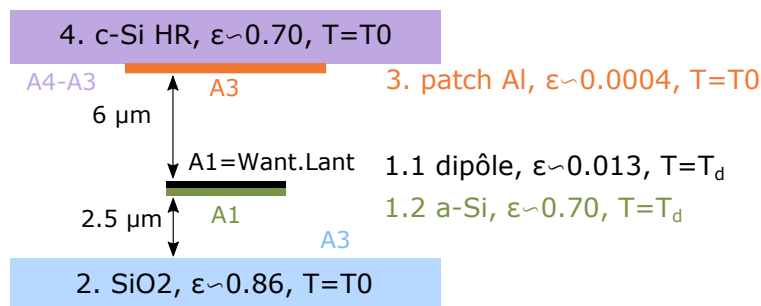


FIGURE 6.5 – Schéma de l'environnement radiatif de la planche bolométrique sub-THz.

### 6.3.10 Paramètres de la filière UMC 0.18 μm 3.3V STD à 77 K

Les extractions des paramètres de cette filière de transistors, présentés dans les deux tableaux suivants, ont été effectuées par le CEA Leti.

2. Acronyme anglo-saxon pour « Near-Field Radiative Transfer »

Paramètre	Description	Unité	Valeur
Bulk	polarisation du bulk	V	3.3
Cox	capacité surfacique de l'oxyde de grille	F.m <sup>-2</sup>	5.308e-3
PHI	écart entre le pseudo niveau de Fermi et le niveau intrinsèque	V	1.134
KF	paramètre de bruit en 1/f	W.Hz <sup>-1</sup>	4.97E-25
AF	puissance de bruit en 1/f	-	1.02
Vth0	tension de seuil pour V_bulk nulle	V	-0.92034
gamma	coefficient d'effet bulk	V <sup>1/2</sup>	0.9296891
Kp	Mobilité des trous multipliée par Cox	A.V <sup>-2</sup>	1.256508E-4
lambda	coefficient de modulation de la longueur du canal	V.m <sup>-1</sup>	1.038199
tev	sensibilité de la tension à la température	V.K <sup>-1</sup>	-1.07E-3
bex	exposant de la variation de mobilité à la température	-	-7.37E-1
tnom	température nominale	K	-196+273.15
LETA	coefficient de l'effet de canal court	-	0.2229038
Q0	Pic de densité de charges pour l'effet de canal court inverse	A.s.m <sup>-2</sup>	0
LK	Longueur caractéristique pour l'effet de canal court inverse	m	1e-7
WETA	coefficient pour l'effet de canal étroit	-	-0.184696
UCRIT	champ électrique longitudinal au canal critique	V.m <sup>-1</sup>	2.436054E7
XJ	profondeur de jonction	m	1e-7
E0	coefficient de réduction de mobilité	V.m <sup>-1</sup>	1E5
Epsi	permittivité du silicium	F.m <sup>-1</sup>	104.5e-12

TABLE 6.12 – Paramètres PMOS à 77 K.

Paramètre	Description	Unité	Valeur
Bulk	polarisation du bulk	V	0
Cox	capacité surfacique de l'oxyde de grille	F.m <sup>-2</sup>	5.308e-3
PHI	écart entre le pseudo niveau de Fermi et le niveau intrinsèque	V	1.122
KF	paramètre de bruit en 1/f	W.Hz <sup>-1</sup>	3.18e-24
AF	puissance de bruit en 1/f	-	0.96
Vth0	tension de seuil pour V_bulk nulle	V	0.7504181
gamma	coefficient d'effet bulk	V <sup>1/2</sup>	0.62569
Kp	Mobilité des trous multipliée par Cox	A.V <sup>-2</sup>	7.440606E-4
lambda	coefficient de modulation de la longueur du canal	V.m <sup>-1</sup>	0.4557419
tev	sensibilité de la tension à la température	V.K <sup>-1</sup>	1.15e-3
bex	exposant de la variation de mobilité à la température	-	-1.11
tnom	température nominale	K	-196+273.15
LETA	coefficient de l'effet de canal court	-	0.5373396
Q0	Pic de densité de charges pour l'effet de canal court inverse	A.s.m <sup>-2</sup>	4.303577E-4
LK	Longueur caractéristique pour l'effet de canal court inverse	m	3.8693E-7
WETA	coefficient pour l'effet de canal étroit	-	1.802487E-3
UCRIT	champ électrique longitudinal au canal critique	V.m <sup>-1</sup>	8.747092E5
XJ	profondeur de jonction	m	1E-7
E0	coefficient de réduction de mobilité	V.m <sup>-1</sup>	3.549983E8
Epsi	permittivité du silicium	F.m <sup>-1</sup>	104.5e-12

TABLE 6.13 – Paramètres NMOS à 77 K.

### 6.3.11 Expression de $i_{utile-rms}$

Le courant de bruit intégré  $i_{int}(t)$  est égal au produit de convolution d'une fonction porte  $\Pi(t)$  de durée  $T_{int}$  avec le courant de bruit  $i_{utile}(t)$ .

$$i_{int} = \Pi * i_{utile}$$

Comme  $i_{int}$  et  $i_{utile}$  sont des fonctions à valeurs purement réelles, elles sont égales à leur conjugué.  $i_{int}(t)$  et  $i_{utile}(t)$  sont des signaux aléatoires à valeur moyenne nulle.

Dans ce cas, comme la convolution est une opération commutative et associative, on peut donc en déduire :

$$R_{i_{int}}(\tau) = (i_{int} * i_{int})(\tau) = (\Pi * \Pi) * R_{i_{utile}}(\tau)$$

$$\iff TF[R_{i_{int}}(\tau = 0)] = TF[\Pi * \Pi] \times TF[R_{i_{utile}}(\tau = 0)]$$

$$\iff S_{I-int} = TF[\Pi]^2 \times S_{I-utile}$$

$$TF[\Pi] = \left( \frac{\sin(\pi f T_{int})}{\pi f T_{int}} \right) \text{ avec } \Pi(t) = 1 \text{ pour } t \in \left[ -\frac{T_{int}}{2}; \frac{T_{int}}{2} \right] \text{ et } 0 \text{ sinon.}$$

D'où,

$$\begin{aligned} i_{utile-rms} &= \sqrt{\overline{i_{int}(t)^2}} = \sqrt{\lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T i_{int}(t)^2 dt} = \sqrt{\int_0^{+\infty} S_{I-int}(f) df} \\ \iff i_{utile-rms} &= \sqrt{\int_0^{+\infty} S_{I-utile} \left( \frac{\sin(\pi f T_{int})}{\pi f T_{int}} \right)^2 df} \end{aligned} \quad (6.27)$$

# Listes

## Liste des symboles

### Constantes fondamentales

- $c$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) : vitesse de la lumière dans le vide. On utilisera la valeur approchée  $c = 3.0 \times 10^8 \text{m.s}^{-1}$ .
- $h$  ( $\text{J.s}^{-1}$ ) : constante de Planck. On utilisera la valeur approchée  $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{J.s}^{-1}$ .
- $q$  (C) : charge électrique élémentaire, portée par un électron. On utilisera la valeur approchée  $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ .
- $k$  ( $\text{J.K}^{-1}$ ) : constante de Boltzmann. On utilisera la valeur approchée  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{J.K}^{-1}$ .
- $\alpha_0$  : constante de structure fine. On utilisera la valeur approchée  $\alpha_0 = 1/137$ .

### Termes principaux

- $\nu$  (Hz) : fréquence de l'onde.
- $\lambda$  ( $\mu\text{m}$ ) : longueur d'onde.
- $L_{CN}$  ( $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$ ) : luminance spectrale du corps noir.
- $MDP$  (W) : puissance minimale détectable requise au niveau du détecteur.
- $NETD$  (K) : différence de température minimale de bruit, soit la différence minimale de température résolue entre deux points d'une scène vue par le détecteur.
- $i_B$  (A) : courant de bruit rms du thermomètre.
- $R_{I/P}$  ( $\text{A.W}^{-1}$ ) : réponse en courant du bolomètre par rapport à une puissance optique absorbée.
- $R_{th}$  ( $\text{K.W}^{-1}$ ) : résistance thermique du bolomètre.
- $R_{th-eff}$  ( $\text{K.W}^{-1}$ ) : résistance thermique effective du bolomètre.
- $\tau_{th}$  (s) : constante de temps thermique du bolomètre.
- $\tau_{th-eff}$  (s) : constante de temps thermique effective du bolomètre.
- $V_{pol}$  (V) : tension de polarisation du bolomètre.
- $P_{bol}$  (W) : puissance instantanée stockée par la planche suspendue.
- $P_{abs}$  (W) : puissance sub-THz absorbée par le bolomètre.
- $P_J$  (W) : puissance Joule due à l'auto-échauffement du thermomètre à diode, avec une polarisation à tension constante.
- $P_{fuite}$  (W) : puissance perdue par conduction et par échange radiatif. Aucune perte par convection n'est considérée car le bolomètre est placé sous vide secondaire.



- $P_{cond}$  (W) : puissance perdue par conduction à travers les bras de suspension de résistance thermique  $R_{th}$ .
- $P_{rad}$  (W) : puissance perdue par radiation, où la membrane suspendue se comporte comme un corps gris de température  $T_d > T_0$ .
- $V_d$  (V) : différence de potentiel aux bornes de la jonction PN.
- $V_{bi}$  (V) : tension de diffusion ou de “built-in” de la jonction PN.
- $T$  (K) : température absolue du réseau cristallin de silicium, homogène dans le volume de la jonction PN.
- $W_{ZCE}$  (cm) : extension de la zone de déplétion, ou ZCE, dans l’axe longitudinal à la jonction PN.
- $n_i$  (cm<sup>-3</sup>) : concentration de porteurs de charge intrinsèques libres dans le silicium, électrons ou trous.
- $n$  (cm<sup>-3</sup>) : concentration d’électrons libres dans le silicium.
- $p$  (cm<sup>-3</sup>) : concentration de trous libres dans le silicium.
- $J_{sat}$  (A.cm<sup>-2</sup>) : densité de courant de saturation de la jonction PN.
- $J_{diff}$  (A.cm<sup>-2</sup>) : densité de courant de saturation liée à la diffusion de la jonction PN.
- $J_{gr}$  (A.cm<sup>-2</sup>) : densité de courant due aux phénomènes de génération-recombinaison dans la ZCE.
- $D_{n,p}$  (cm<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>) : coefficient de diffusion d’un électron ( $n$ ) ou d’un trou ( $p$ ).
- $\mu_{n,p}$  (cm<sup>2</sup>.V<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>) : mobilité d’un électron ( $n$ ) ou d’un trou ( $p$ ).
- $\tau_{n,p}$  (s) : durée de vie d’un électron ( $n$ ) ou d’un trou ( $p$ ).
- $N_A^-$  (cm<sup>-3</sup>) : concentration en impuretés dopantes ionisées, acceptrices d’électron.
- $N_D^+$  (cm<sup>-3</sup>) : concentration en impuretés dopantes ionisées, donneuses d’électron.
- $\tau_r$  (s) : durée de vie d’un porteur de charge, électron ou trou, avant recombinaison dans la ZCE.
- $\tau_g$  (s) : durée de vie d’un porteur de charge, électron ou trou, généré dans la ZCE.
- $J_R$  (A.cm<sup>-2</sup>) : densité de courant en polarisation inverse.
- $J_{gen}$  (A.cm<sup>-2</sup>) : densité de courant due aux phénomènes de génération dans la ZCE en polarisation inverse.
- $J_D$  (A.cm<sup>-2</sup>) : densité de courant en polarisation directe.
- $J_{D-id}$  (A.cm<sup>-2</sup>) : densité de courant en polarisation directe pour une diode idéale présentant uniquement un courant de diffusion.
- $J_{rec}$  (A.cm<sup>-2</sup>) : densité de courant due aux phénomènes de recombinaison dans la ZCE en polarisation directe.
- $L_i$  (μm) : longueur de la base (ou canal) faiblement dopée d’une jonction de type p-i-n.
- $W$  (μm) : largeur de la diode.
- $\eta$  : coefficient d’idéalité de la jonction PN. (Ne pas confondre avec  $\eta$  (v) du chapitre 1 qui désigne l’absorption optique du détecteur.)
- $TCC$  (%.K<sup>-1</sup>) : coefficient de Température en Courant. Sensibilité thermique relative de la jonction.
- $R_I$  (A.K<sup>-1</sup>) : réponse thermique en courant de la diode.
- $DSP$  (A<sup>2</sup>.Hz<sup>-1</sup> ou V<sup>2</sup>.Hz<sup>-1</sup>) : densité Spectrale de Puissance de bruit en courant (autre notation :  $S_I$ ) ou en tension (autre notation :  $S_V$ ).

- $\Delta T_{min}$  (K) : résolution thermique du thermomètre à diode.
- $r_d$  ( $\Omega$ ) : résistance dynamique de la diode.
- $R_S$  ( $\Omega$ ) : résistance série totale de la diode (assimilable à la résistance dynamique en régime ohmique).
- $R_{C-N+}$  ( $\Omega$ ) : résistance du contact siliciuré (PtSi ou NiSi) avec le silicium dopé N+.
- $R_{C-P+}$  ( $\Omega$ ) : résistance du contact siliciuré (PtSi ou NiSi) avec le silicium dopé P+.
- $I_{norm}$  ( $A.\mu m^{-1}$ ) : densité linéique de courant, aussi désigné sous le terme de « courant normalisé ».
- $\bar{E}_t$  (eV) : énergie moyenne des pièges à l'origine du courant de génération-recombinaison de la jonction PN.
- $E_G$  (eV) : bande d'énergie interdite du silicium.
- $E_i$  (eV) : niveau de Fermi intrinsèque du silicium, environ égal à  $\frac{E_G}{2}$ .
- $\tau_{eff}$  (s) : durée de vie globale des porteurs minoritaires dans la région faiblement dopée de la jonction PN.
- $\alpha_{H-d}$  : paramètre de Hooge, aussi désigné « Constante de Hooge », pour la jonction PN en régime de faible injection.
- $\alpha_{H-r}$  : paramètre de Hooge résistif du silicium monocristallin homogène.
- $E_{y-f}$  (Pa) : module d'Young de la couche mince  $f$  considérée.
- $\nu_f$  : coefficient de Poisson de la couche mince  $f$  considérée.
- $\alpha_f$  ( $K^{-1}$ ) : coefficient d'expansion thermique de la couche mince  $f$  considérée.
- $\alpha_s$  ( $K^{-1}$ ) : coefficient d'expansion thermique du substrat considéré.
- $T_{dep}$  (K) : température initiale à laquelle la couche mince est déposée dans le procédé de fabrication.
- $T_m$  (K) : température d'utilisation ou température à laquelle la contrainte est calculée.
- $Q_i$  (C) : charge d'inversion dans le canal d'un transistor MOS.
- $C_{ox}$  ( $F.m^{-2}$ ) : densité surfacique de capacitance de l'oxyde de grille du transistor MOS.
- $\mu_{eff-MOS}$  ( $m^2.V^{-1}.s^{-1}$ ) : mobilité effective des porteurs de charge dans le canal d'un transistor MOS.
- $KF$  ( $W.Hz^{-1}$ ) : paramètre de bruit en  $1/f$  du transistor MOS.
- $AF$  : puissance de dépendance à la fréquence du bruit en  $1/f$  du transistor MOS.



## Table des figures

1.1	Spectre électromagnétique, avec la mention du domaine térahertz, modifié à partir de [2]. . . . .	4
1.2	Transmission d'une atmosphère typique à 50% d'humidité relative à 296 K, dans une cellule de mesure sous 760 Torr de pression, équivalente à la pression atmosphérique [3]. . . . .	5
1.3	(a) Spectre d'absorption THz de trois isomères de l'acide chloro-cinnamique. (b) Indice de réfraction et spectre d'absorption THz d'une couche de 1 mm d'épaisseur d'un cristal de $\text{LaAlO}_3$ . Extraits de [4]. . . . .	6
1.4	Luminance spectrale du corps noir pour différentes températures d'équilibre. . . . .	7
1.5	Image de Cassiopée A (reste de supernovae), réalisée en imagerie passive à 240 GHz. Extrait de [10]. . . . .	8
1.6	Photographie en imagerie THz pulsée d'un défaut de délamination sur un radôme. Extrait de [12]. . . . .	9
1.7	Photographie en imagerie THz passive, réalisée à partir d'une barrette de microbolomètres refroidis à l'hélium liquide développés par le laboratoire VTT. Extrait de [4]. . . . .	10
1.8	L'image de droite est réalisée en imagerie passive à 94 GHz, alors que celle de gauche est une photographie en lumière visible. Par convention, les températures « froides » sont souvent représentées en blanc en imagerie sub-THz. Extrait de [20, 19]. . . . .	12
1.9	Panel photographique illustrant l'intérêt de l'imagerie sub-THz, photographie de gauche, pour la détection d'objets cachés par rapport à l'imagerie visible au centre ou infrarouge à droite (A : un portefeuille, B : un pistolet à air, C : de la monnaie), extrait de [28] . . . . .	15
1.10	Système d'imagerie Thruvision T5000 [18]. . . . .	18
1.11	Schéma de principe d'un radiomètre à puissance totale, avec la densité spectrale de puissance de bruit en sortie de chaque étage, extrait de [31]. . . . .	19
1.12	(a) Système d'imagerie commercial ARGON de la société Asqella, utilisant la technologie SHAB (site internet d'Asqella). (b) Système d'imagerie développé par le Leibniz-IPHT [37]. (c) Système d'imagerie développée par l'université de Cardiff [28]. . . . .	22
1.13	(a) Schéma de principe d'un bolomètre résistif polarisé en tension. (b) Vue au microscope électronique d'un pixel THz développé par le CEA Leti, au pas de 50 $\mu\text{m}$ , extrait de [46]. . . . .	25
2.1	Schéma d'une diode $p^+ - n - n^+$ latérale. . . . .	34
2.2	Schéma électrique équivalent d'une diode $p^+ - n - n^+$ . . . . .	34
2.3	Caractéristique I-V d'une jonction PN Silicium, avec la séparation des quatre régimes d'injection. Le courant $I_d$ est représenté en échelle logarithmique. . . . .	37
2.4	Caractéristique I-V d'une jonction $p - n^+$ calculée à plusieurs températures : $e_{Si} = 50 \text{ nm}$ ; $N_D = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ; $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ; $W_p = 5 \mu\text{m}$ ; $R_C = 100 \Omega$ ; $\tau_{n-300K} = 1 \mu\text{s}$ . . . . .	47
2.5	TCC d'une jonction PN à $T = 300 \text{ K}$ en fonction du courant normalisé pour différentes configurations. (a) TCC en fonction du dopage pour une jonction courte $W_n = W_p = 5 \mu\text{m}$ . (b) TCC en fonction du dopage pour une jonction longue $W_n = W_p = 100 \mu\text{m}$ . (c) TCC en fonction de $\tau_{0-300K}$ pour une jonction courte $p - n^+$ avec $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $N_D = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . (d) TCC en fonction de $R_C$ pour une jonction courte $p - n^+$ avec $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $N_D = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . . . . .	48
3.1	$E_{dop}$ pour le Phosphore $E_d$ et le Bore $E_a$ en fonction du dopage du silicium. . . . .	61
3.2	(a) Taux d'ionisation partielle pour Si :P ( $N_D$ ) et Si :B ( $N_A$ ) à 80 K et 300 K. (b) Taux d'ionisation partielle pour $40 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ , pour différentes concentrations Si :P ( $N_D$ ) et Si :B ( $N_A$ ). Selon le modèle ASSH simplifié d'après [78]. . . . .	63
3.3	Evolution de la vitesse d'un porteur libre en fonction du champ électrique parallèle appliqué. . . . .	64
3.4	Comparaison des modèles de mobilité des porteurs minoritaires en fonction de la température. (a) électrons. (b) trous. Les courbes en trait plein sont calculées pour $(N_A, N_D) = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Les courbes en trait discontinu sont calculées avec $(N_A, N_D) = 5.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . . . . .	71

3.5	Durée de vie des porteurs minoritaires avant recombinaison en fonction de la température et de la concentration en dopants, selon le modèle de Klaassen avec $\tau_0(300\text{K}) = 10^{-7}\text{s}$ . (a) Electrons. (b) Trous. . . . .	74
3.6	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires en fonction de la température et de la concentration en dopants, selon le modèle de Klaassen avec $\tau_0(300\text{K}) = 10^{-7}\text{s}$ . (a) Electrons. (b) Trous. . . . .	75
3.7	Comparaison de $E_{dop}$ calculée par les modèles d'Altermatt (ASSH) et Ioniz (Silvaco) pour le Phosphore et le Bore en fonction de la concentration en dopants, respectivement $N_D$ et $N_A$ . . . . .	81
3.8	Exemple de jonction latérale conçue et simulée dans Atlas (a) Matériaux. (b) Maillage. . . . .	82
3.9	Caractéristique I-V de la jonction présentée en figure 3.8. . . . .	83
3.10	Représentation du courant $I_D$ en fonction de $1/T$ à partir des courbes I-V de la figure 3.9 pour $V_D = 0.98\text{V}$ . (a) Pour $80\text{K} < T < 130\text{K}$ . (b) Pour $225\text{K} < T < 300\text{K}$ . . . . .	83
3.11	TCC en fonction du courant normalisé, calculé à partir des courbes I-V de la figure 3.9. . . . .	85
3.12	TCC à $T = 80\text{K}$ en fonction de $I_D$ et pour deux valeurs de $\tau_0$ , pour une diode $p^+-n-n^+$ avec $L_i = 1\mu\text{m}$ et $N_{i,D} = 10^{15}\text{cm}^{-3}$ . . . . .	86
3.13	TCC à $T = 80\text{K}$ en fonction de $I_D$ pour plusieurs dopages de la base, pour une diode $p^+-n-n^+$ et $p^+-p-n^+$ avec $L_i = 5\mu\text{m}$ et $\tau_0 = 10^{-7}\text{s}$ . . . . .	87
3.14	TCC à $T = 80\text{K}$ en fonction de $I_D$ pour plusieurs longueurs de la base $L_i$ , pour une diode $p^+-n-n^+$ , avec $N_i = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ et $\tau_0 = 10^{-7}\text{s}$ . . . . .	87
3.15	$R_f$ à $T = 80\text{K}$ et $T = 300\text{K}$ en fonction de $I_D$ , pour une diode $p^+-n-n^+$ avec $L_i = 5\mu\text{m}$ , $N_i = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ et $\tau_0 = 10^{-7}\text{s}$ . . . . .	88
3.16	Simulation du bruit basse fréquence à $T = 80\text{K}$ en régime de diffusion, intégré sur une bande passante de 4 Hz, pour une jonction latérale $p^+-n-n^+$ avec $e_{Si} = 50\text{nm}$ , $N_{i,D} = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ , $\tau_0(300\text{K}) = 10^{-7}\text{s}$ , pour différentes valeurs de $L_i$ . . . . .	91
3.17	Simulation de la résolution thermique $\Delta T_{min}$ d'une jonction latérale $p^+-n-n^+$ en fonction de $I_D$ et $L_i$ , avec $e_{Si} = 50\text{nm}$ , $N_{i,D} = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ , $\tau_0(300\text{K}) = 10^{-7}\text{s}$ et $T = 80\text{K}$ . . . . .	92
3.18	Simulation de la résolution thermique $\Delta T_{min}$ d'une jonction latérale $p^+-n-n^+$ en fonction de $I_D$ et $\tau_0$ . Les paramètres sont identiques à la figure 3.17. . . . .	92
4.1	Profil de température du recuit RTA utilisé en simulation TCAD . . . . .	98
4.2	Concentration moyenne de dopants dans le film SOI en fonction de la dose implantée, pour différentes énergies d'implantation. Le profil de recuit RTA utilisé est identique à celui de la figure 4.1 avec $\Delta t = 66\text{s}$ . . . . .	99
4.3	Profil latéral de dopage net simulé ( $N_D - N_A$ ), d'une diode avec $L_i = 20\mu\text{m}$ et les paramètres du tableau 4.2. . . . .	100
4.4	Description des niveaux de construction des diodes latérales réalisées à la PTA. . . . .	101
4.5	Procédé de fabrication des diodes latérales réalisées à la PTA. . . . .	109
4.6	Photolithographie - Exemples de contrôle optique de l'alignement avec la photographie microscope associée aux motifs du masque correspondant. La résine AZ1512HS est positive : les zones plus claires sur les prises de vue du contrôle microscope sont les zones où elle est retirée. . . . .	110
4.7	Schémas et photos des principaux motifs caractérisés électriquement. . . . .	111
4.8	Diagramme synoptique de la caractérisation électrique des dispositifs fabriqués. . . . .	112
4.9	Représentation schématique des montages utilisés pour mesurer les caractéristiques Courant-Tension (I-V). (a) Entre 298 - 343 K. (b) Entre 80 - 115 K. . . . .	113
4.11	Influence des recuits $\text{N}_2\text{H}_2$ (se référer au tableau 4.4) sur les propriétés des jonctions latérales. . . . .	113
4.10	Caractéristiques I-V-T d'une diode caisson représentée figure 4.7 avec $L_i = 20\mu\text{m}$ , en fonction des recuits (tableau 4.4). (a) En régime cryogénique à 81 K, puis entre 85 K et 100 K par pas de 5 K. (b) Entre 298 K et 338 K par pas de 10 K. . . . .	114
4.12	Méthode d'extraction des résistances intervenant dans le régime ohmique des diodes latérales. . . . .	115
4.13	Extraction graphique du coefficient d'idéalité. . . . .	117

4.14	Modélisation du courant inverse $I_R$ de la jonction latérale caisson $L_i = 20 \mu\text{m}$ entre 298 K et 338 K. Les symboles représentent les mesures. Les lignes continues sont le courant $I_{gr}$ calculé avec le modèle 4.10.(a) Après recuit R1. (b) Après recuit R2. . . . .	121
4.15	Modélisation du courant inverse $I_R$ de la jonction latérale caisson $L_i = 20 \mu\text{m}$ entre 81 K et 100 K. Les symboles représentent les mesures. Les lignes continues sont le courant de recombinaison $I_r$ calculé avec le modèle 4.10. . . . .	121
4.16	TCC pour les différents recuits $\text{N}_2/\text{H}_2$ . (a) A 80 K. (b) A 298 K. Les symboles pleins désignent les diodes caisson et les symboles évidés les diodes mesa. . . . .	123
4.17	TCC après recuit R1 pour des diodes caisson (symboles pleins) et mesa (symboles évidés) (a) A 80 K. (b) A 298 K. . . . .	124
4.18	TCC pour plusieurs longueurs de la base $L_i$ . (a) A 80 K. (b) A 298 K. Les symboles évidés désignent les diodes mesa. . . . .	125
4.19	(a) Schéma du cryostat utilisé pour les mesures de bruit. (b) Photographie d'un échantillon câblé et mis en place à l'intérieur du cryostat. . . . .	126
4.20	Schéma électrique de la mesure de bruit sur une diode montée en cryostat. . . . .	127
4.21	Spectres de bruit basse fréquence d'une diode caisson $L_i = 20 \mu\text{m}$ après recuit R2, pour différentes valeurs de tension de polarisation. (a) A 80 K. (b) A 298 K. . . . .	128
4.22	DSP normalisée de bruit basse fréquence à 1 Hz en fonction du courant, pour les jonctions latérales fabriquées à la PTA. (a) A 80 K. (b) A 298 K. . . . .	129
4.23	Représentation petit signal d'une jonction PN avec les sources de bruit associées. . . . .	130
4.24	Comparaison des DSP de bruit à 1 Hz théoriques et expérimentales pour les diodes après recuit R2 ( $L_i = 20 \mu\text{m}$ ). . . . .	131
4.25	Exemple de cliché SIMS : détection du Bore dans une jonction latérale, zone de $5 \times 5 \mu\text{m}$ . . . . .	134
4.26	Coupe MET d'un contact PtSi/n-Si d'une plaque test en silicium massif. . . . .	136
4.27	Coupe MET d'un contact PtSi/Si de la plaque SOI de jonctions p-i-n. . . . .	136
4.28	Cliché MET de l'empilement des couches minces réalisé sur plaque SOI. Les discontinuités de la couche de Pt sont entourées en rouge. . . . .	137
4.30	Cliché MEB des métallisations supérieures du lot de jonctions fabriqué sur la plateforme du Leti. . . . .	139
4.29	Description du procédé de fabrication des diodes latérales réalisées sur la plateforme du Leti. . . . .	140
4.31	Schéma du mesa rectangulaire fabriqué sur la plateforme du Leti. . . . .	141
4.32	Caractéristiques I-V-T d'une diode mesa rectangulaire $\text{P}^+ - \text{N} - \text{N}^+$ avec $L_i = 20 \mu\text{m}$ fabriquée sur la plateforme du Leti. . . . .	142
4.33	Comparaison du TCC sur une jonction latérale mesa $\text{P}^+ - \text{N} - \text{N}^+$ avec $L_i = 20 \mu\text{m}$ et $N_{D-b} = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ (visé). . . . .	143
4.34	Valeur moyenne et uniformité sur plaque du courant de la jonction mesa $\text{P}^+ - \text{N} - \text{N}^+$ avec $L_i = 20 \mu\text{m}$ et $N_{D-b} = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ à 303 K. (a) Sans recuit $\text{N}_2\text{H}_2$ . (b) Comparaison avant/après recuit $\text{N}_2\text{H}_2$ . . . . .	144
5.1	Schémas de principe de microbolomètres en fonction des gammes de fréquences. (a) Bolomètre infrarouge. (b) Bolomètre THz. (c) Bolomètre sub-THz adapté avec une surface haute impédance (HIS). (d) Bolomètre sub-THz avec une antenne patch couplée à un dipôle. . . . .	151
5.2	Structure d'étude de pixel sub-THz, avec les dimensions à déterminer. (a) Vue 3D trimétrique. (b) Vue en coupe. . . . .	152
5.3	Configuration des simulations de la structure dipôle/patch, avec un dipôle conducteur associé à une charge discrète. (a) En réception avec un port de Floquet. (b) En émission avec l'association d'un port discret et d'une PML. . . . .	155
5.4	Efficacité de rayonnement optimale du couple dipôle/patch en émission. (a) En fonction de $L_{dip}$ avec $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ . (b) En fonction de $W_{dip}$ avec $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ . . . . .	157
5.5	Efficacité de rayonnement optimale du couple dipôle/patch en émission, en fonction de $H_{couplage}$ avec $W_{dip} = 40 \mu\text{m}$ et $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ . . . . .	158

5.6	Efficacité de rayonnement optimale du couple dipôle/patch en émission, en fonction de $H_{cap}$ avec $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ , $L_{dip} = 280 \mu\text{m}$ , $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$ . . . . .	159
5.7	Comparaison des simulations en émission (port discret) et en réception (port de Floquet). Courbe d'efficacité de rayonnement du couple dipôle/patch en émission ou d'absorption dans la charge discrète en réception. Simulations réalisées avec $R = 25 \Omega$ , $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ , $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ , $L_{dip} = 280 \mu\text{m}$ et $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$ . . . . .	159
5.8	Description d'une incidence oblique à partir d'une simulation en réception par port de Floquet.	160
5.9	Absorption du couple dipôle/patch en réception à 390 GHz. (a) En fonction de $\theta$ avec $\varphi = 0^\circ$ . (b) En fonction de $\theta$ avec $\varphi = 90^\circ$ . . . . .	161
5.10	Densité surfacique de pertes Joule en réception pour un couple dipôle/patch avec $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ , $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ , $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ et $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$ . (a) Pour un dipôle conducteur avec une charge discrète $R = 40 \Omega$ à 404 GHz. (b) Pour un dipôle résistif à charge distribuée $R_{\square} = 2.67 \Omega \cdot \square^{-1}$ à 364 GHz. . . . .	163
5.11	Comparaison de l'absorption entre un dipôle conducteur avec charge discrète adaptée $R = 40 \Omega$ et dipôle résistif $R_{\square} = 2.67 \Omega \cdot \square^{-1}$ , pour $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ , $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ , $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ et $H_{couplage} = 10 \mu\text{m}$ . . . . .	164
5.12	Optimisation par métamodélisation de l'absorption du pixel intégrant un dipôle résistif. . . . .	165
5.13	Comparaison de l'absorption pour un dipôle résistif avant et après optimisation par métamodélisation, pour $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ , $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ , $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ . . . . .	166
5.14	Schéma du dipôle suspendu par quatre bras en H, avec deux plots par bras. (a) Vue trimétrique du dipôle et des bras de suspension. (b) Vue en coupe du pixel. . . . .	168
5.15	Comparaison de deux implantations de TiN dans les bras. (a) Configuration 1, TiN sur toute la surface du bras en H. (b) Configuration 2, TiN en couverture partielle du bras. . . . .	169
5.16	Evaluation de l'impact des éléments constitutifs du pixel sub-THz, annexes à la structure absorbante, sur l'absorption du dipôle $\gamma_{dip\acute{o}le}$ . . . . .	170
5.17	Schémas de cellules possédant des structures dipôle/patch orthogonales. (a) Cellule C1. (b) Cellule C2. . . . .	171
5.18	Densité moyenne de puissance dissipée avec la configuration de cellule C1 et une polarisation oblique à $45^\circ$ , à 350 GHz et à 400 GHz. (a) dans les patches. (b) dans les dipôles. . . . .	173
5.19	Absorption $\gamma_{cellule}$ de la cellule C1 pour $\varphi = 45^\circ$ ( $\equiv Abs_{p45}$ ), pour deux valeurs de $W_{patch}$ . $L_{patch} = 140 \mu\text{m}$ , $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ , $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ , $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ , $H_{couplage} = 6 \mu\text{m}$ et $R_{\square} = 3.94 \Omega \cdot \square^{-1}$ . . . . .	174
5.20	Efficacité globale d'absorption $\Gamma_{cellule}$ sur la bande 200 – 475 GHz en fonction de $W_{patch}$ pour la cellule n°1, pour $L_{patch} = 140 \mu\text{m}$ , $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ , $W_{dip} = 20 \mu\text{m}$ , $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ , $H_{couplage} = 6 \mu\text{m}$ et $R_{\square} = 3.94 \Omega \cdot \square^{-1}$ . . . . .	174
5.21	Absorption corrigée des dipôles en fonction de la fréquence, pour différentes polarisations incidentes, avec $W_{patch} = 80 \mu\text{m}$ , $L_{patch} = 140 \mu\text{m}$ , $H_{cap} = 50 \mu\text{m}$ , $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ , $H_{couplage} = 6 \mu\text{m}$ et $R = 59 \Omega$ . (a) Absorption du mode TE $\varphi = 0^\circ$ . (b) Absorption pour $\varphi = 45^\circ$ . (c) Absorption du mode TM $\varphi = 90^\circ$ . (d) Absorption pour $\varphi = -45^\circ$ . . . . .	176
5.22	Vue trimétrique de la cellule C1 avec quatre pixels, incluant chacun un bolomètre absorbant en diagonale, et un bolomètre d'ébasage central commun. . . . .	178
5.23	Vue en coupe dans la largeur d'une membrane bolométrique suspendue au sein du pixel sub-THz, selon le scénario n°1 de la figure 5.24. . . . .	180
5.24	Intégration de la diode, formation de la membrane et report sur la plaque intégrant la cavité optique et le circuit de lecture. (a) Scénario n°1. (b) Scénario n°2. La correspondance entre matériaux et couleurs est indiquée en Figure 5.23. . . . .	182
5.25	Schéma en coupe d'un pixel sub-THz. (a) Pendant la libération par gravure HF en phase vapeur. (b) Après libération. . . . .	185
5.26	Schéma des contributions à la déflexion de la membrane bolométrique . . . . .	188

5.27	Géométrie et implantation optimisées des bras de suspension, avec une étude menée sur une membrane de dimensions latérales $300\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ . . . . .	189
5.28	Déformation de la membrane selon l'axe $z$ , en vue de dessus. $\sigma_{int}(\text{a-Si}) = +400\ \text{MPa}$ et $\sigma_{int}(\text{Nb}) = +100\ \text{MPa}$ . (a) après libération à 300 K. (b) à 80 K. . . . .	189
5.29	Déformation de la membrane selon l'axe $z$ , à 80 K, en fonction de l'épaisseur de la couche de a-Si, avec $\sigma_{int}(\text{a-Si}) = +400\ \text{MPa}$ et $\sigma_{int}(\text{Nb}) = +100\ \text{MPa}$ . . . . .	190
5.30	Comparaison de la réponse indicielle $\Delta T_{THz}(t)$ du bolomètre, pour une puissance optique absorbée $P_{abs} = 2\ \text{nW}$ à partir de $t = 0.5\ \text{s}$ , entre une polarisation nulle de la diode (courbe bleue) et une polarisation en tension continue (courbe orange). . . . .	197
5.31	Facteur de gain $g_{AE}$ sur la réponse thermique $\Delta T_{THz}(t)$ en fonction de $P_{abs}$ . . . . .	198
5.32	Schéma de principe du circuit de lecture en courant par injection directe. . . . .	199
5.33	Valeur absolue du courant d'un transistor PMOS $I_{PMOS}$ à 80 K en fonction de $V_{S-P}$ , avec $V_D = 1.65\ \text{V}$ et $V_{G-P} = 1\ \text{V}$ , calculée à partir du modèle EKV. . . . .	200
5.34	Tension de grille $V_{G-P}(t)$ correspondant à $I[T_{d-THz}(t)] - I_{PMOS} = 0$ , avec $V_D = 1.65\ \text{V}$ et $V_{S-P} = 2.29\ \text{V}$ . . . . .	200
5.35	Schéma petit signal de la branche sensible du pont bolométrique. . . . .	201
5.36	Comparaison des DSP de bruit en courant de la diode sensible et du transistor PMOS d'injection directe, pour $P_{abs} = 2\ \text{nW}$ . . . . .	203
5.37	Schéma du circuit de lecture en courant par injection directe bufferisée (BDI). . . . .	203
5.38	Schéma petit signal de la branche sensible du pont bolométrique avec BDI. . . . .	204
5.39	Comparaison des DSP de bruit en courant de la diode et de la branche active en BDI, pour $P_{abs} = 2\ \text{nW}$ et $\eta_{inj-BDI-THz} \approx 0.988$ . . . . .	204
6.1	Liste des équipements nécessaires à la fabrication des diodes à la PTA, regroupés par secteur. . . . .	220
6.2	Épaisseur d' $\text{Al}_2\text{O}_3$ gravée en fonction du temps. Les paramètres de gravure sont ceux de l'étape « gravure » du tableau 6.3. . . . .	222
6.3	Description des empilements mesurés en spectro-ellipsométrie à la PTA. . . . .	228
6.4	Cartographie des 50 échantillons testés (carrés bleus) en I-V par test sous pointes automatique, par plaque en diamètre 200 mm. . . . .	228
6.5	Schéma de l'environnement radiatif de la planche bolométrique sub-THz. . . . .	234





# Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif de l'état de l'art des solutions d'imagerie passive sub-THz. . . . .	24
3.1	Paramètres pour l'expression 3.5 de $\mu_E$ suivant le modèle de Caughey-Thomas (CT). . . . .	65
3.2	Paramètres du modèle « Analytic » de Silvaco [65]. . . . .	66
3.3	Paramètres du modèle Dorkel-Leturcq d'après [83]. . . . .	67
3.4	Paramètres du modèle Arora d'après [84]. . . . .	68
3.5	Paramètres du modèle de Klaassen pour $\mu_{n,p}$ d'après [85, 87]. . . . .	70
3.6	Paramètres du modèle de Klaassen pour $\tau_{n,p}$ d'après [87]. . . . .	73
3.7	Tableau des principaux modèles physiques activés dans ATLAS pour la simulation d'une jonction latérale sur SOI en régime cryogénique. . . . .	80
4.1	Epaisseurs nécessaires ( $\mu\text{m}$ ) pour l'arrêt à 99.99 % des atomes implantés. . . . .	98
4.2	Paramètres de simulation pour l'implantation et le recuit RTA. . . . .	99
4.3	Paramètres de photolithographie UV pour AZ1512HS 1.2 $\mu\text{m}$ (taille de motifs $\geq 2 \mu\text{m}$ ). . . . .	103
4.4	Recuits $\text{N}_2\text{H}_2$ réalisés sur les diodes en fin de procédé de fabrication. . . . .	112
4.5	Résistances spécifiques des contacts PtSi/Si en fonction des recuits. . . . .	116
4.6	Coefficient d'idéalité $\eta$ en fonction des recuits. . . . .	117
4.7	Paramètres de génération-recombinaison issus de l'analyse des courbes I-V-T des jonctions fabriquées à la PTA. . . . .	122
4.8	Paramètres du modèle utilisé pour les diodes de la figure 4.24. . . . .	132
4.9	Concentrations moyennes en dopants mesurées par analyse ToF-SIMS. . . . .	134
4.10	Comparaison des paramètres des jonctions mesa rectangulaires $\text{P}^+ - \text{N} - \text{N}^+$ avec $L_i = 20 \mu\text{m}$ à 298 K, extraits à partir de mesures I-V-T à température ambiante. . . . .	142
4.11	Valeur moyenne et écart-type des paramètres des jonctions mesa rectangulaires $\text{P}^+ - \text{N} - \text{N}^+$ avec $L_i = 20 \mu\text{m}$ , avant et après recuit $\text{N}_2\text{H}_2$ à 298 K. . . . .	145
5.1	Résistance de charge optimale et bande passante de l'antenne en fonction de $W_{dip}$ , pour $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ . . . . .	157
5.2	Paramètres de rayonnement du couple dipôle/patch en fonction de $H_{couplage}$ , pour $W_{dip} = 40 \mu\text{m}$ et $L_{dip} = 300 \mu\text{m}$ . . . . .	158
5.3	Caractéristiques principales des cellules étudiées . . . . .	172
5.4	Facteurs correctifs d'absorption des dipôles en fonction de la surface du pixel . . . . .	175
5.5	Matériaux présents dans l'empilement de la figure 5.23. . . . .	181
5.6	Isolation thermique globale $R_{th}$ du bolomètre à 80 K en fonction de l'épaisseur de a-Si et du TiN. . . . .	190
5.7	Capacité calorifique globale $C_{th}$ de la planche bolométrique suspendue à 80 K en fonction de $W_{dip}$ et $e_{a-Si}$ . . . . .	192
5.8	Paramètres du modèle électrothermique du bolomètre à diode. . . . .	197
5.9	Estimation de $i_{utile-rms}$ pour $T_{int} = 100 \text{ms}$ en fonction de la puissance sub-THz absorbée $P_{abs}$ . . . . .	205
6.1	Paramètres du nettoyage RCA utilisé à la PTA. . . . .	221
6.2	Paramètres de gravure ICP-RIE pour 50 nm de SOI (DFA). . . . .	223
6.3	Paramètres de gravure ICP-RIE pour 30 nm d' $\text{Al}_2\text{O}_3$ (pas de DFA). . . . .	224
6.4	Paramètres de gravure ICP-RIE pour un empilement Al/Ti (DFA). . . . .	225
6.5	Paramètres du modèle de dispersion « $\text{SiO}_2\text{therm.dsp}$ ». . . . .	226
6.6	Paramètres du modèle de dispersion « $\text{SiO}_2\text{PECVD.dsp}$ ». . . . .	227
6.7	Paramètres du modèle de dispersion « $\text{Al}_2\text{O}_3\_ALDth.dsp$ ». . . . .	228
6.8	Paramètres et dimensions d'une antenne patch simple avec plan de masse. . . . .	230
6.9	Paramètres des matériaux utilisés pour les simulations électromagnétiques sub-THz par éléments finis à $T = 80 \text{K}$ . . . . .	230

6.10	Propriétés mécaniques des matériaux du bolomètre. . . . .	232
6.11	Propriétés thermiques des matériaux du bolomètre. Données valables pour $T = 80$ K. . . . .	232
6.12	Paramètres PMOS à 77 K. . . . .	235
6.13	Paramètres NMOS à 77 K. . . . .	235

## Bibliographie

- [1] S. S. Dhillon, M. S. Vitiello, E. H. Linfield, A. G. Davies, M. C. Hoffmann, J. Booske, C. Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, G. P. Williams, E. Castro-Camus, D. R. S. Cumming, F. Simoens, I. Escorcia-Carranza, J. Grant, S. Lucyszyn, M. Kuwata-Gonokami, K. Konishi, M. Koch, C. A. Schmuttenmaer, T. L. Cocker, R. Huber, A. G. Markelz, Z. D. Taylor, V. P. Wallace, J. A. Zeitler, J. Sibik, T. M. Korter, B. Ellison, S. Rea, P. Goldsmith, K. B. Cooper, R. Appleby, D. Pardo, P. G. Huggard, V. Krozer, H. Shams, M. Fice, C. Renaud, A. Seeds, A. Stöhr, M. Naftaly, N. Ridler, R. Clarke, J. E. Cunningham, and M. B. Johnston. The 2017 terahertz science and technology roadmap. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 50(4) :043001, January 2017. 4, 10
- [2] Wikipédia. Spectre électromagnétique, January 2021. 4, 241
- [3] D. M. Slocum, E. J. Slingerland, R. H. Giles, and T. M. Goyette. Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 127 :49–63, September 2013. 5, 241
- [4] F. Garet and J.-L. Coutaz. Ondes électromagnétiques térahertz - Applications. *Techniques de l'Ingénieur*, (AF3255 V1) :21, July 2014. 6, 7, 9, 10, 241
- [5] F. Simoens. THz Bolometer Detectors. In M. Perenzoni and D. J. Paul, editors, *Physics and Applications of Terahertz Radiation*, Springer Series in Optical Sciences, pages 35–75. Springer Netherlands, Dordrecht, 2014. 6, 23, 26
- [6] G. C. Trichopoulos and K. Sertel. Broadband Terahertz Computed Tomography Using a 5k-pixel Real-time THz Camera. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 36(7) :675–686, July 2015. 7
- [7] S. Wang and X.-C. Zhang. Pulsed terahertz tomography. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(4) :1–36, February 2004. 7
- [8] J.-L. Meyzonnette. Radiométrie et sources non cohérentes. *Techniques de l'Ingénieur*, (E4010 V2), 1995. 7
- [9] K.-E. Peiponen, A. Zeitler, and M. Kuwata-Gonokami, editors. *Terahertz Spectroscopy and Imaging*, volume 171 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2013. 8
- [10] A. Monfardini, R. Adam, A. Adane, P. Ade, P. André, A. Beelen, B. Belier, A. Benoit, A. Bideaud, N. Billot, O. Bourrion, M. Calvo, A. Catalano, G. Coiffard, B. Comis, A. D'Addabbo, F.-X. Désert, S. Doyle, J. Goupy, C. Kramer, S. Leclercq, J. Macias-Perez, J. Martino, P. Mauskopf, F. Mayet, F. Pajot, E. Pascale, N. Ponthieu, V. Revéret, L. Rodriguez, G. Savini, K. Schuster, A. Sievers, C. Tucker, and R. Zylka. Latest NIKA Results and the NIKA-2 Project. *Journal of Low Temperature Physics*, 176(5) :787–795, September 2014. 8, 241
- [11] W. von Spiegel, C. am Weg, F. Friederich, F. Meng, A. Lisauskas, and H. G. Roskos. Techniques and Developments in THz Standoff Imaging. Unclassified RTO-MP-SET-159, OTAN, 2010. 9
- [12] I. Duling and D. Zimdars. Revealing hidden defects. *Nature Photonics*, 3(11) :630–632, November 2009. 9, 10, 241
- [13] C. Jansen, S. Wietzke, O. Peters, M. Scheller, N. Vieweg, M. Salhi, N. Krumbholz, C. Jördens, T. Hochrein, and M. Koch. Terahertz imaging : applications and perspectives. *Applied Optics*, 49(19) :E48, July 2010. 9, 10
- [14] L. AfsahâHejri, P. Hajeb, P. Ara, and R. J. Ehsani. A Comprehensive Review on Food Applications of Terahertz Spectroscopy and Imaging. *Comprehensive Reviews in Food Science and Food Safety*, 18(5) :1563–1621, 2019. 9

- [15] A. Y. Pawar, D. D. Sonawane, K. B. Erande, and D. V. Derle. Terahertz technology and its applications. *Drug Invention Today*, 5(2) :157–163, June 2013. 9, 10
- [16] A. D’Arco, M. D. Di Fabrizio, V. Dolci, M. Petrarca, and S. Lupi. THz Pulsed Imaging in Biomedical Applications. *Condensed Matter*, 5(2) :25, April 2020. 10
- [17] Y. Peng, C. Shi, X. Wu, Y. Zhu, and S. Zhuang. Terahertz Imaging and Spectroscopy in Cancer Diagnostics : A Technical Review. *BME Frontiers*, 2020 :1–11, September 2020. 10
- [18] A. Luukanen, R. Appleby, M. Kemp, and N. Salmon. Millimeter-Wave and Terahertz Imaging in Security Applications. In K.-E. Peiponen, A. Zeitler, and M. Kuwata-Gonokami, editors, *Terahertz Spectroscopy and Imaging*, Springer Series in Optical Sciences, pages 491–520. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2013. 10, 11, 14, 16, 18, 20, 241
- [19] D. T. Petkie, C. Casto, F. C. De Lucia, S. R. Murrill, B. Redman, R. L. Espinola, C. C. Franck, E. L. Jacobs, S. T. Griffin, C. E. Halford, J. Reynolds, S. O’Brien, and D. Tofsted. Active and passive imaging in the THz spectral region : phenomenology, dynamic range, modes, and illumination. *Journal of the Optical Society of America B*, 25(9) :1523, September 2008. 11, 12, 241
- [20] R. Appleby and H. B. Wallace. Standoff Detection of Weapons and Contraband in the 100 GHz to 1 THz Region. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 55(11) :2944–2956, November 2007. 12, 15, 16, 241
- [21] C. K. Nsenguet. *Imagerie dans le domaine Téraherzt*. Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2012. 12, 13
- [22] S. R. Murrill. Millimeter-Wave and Submillimeter-Wave/Terahertz Passive Imaging System Requirements : A Phenomenological Perspective :. Technical report, Defense Technical Information Center, Fort Belvoir, VA, May 2013. 13, 15, 16
- [23] J. Nemarich. Microbolometer Detectors for Passive Millimeter-Wave Imaging :. Technical report, Defense Technical Information Center, Fort Belvoir, VA, March 2005. 13, 14
- [24] J. Luomahaara, H. Sipola, L. Gronberg, A. Mayra, M. Aikio, A. Timofeev, K. Tappura, A. Rautiainen, A. Tamminen, V. Vesterinen, M. Leivo, F. Gao, H. Vasama, A. Luukanen, and J. Hassel. A Passive, Fully Staring THz Video Camera Based on Kinetic Inductance Bolometer Arrays. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 11(1) :101–108, January 2021. 13, 14, 17, 21, 22, 24
- [25] R. Appleby, P. R. Coward, and G. N. Sinclair. Terahertz Detection of Illegal Objects. In R. E. Miles, X.-C. Zhang, H. Eisele, and A. Krotkus, editors, *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*, pages 225–240. Springer Netherlands, Dordrecht, 2007. 15
- [26] M. Kowalski and M. Kastek. Comparative Studies of Passive Imaging in Terahertz and Mid-Wavelength Infrared Ranges for Object Detection. *IEEE Transactions on Information Forensics and Security*, 11(9) :2028–2035, September 2016. 15, 18
- [27] I. Dunayevskiy, B. Bortnik, K. Geary, R. Lombardo, M. Jack, and H. Fetterman. Millimeter-and submillimeter-wave characterization of various fabrics. *Applied optics*, 46(24) :6161–6165, 2007. 15
- [28] S. Rowe, E. Pascale, S. Doyle, C. Dunscombe, P. Hargrave, A. Papageorgio, K. Wood, P. A. R. Ade, P. Barry, A. Bideaud, T. Brien, C. Dodd, W. Grainger, J. House, P. Mausekopf, P. Moseley, L. Spencer, R. Sudiwala, C. Tucker, and I. Walker. A passive THz video camera based on lumped element kinetic inductance detectors. *Review of Scientific Instruments*, 87(3) :033105, March 2016. 15, 17, 21, 22, 24, 241

- [29] R. Ceolato, N. Diakonova, J. Meilhan, and W. Knap. Determination of the sub-terahertz attenuation of brownout clouds generated by rotorcraft. In *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pages 1–2, August 2017. 16
- [30] C. Mann. Real time passive imaging at 250GHz for security : Technology and phenomenology. In *2009 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications*, pages 1013–1015, September 2009. 17, 22, 24
- [31] T. Kanar and G. M. Rebeiz. A Low-Power 136-GHz SiGe Total Power Radiometer With NETD of 0.25 K. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 64(3) :906–914, March 2016. 17, 18, 19, 22, 24, 241
- [32] E. Aguilar, A. Hagelauer, and R. Weigel. A 155 GHz low-power total power radiometer in a 130 nm SiGe technology. In *2018 11th German Microwave Conference (GeMiC)*, pages 343–346, March 2018. 17
- [33] D. cibiraiteLukenskiene, K. Ikamas, T. Lisauskas, V. Krozer, H. G. Roskos, and A. Lisauskas. Passive Detection and Imaging of Human Body Radiation Using an Uncooled Field-Effect Transistor-Based THz Detector. *Sensors*, 20(15) :4087, July 2020. 17, 19, 24
- [34] Y. Kurita, G. Ducournau, D. Coquillat, A. Satou, K. Kobayashi, S. B. Tombet, Y. M. Meziani, V. V. Popov, T. Suemitsu, and T. Otsuji. Ultrahigh sensitive sub-terahertz detection by InP-based asymmetric dual-grating-gate high-electron-mobility transistors and their broadband characteristics. *Applied Physics Letters*, 104(25) :(251114) 1–4, 2014. 17, 20
- [35] J. Sun, Y. Zhu, W. Feng, Q. Ding, H. Qin, Y. Sun, Z. Zhang, X. Li, J. Zhang, Xi. Li, Y. Shangguan, and L. Jin. Passive terahertz imaging detectors based on antenna-coupled high-electron-mobility transistors. *Optics Express*, 28(4) :4911–4920, February 2020. 17, 19, 22, 24
- [36] E. Heinz, T. May, D. Born, G. Zieger, S. Anders, G. Thorwirth, V. Zakosarenko, M. Schubert, T. Krause, M. Starkloff, A. Krüger, M. Schulz, F. Bauer, and H.-G. Meyer. Passive Submillimeter-wave Stand-off Video Camera for Security Applications. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 31(11) :1355–1369, November 2010. 17, 21, 22, 24
- [37] E. Heinz, T. May, D. Born, G. Zieger, S. Anders, V. Zakosarenko, H.-G. Meyer, and C. Schäffel. Passive 350 GHz Video Imaging Systems for Security Applications. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 36(10) :879–895, October 2015. 17, 21, 22, 24, 241
- [38] E. Grossman, C. Dietlein, J. Ala-Laurinaho, M. Leivo, L. Gronberg, M. Gronholm, P. Lappalainen, A. Rautiainen, A. Tamminen, and A. Luukanen. Passive terahertz camera for standoff security screening. *Applied Optics*, 49(19) :E106, July 2010. 17, 20, 22, 24
- [39] A. V. Timofeev, V. Vesterinen, P. Helistö, L. Grönberg, J. Hassel, and A. Luukanen. Submillimeter-wave kinetic inductance bolometers on free-standing nanomembranes. *Superconductor Science and Technology*, 27(2) :025002, February 2014. 17, 22
- [40] A. Tessmann, A. Leuther, H. Massler, and M. Seelmann-Eggebert. A High Gain 600 GHz Amplifier TMIC Using 35 nm Metamorphic HEMT Technology. In *2012 IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium (CSICS)*, pages 1–4, October 2012. 18
- [41] M. Dyakonov and M. Shur. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor : New mechanism of plasma wave generation by dc current. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 71(15) :5, 1993. 19

- [42] W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Åusakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. El Fatimy, Y. M. Meziani, and T. Otsuji. Field Effect Transistors for Terahertz Detection : Physics and First Imaging Applications. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 30(12) :1319–1337, December 2009. 19
- [43] C. Dietlein, J. D. Chisum, M. D. Ramirez, A. Luukanen, E. N. Grossman, and Z. Popovic. Integrated Microbolometer Antenna Characterization from 95-650 GHz. In *2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*, pages 1165–1168, June 2007. 20
- [44] A. Monfardini, L. J. Swenson, A. Bideaud, F. X. Désert, S. J. C. Yates, A. Benoit, A. M. Baryshev, J. J. A. Baselmans, S. Doyle, B. Klein, M. Roesch, C. Tucker, P. Ade, M. Calvo, P. Camus, C. Giordano, R. Guesten, C. Hoffmann, S. Leclercq, P. Mauskopf, and K. F. Schuster. NIKA : A millimeter-wave kinetic inductance camera. *Astronomy and Astrophysics*, 521 :A29, October 2010. 21
- [45] J.-L. Tissot. Imagerie IR thermique Å base de détecteurs non refroidis. *Techniques de l'Ingénieur*, (E4061 V1) :17, 2010. 23
- [46] J. Meilhan. *Conception, modélisation et caractérisation de détecteurs microbolométriques pour l'imagerie sub-terahertz*. Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, Grenoble, 2017. 25, 26, 27, 50, 84, 150, 156, 164, 179, 198, 199, 204, 206, 241
- [47] P. L. Richards. Bolometers for infrared and millimeter waves. *Journal of Applied Physics*, 76(1) :1–24, July 1994. 26, 202
- [48] J. Meilhan, G. T. Ayenew, L. Dussopt, M. Hamdi, A. Hamelin, B. Hiberty, J. Lalanne-Dcra, A. Minasyarr, O. Redorr, and F. Simoens. Performance Improvements of THz Imagers Based on Uncooled Antenna-Coupled Bolometer. In *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pages 1–2. IEEE, 2018. 27
- [49] D. B. Etter, S. Sun, F. X. Hutter, J. N. Burghartz, F. Utermöhlen, and I. Herrmann. Microbolometer technology using serial pn-diodes. In *2013 International Semiconductor Conference Dresden - Grenoble (ISCDG)*, pages 1–4, September 2013. 27, 42, 123
- [50] I. Escorcía, J. Grant, J. Gough, and D. R. S. Cumming. Uncooled CMOS terahertz imager using a metamaterial absorber and pn diode. *Optics Letters*, 41(14) :3261–3264, July 2016. 27, 32
- [51] D. Corcos, D. Elad, T. Morf, and U. Drechsler. Sensitivity of SOI Lateral Diodes for Bolometric Sensing. In *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pages 1–2, September 2018. 27, 56, 94, 126
- [52] M. Kimata. Uncooled infrared focal plane arrays. *IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering*, 13(1) :4–12, 2018. 27
- [53] M. Mansoor, I. Haneef, S. Akhtar, A. De Luca, and F. Udrea. Silicon diode temperature sensors-A review of applications. *Sensors and Actuators A : Physical*, 232 :63–74, August 2015. 27, 32
- [54] P. Neuzil, Y. Liu, H.-H. Feng, and W. Zeng. Micromachined bolometer with single-crystal silicon diode as temperature sensor. *IEEE Electron Device Letters*, 26(5) :320–322, May 2005. 28, 32
- [55] J. Blond, J. Meilhan, A. Aliane, and L. Dussopt. Cooled Silicon-On-Insulator Diode Thermometer : Toward THz Passive Imaging. In *2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pages 1–2, September 2019. 28, 123

- [56] J. Blond, A. Aliane, J. Meilhan, H. Kaya, S. Litaudon, and L. Dussopt. Thermometric SOI lateral diodes for bolometric application : Comparison between Schottky and p-i-n diodes. *Solid-State Electronics*, 170 :(107838) 1–7, August 2020. 28, 83, 108
- [57] L. Yu, Y. Guo, H. Zhu, M. Luo, P. Han, and X. Ji. Low-Cost Microbolometer Type Infrared Detectors. *Micromachines*, 11(9) :800, September 2020. 28
- [58] A. G. McNamara. Semiconductor Diodes and Transistors as Electrical Thermometers. *Review of Scientific Instruments*, 33(3) :330–333, March 1962. 32
- [59] J.-K. Kim and C.-H. Han. A new uncooled thermal IR detector using silicon diode. In *Proceedings IEEE Thirteenth Annual International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, pages 102–107, Miyazaki, Japon, January 2000. IEEE. 32, 123
- [60] M. Kimata, M. Ueno, M. Takeda, and T. Seto. SOI diode uncooled infrared focal plane arrays. In M. Razeghi and G. J. Brown, editors, *Proc. of SPIE Vol. 6127 Quantum Sensing and Nanophotonic Devices III*, pages 61270X–1–61270X–11, February 2006. 32
- [61] O. Savry. *Matrices de détecteurs bolométriques pour l'imagerie dans les bandes millimétriques : faisabilité, performances et réalisation d'un démonstrateur*. Thèse de doctorat, Grenoble INPG, Grenoble, January 2001. 32, 50, 123, 126
- [62] O. Kononchuk and F. Allibert. Novel trends in SOI : UTBOX SOI and direct silicon bonding technologies. In *Proc. of the 5th JSPS Si Symposium*, pages 1–5, Hawaii, November 2008. 35
- [63] E. Simoen, C. Claeys, and J. Vanhellefont. Defect Analysis in Semiconductor Materials Based on p-n Junction Diode Characteristics. *Defect and Diffusion Forum*, 261-262 :1–24, January 2007. 36, 73, 75, 76, 119
- [64] S. M. Sze and K. K. Ng. *Physics of semiconductor devices*. Wiley-Interscience, Hoboken, N.J, 3rd ed edition, 2007. 39, 42, 43, 60, 62, 63, 72, 97, 102, 106, 115, 116, 119, 120, 213
- [65] Silvaco, Inc. Atlas User's Manual - Device Simulation Software. Manuel d'utilisation, Santa Clara (CA-USA), 2017. 40, 41, 46, 66, 75, 78, 79, 81, 89, 119, 232, 247
- [66] F. Utermohlen, I. Herrmann, D. B. Etter, S. H. Sun, and J. Burghartz. Temperature sensitivity modeling of pn-junction diodes for microbolometer-based thermal imaging applications. In *2013 International Semiconductor Conference Dresden - Grenoble (ISCDG)*, pages 1–4, September 2013. 42
- [67] M. de Souza, B. Rue, D. Flandre, and M. A. Pavanello. Thin-Film Lateral SOI PIN Diodes for Thermal Sensing Reaching the Cryogenic Regime. *Journal of Integrated Circuits and Systems*, 5(2) :160–167, 2010. 42
- [68] T.C. Banwell and A. Jayakumar. Exact analytical solution for current flow through diode with series resistance. *Electronics Letters*, 36(4) :291–292, February 2000. Conference Name : Electronics Letters. 46
- [69] Y.-H. Han, K.-T. Kim, H.-J. Shin, S. Moon, and I.-H. Choi. Enhanced characteristics of an uncooled microbolometer using vanadium-tungsten oxide as a thermometric material. *Applied Physics Letters*, 86(25) :254101, June 2005. 49
- [70] A. Van Der Ziel and E. R. Chenette. Noise in Solid State Devices. In *Advances in Electronics and Electron Physics*, volume 46, pages 313–383. Elsevier, 1978. 50, 216
- [71] B. Pellegrini. Noise of junction devices. *Physical Review B*, 38(12) :8279–8292, October 1988. Publisher : American Physical Society. 51
- [72] A. Van Der Ziel. Unified presentation of 1/f noise in electron devices : fundamental 1/f noise sources. *Proceedings of the IEEE*, 76(3) :233–258, March 1988. 51, 53, 54, 90, 217, 218



- [73] F.N. Hooge.  $1/f$  noise sources. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 41(11) :1926–1935, November 1994. 51, 52, 55, 132
- [74] J. Sikula and M. Levinshtein, editors. *New Tools For Fast And Sensitive Noise Measurements*, volume 151 of *NATO Science Series II : Mathematics, Physics and Chemistry*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2005. 52, 218
- [75] A. Van Der Ziel and P. H. Handel.  $1/f$  Noise in n+-p Diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 32(9) :1802–1805, 1985. 53, 54, 89
- [76] T. G. M. Kleinpenning.  $1/f$  Noise in p-n diodes. *Physica B+C*, 98(4) :289–299, March 1980. 54, 55, 56
- [77] P. P. Altermatt, A. Schenk, and G. Heiser. A simulation model for the density of states and for incomplete ionization in crystalline silicon. I. Establishing the model in Si :P. *Journal of Applied Physics*, 100(11) :(113714) 1–10, December 2006. 60, 61, 81, 169
- [78] P. P. Altermatt, A. Schenk, B. Schmithüsen, and G. Heiser. A simulation model for the density of states and for incomplete ionization in crystalline silicon. II. Investigation of Si :As and Si :B and usage in device simulation. *Journal of Applied Physics*, 100(11) :(113715) 1–7, December 2006. 61, 62, 63, 81, 169, 241
- [79] A. Fauveau. *Etude des mécanismes de conduction électrique  $\tilde{A}$  basse température pour la mesure des teneurs en dopants dans le silicium photovoltaïque*. Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, Grenoble, 2017. 61
- [80] R. G. Pires, R. M. Dickstein, S. L. Titcomb, and R. L. Anderson. Carrier freezeout in silicon. *Cryogenics*, 30(12) :1064–1068, December 1990. 63
- [81] D. M. Caughey and R. E. Thomas. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proceedings of the IEEE*, 55(12) :2192–2193, December 1967. 64, 66
- [82] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, and A. Alberigi Quaranta. A review of some charge transport properties of silicon. *Solid-State Electronics*, 20(2) :77–89, February 1977. 65
- [83] J. M. Dorkel and Ph. Leturcq. Carrier mobilities in silicon semi-empirically related to temperature, doping and injection level. *Solid-State Electronics*, 24(9) :821–825, September 1981. 66, 67, 247
- [84] N. D. Arora, J. R. Hauser, and D. J. Roulston. Electron and hole mobilities in silicon as a function of concentration and temperature. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 29(2) :292–295, February 1982. 67, 68, 247
- [85] D. B. M. Klaassen. A unified mobility model for device simulation-I. Model equations and concentration dependence. *Solid-State Electronics*, 35(7) :953–959, 1992. 68, 69, 70, 74, 169, 247
- [86] D. B. M. Klaassen, J. W. Slotboom, and H. C. De Graaff. Unified apparent bandgap narrowing in n- and p-type silicon. *Solid-State Electronics*, 35(2) :125–129, 1992. 68, 74
- [87] D. B. M. Klaassen. A unified mobility model for device simulation-II. Temperature dependence of carrier mobility and lifetime. *Solid-State Electronics*, 35(7) :961–967, 1992. 68, 70, 73, 82, 86, 169, 247
- [88] F. Schindler, M. C. Schubert, A. Kimmerle, J. Broisch, S. Rein, W. Kwapil, and W. Warta. Modeling majority carrier mobility in compensated crystalline silicon for solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 106 :31–36, November 2012. 69
- [89] F. Schindler, M. Forster, J. Broisch, J. Schön, Johannes Giesecke, S. Rein, W. Warta, and M. C. Schubert. Towards a unified low-field model for carrier mobilities in crystalline silicon. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 131 :92–99, December 2014. 69

- [90] P. Zheng, F. E. Rougieux, D. Macdonald, and A. Cuevas. Measurement and Parameterization of Carrier Mobility Sum in Silicon as a Function of Doping, Temperature and Injection Level. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 4(2) :560–565, March 2014. 70
- [91] P. Zheng, F. E. Rougieux, D. Macdonald, and A. Cuevas. Parameterization of carrier mobility sum in silicon as a function of doping, temperature and injection level : Extension to p-type silicon. In *2014 IEEE 40th Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*, pages 129–134, June 2014. 70
- [92] D. K. Schroder. Carrier lifetimes in silicon. *IEEE transactions on Electron Devices*, 44(1) :160–170, 1997. 72, 76, 119, 121
- [93] S. Cristoloveanu, M. Bawedin, and I. Ionica. A review of electrical characterization techniques for ultrathin FDSOI materials and devices. *Solid-State Electronics*, 117 :10–36, March 2016. 73, 76, 93
- [94] W. Schwarzenbach, C. Malaquin, F. Allibert, G. Besnard, and B.-Y. Nguyen. Systematic evaluation of SOI Buried Oxide reliability for partially depleted and fully depleted applications. In *2015 IEEE SOI-3D-Subthreshold Microelectronics Technology Unified Conference (S3S)*, pages 1–3, Rohnert Park, CA, USA, October 2015. IEEE. 76
- [95] R. W. Johnson, A. Hultqvist, and S. F. Bent. A brief review of atomic layer deposition : from fundamentals to applications. *Materials Today*, 17(5) :236–246, June 2014. 76, 77
- [96] K. Romanjek. *Caractérisation et Modélisation des Transistors CMOS des Technologies 50nm et en-deçà* . Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, Grenoble, 2004. 76, 218
- [97] G. Li, V. Kilchytska, N. Andre, L. A. Francis, Y. Zeng, and D. Flandre. Leakage Current and Low-Frequency Noise Analysis and Reduction in a Suspended SOI Lateral p-i-n Diode. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 64(10) :4252–4259, October 2017. 77, 112, 126
- [98] G. L. Pearson and J. Bardeen. Electrical Properties of Pure Silicon and Silicon Alloys Containing Boron and Phosphorus. *Physical Review*, 75(5) :865–883, March 1949. 81
- [99] Silvaco, Inc. Athena User’s Manual - Process Simulation Software. Manuel d’utilisation, Santa Clara (CA-USA), 2017. 96
- [100] F. Kersten, A. Schmid, S. Bordihn, J. W. Müller, and J. Heitmann. Role of Annealing Conditions on Surface Passivation Properties of ALD Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Films. *Energy Procedia*, 38 :843–848, 2013. 105
- [101] S. Li, N. Yang, X. Yuan, C. Liu, X. Ye, and H. Li. Hydrogen induced interface passivation in atomic layer deposited Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub> stacks. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 83 :171–174, August 2018. 106, 118
- [102] J. P. Gambino and E. G. Colgan. Silicides and ohmic contacts. *Materials Chemistry and Physics*, 52(2) :99–146, February 1998. 106
- [103] S. P. Murarka. *Silicides for VLSI Applications*. Academic Press, December 2012. 106
- [104] O. Thomas. Les siliciures de métaux de transition en microélectronique : propriétés mécaniques et contraintes induites au cours de la formation en phase solide. In *PlastOx 2007 - Mécanismes et Mécanique des Interactions Plasticité - Environnement*, pages 277–286, Argelès-sur-Mer, France, 2009. EDP Sciences. 106
- [105] N. Stavitski, M. J. H. van Dal, A. Lauwers, C. Vrancken, A. Y. Kovalgin, and R. A. M. Wolters. Systematic TLM Measurements of NiSi and PtSi Specific Contact Resistance to n- and p-Type Si in a Broad Doping Range. *IEEE Electron Device Letters*, 29(4) :378–381, April 2008. 106, 116, 134, 139, 143

- [106] M. Eizenberg, K. N. Tu, C. J. Palmstrom, and J. W. Mayer. Two-step Al/Ti metallization to PtSi/Si structures. *Applied Physics Letters*, 45(8) :905–907, October 1984. 107, 116
- [107] M. Moeen, M. Kolahdouz, A. Salemi, A. Abedin, M. Östling, and H. H. Radamson. Improved designs of Si-based quantum wells and Schottky diodes for IR detection. *Thin Solid Films*, 613 :19–23, August 2016. 108
- [108] V. A. Yuryev, K. V. Chizh, V. A. Chapnin, S. A. Mironov, V. P. Dubkov, O. V. Uvarov, V. P. Kalinushkin, V. M. Senkov, O. Y. Nalivaiko, A. G. Novikau, and P. I. Gaiduk. Pt silicide/poly-Si Schottky diodes as temperature sensors for bolometers. *Journal of Applied Physics*, 117(20) :(204502) 1–10, May 2015. 108
- [109] I. Jyothi, H.-D. Yang, K.-H. Shim, V. Janardhanam, S.-M. Kang, H. Hong, and C.-J. Choi. Temperature Dependency of Schottky Barrier Parameters of Ti Schottky Contacts to Si-on-Insulator. *MATERIALS TRANSACTIONS*, 54(9) :1655–1660, 2013. 108
- [110] G. A. M. Hurkx, H. C. de Graaff, W. J. Kloosterman, and M. P. G. Knuvers. A new analytical diode model including tunneling and avalanche breakdown. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 39(9) :2090–2098, September 1992. 119, 120
- [111] C. Claeys, A. Poyai, E. Simoen, A. Czerwinski, and J. Katcki. p-n Junction Diagnostics to Determine Surface and Bulk Generation/Recombination Properties of Silicon Substrates. *Journal of The Electrochemical Society*, 146(3) :1151–1157, March 1999. 119
- [112] E. Simoen, G. Eneman, M. Bargallo-Gonzalez, D. Kobayashi, A. Luque Rodriguez, J.-A. Jimenez Tejada, and C. Claeys. High Doping/High Electric Field Effects on the Characteristics of CMOS Compatible p-n Junctions. *ECS Transactions*, 31(1) :307–318, 2010. 119
- [113] S. Wakita and Y. Omura. Device Models of SOI Insulated-Gate p-n Junction Devices. *Journal of The Electrochemical Society*, 150(12) :G816–G820, January 2003. 126
- [114] M. Malits and Y. Nemirovsky. Comprehensive comparison of integrated temperature sensors in CMOS-SOI technology. In *2015 IEEE International Conference on Microwaves, Communications, Antennas and Electronic Systems (COMCAS)*, pages 1–5, November 2015. 126
- [115] D. K. Simon, P. M. Jordan, T. Mikolajick, and I. Dirnstorfer. On the Control of the Fixed Charge Densities in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Based Silicon Surface Passivation Schemes. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 7(51) :28215–28222, December 2015. 138
- [116] A. M. Albadri. Characterization of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> surface passivation of silicon solar cells. *Thin Solid Films*, 562 :451–455, July 2014. 138
- [117] K. C. Liddiard. Application of interferometric enhancement to self-absorbing thin film thermal IR detectors. *Infrared Physics*, 34(4) :379–387, August 1993. 150
- [118] J. A. Zevallos Luna, L. Dussopt, and A. Siligaris. Hybrid On-Chip/In-Package Integrated Antennas for Millimeter-Wave Short-Range Communications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 61(11) :5377–5384, November 2013. 151
- [119] A. Boyer. Antennes, Support de cours et énoncé de travaux dirigés. Support de cours, INSA de Toulouse, 2013. 152, 229
- [120] P. Kuzel. Electromagnétisme des milieux continus. Cours, Institut Galilée, Université Paris-Nord, 2000. 153
- [121] B. Baudouy, G. Defresne, P. Duthil, and J.-P. Thermeau. Propriétés des matériaux à basse température. *Techniques de l'Ingénieur*, (BE9811 V1) :1–18, October 2014. 153, 162, 166, 232

- 
- [122] C. Durantin, J. Marzat, and M. Balesdent. Analysis of multi-objective Kriging-based methods for constrained global optimization. *Computational Optimization and Applications*, 63(3) :903–926, April 2016. 164
- [123] J. W. C. De Vries. Temperature and thickness dependence of the resistivity of thin polycrystalline aluminium, cobalt, nickel, palladium, silver and gold films. *Thin Solid Films*, 167(1-2) :25–32, December 1988. 177, 230
- [124] Imed Jani, Didier Lattard, Pascal Vivet, Lucile Arnaud, Severine Cheramy, Edith Beigné, Alexis Farcy, Joris Jourdon, Yann Henrion, Emilie Deloffre, and Halim Bilgen. Characterization of fine pitch hybrid bonding pads using electrical misalignment test vehicle. In *2019 IEEE 69th Electronic Components and Technology Conference (ECTC)*, pages 1926–1932, 2019. 183
- [125] J. H. Lau, C. Lee, C. S. Premachandran, and Y. Aibin. *Advanced MEMS Packaging*. McGraw-Hill Education, 2010. 184
- [126] A. Fournol. Conception de détecteur bolométrique pour l’imagerie TéraHertz. Projet de Fin d’Etudes, INP Phelma, Grenoble, 2020. 185
- [127] Giuseppe Pezzotti and Wenliang Zhu. Raman Spectroscopic Method for Analyzing Residual Stresses in Ceramic Composites. In Richard B. Hetnarski, editor, *Encyclopedia of Thermal Stresses*, pages 4093–4102. Springer Netherlands, Dordrecht, 2014. 185
- [128] P. Le Duc. *Etude des contraintes mécaniques dans les édifices d’interconnexions d’un procédé submicronique*. PhD thesis, Université Lille I, Lille, 1999. 186
- [129] X. Li, T. Ono, Y. Wang, and M. Esashi. Study on ultra-thin NEMS cantilevers - high yield fabrication and size-effect on Young’s modulus of silicon. In *Technical Digest. MEMS 2002 IEEE International Conference. Fifteenth IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (Cat. No.02CH37266)*, pages 427–430, Las Vegas, NV, USA, 2002. IEEE. 187
- [130] C. C. Enz, O. Krummenacher, and E. A. Vittoz. An analytical MOS transistor model valid in all regions of operation and dedicated to low-voltage and low-current applications. *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, (8) :83–114, July 1995. 199
- [131] N. Bluzer and R. Stehlik. Buffered direct injection of photocurrents into charge-coupled devices. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 25(2) :160–166, February 1978. 203, 204
- [132] D.A. Scribner, M.R. Kruer, and J.M. Killiany. Infrared focal plane array technology. *Proceedings of the IEEE*, 79(1) :66–85, January 1991. 203
- [133] J. Blond, A. Aliane, J. Meilhan, H. Kaya, and L. Dussopt. 1/f Noise Reduction in Cryogenic Highly Compensated Silicon Thermistors. *IEEE Electron Device Letters*, pages 1–1, 2020. Conference Name : IEEE Electron Device Letters. 211
- [134] M. Tacano. Hooge parameter determined by impurity scattering. *AIP Conference Proceedings*, 285(1) :9–14, August 1993. 216
- [135] J. F. Stephany. A theory of 1/f noise. *Journal of Applied Physics*, 83(6) :3139–3143, March 1998. 216
- [136] L. Bosi, G. Cavalleri, and G. Mauri. On Stephany’s theory of origin of 1/f bulk noise. *Il Nuovo Cimento D*, 16(6) :537–541, June 1994. 217
- [137] P. H. Handel. Quantum approach to 1/f noise. *Physical Review A*, 22(2) :745–757, August 1980. 217
- [138] Y. Zhu and M. J. Deen. A study on Hooge’s empirical 1/f noise relation in semiconductors. *AIP Conference Proceedings*, 282(1) :76–90, July 1992. 217
-

- [139] J.-P. Chauvineau. *Sur les relations entre la résistivité électrique de couches minces d'or et certaines de leurs propriétés*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay, 1971. 230
- [140] C. T. Wu. Intrinsic stress of magnetron-sputtered niobium films. *Thin Solid Films*, 64 :103–110, 1979. 232
- [141] M. A. Hopcroft, W. D. Nix, and T. W. Kenny. What is the Young's Modulus of Silicon? *Journal of Microelectromechanical Systems*, 19(2) :229–238, April 2010. 232
- [142] R. C. Zeller and R. O. Pohl. Thermal Conductivity and Specific Heat of Noncrystalline Solids. *Physical Review B*, 4(6) :2029–2041, September 1971. 232
- [143] J. Goupy. *Optimisation de détecteurs pour l'astronomie du rayonnement X : Développement de jonctions supraconductrices pour l'isolation thermique dans les interconnexions*. Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2012. 232
- [144] B. L. Zink, R. Pietri, and F. Hellman. Thermal Conductivity and Specific Heat of Thin-Film Amorphous Silicon. *Physical Review Letters*, 96(5) :055902, February 2006. 232
- [145] D. R. Queen, X. Liu, J. Karel, T. H. Metcalf, and F. Hellman. Excess Specific Heat in Evaporated Amorphous Silicon. *Physical Review Letters*, 110(13) :135901, March 2013. 232
- [146] J. R. Howell, R. Siegel, and M. Pinar Mengüç. *Thermal Radiation Heat Transfer, 5th Edition*. CRC Press, Taylor & Francis, Group, 2010. 233, 234

# Liste des contributions

## Journaux internationaux avec comité de lecture

Blond J., Aliane A., Meilhan J., Kaya H., Litaudon S., Dussopt L., Thermometric SOI lateral diodes for bolometric application : Comparison between Schottky and p-i-n diodes, *Solid-State Electronics*, vol. 170, 107838, p. 1-7., Aug. 2020, DOI 10.1016/j.sse.2020.107838.

Blond J., Aliane A., Meilhan J., Kaya H., Dussopt L., 1/f Noise Reduction in Cryogenic Highly Compensated Silicon Thermistors, *IEEE Electron Device Letters*, vol. 41, n°12, p. 1746-1749, Déc. 2020, DOI 10.1109/LED.2020.3032824.

## Conférences internationales

Blond J., Meilhan J., Aliane A., Dussopt L., Cooled Silicon-On-Insulator Diode Thermometer : Toward THz Passive Imaging, présenté à 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), **poster**, Sept. 2019, DOI 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874022.

Blond J., Meilhan J., Aliane A., Dussopt L., Ultra-thin Silicon On Insulator lateral PiN-like diodes for THz microbolometer passive imaging, **poster**, E-MRS Spring, symposium W, Mai 2019.

Blond J., Meilhan J., Aliane A., Dussopt L., Silicon-On-Insulator lateral diode thermometer for Terahertz passive imaging microbolometer, **présentation orale**, French-German THz Conference (FGTC), Avril 2019.

