HAL
open science

# Détecteurs et lasers THz à base d'antennes accordables en fréquence

Claire Abadie

## To cite this version:

Claire Abadie. Détecteurs et lasers THz à base d'antennes accordables en fréquence. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paris Saclay (COmUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS145 . tel-02193687

**HAL Id: tel-02193687**

**https://theses.hal.science/tel-02193687**

Submitted on 24 Jul 2019

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

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

université PARIS-SACLAY

UNIVERSITÉ PARIS SUD
Comprendre le monde, construire l'avenir

NNT : 2019SACLS145

# Détecteurs et lasers THz à base d'antennes accordables en fréquence

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

Ecole doctorale n°575 Physique et Ingénierie: Électrons, Photons, Sciences du vivant (EOBE)
Spécialité de doctorat : Génie électrique, électronique, photonique et systèmes

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 4 juillet 2019, par

**CLAIRE ABADIE**

Composition du Jury :

| | |
|---|---|
| M. François Julien<br>DRCE, Université Paris-Sud (C2N) | Président |
| M. Aloyse Degiron<br>Chargé de Recherche HDR, Université Paris Diderot (MPQ) | Rapporteur |
| M. Sukhdeep Dhillon<br>Directeur de Recherche, École Normale Supérieure (LPENS) | Rapporteur |
| M. Yannick Chassagneux<br>Chargé de Recherche, École Normale Supérieure (LPENS) | Examinateur |
| M. Raffaele Colombelli<br>Directeur de recherche, Université Paris Sud (C2N) | Directeur de thèse |

Thèse de doctorat

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Raffaele Colombelli de m'avoir permis d'effectuer ce travail pendant 3 ans et demi au sein de l'IEF. J'ai adoré passer des heures en salle blanche, me batailler avec COMSOL pour chaque simulation, effectuer toutes les mesures optoélectroniques sur les échantillons. Ce fut éprouvant tout du long mais enrichissant au niveau personnel et professionnel.

Je remercie Aloyse et Sukhdeep d'avoir été les rapporteurs de mon manuscrit, ils m'ont permis de prendre du recul et de mieux comprendre les points que je devais expliquer. Je remercie également François Julien, pour avoir lu mon manuscrit et pour avoir été un collègue sympathique durant toute la thèse, et Yannick Chassagneux pour ses questions intéressantes et constructives durant la soutenance.

Je remercie les collègues de l'équipe QCL pour avoir apporté une ambiance agréable et des discussions scientifiques intéressantes : Bruno pour m'avoir appris ce process interminable mais si joli, Stefano pour m'avoir cuisiné des plats chez lui et pour sa gentillesse, Jean-Michel pour avoir grandement amélioré mes slides (promis j'ai fait des efforts ! ) et également Adel pour m'avoir donné des conseils durant toute la thèse.

Cette thèse n'aurait pas été la même sans la disponibilité de Laurent, quel dommage que nous n'avons pas pu cuire cette pizza en salle blanche !, sans le duo incontournable de Pierre-Baptiste et François Joint qui a rythmé toutes nos soirées. Arnaud, j'ai adoré discuter avec toi et je me demande encore quelle est ta vraie histoire avec Stefano ! Mario, je suis sûre que tu as apporté les post-its dans mon bureau et tu égayais sans aucun doute notre équipe. Quant aux anciens collègues ou nouveaux doctorants, je remercie Pierre pour ton écoute et les moments qu'on a passés au PMU, Thibault, Daniel, Paul (bon courage pour la suite, tu n'as pas récolté les process les plus simples), Linh, et Oussama !

J'ai également eu la chance de côtoyer l'équipe de Maria à côté du couloir qui m'a soutenu dans cette thèse et principalement Lu, seule femme à l'époque comme moi avec qui j'ai pu discuter des nombreuses frustrations du thésard durant les pauses cafés et qui

m'ont permis de tenir jusqu'au bout, Valério pour avoir commencé à m'apprendre l'italien et tous les autres pour leur compagnie agréable : Nan, Ahmed, Nuno, Omar, Tiphaine, Jovana, Vladimir, Hezhi, Patrick (c'était super de te revoir à la fin), Martina. Quant aux nouvelles recrues du C2N, je remercie Ludivine et Marina pour leur enthousiasme.

Pour m'avoir aidé sans relâche malgré les erreurs que j'ai pu commettre, je remercie tous les ingénieurs de la salle blanche avec qui c'était un plaisir de travailler et qui ont contribué à une bonne humeur générale à l'IEF : David qui m'a ramené dans un projet de vulgarisation amusant, Etienne qui m'a laissée rester jusqu'à des heures tardives pour finir un dernier process, Jean-René et Nathalie pour tous les conseils, Antoine, Xavier, Abdel, François (je t'assure que mon alumine fonctionne), Fabien pour sa disponibilité et sa gentillesse, Benoît, Samson, Cédric et tous les autres que je n'ai pas eu l'occasion de croiser.

Passer plus de trois ans dans un laboratoire donne l'occasion de découvrir de nouvelles personnes et même de revoir d'anciens professeurs donc merci à tous ceux qui ont rendu cette thèse plus sympathique à tous les égards : Guillaume Agnus (j'ai adoré enseigner aux élèves les TPs salle blanche), Sylvia Matzen, Nicolas Vernier (c'était un plaisir de discuter Iran avec toi), Mathias (merci d'être intervenu à 22h pour m'aider à sortir la canne d'hélium) et Guillaume, Farsane, Olivier Lefebvre, Hadrien Duprez, Iannis, et sans doute plein d'autres qui ne me viennent pas en tête. Même si nous sommes au C2N, je voulais prendre un moment pour remercier tous les gens de l'IEF qui ont permis la réalisation de ma thèse et tous ceux qui ont donné une ambiance chaleureuse au laboratoire.

Même si on les oublie souvent, je tiens à souligner l'amabilité de Bernadette Laborde qui n'a eu de cesse de faire mes commandes d'hélium à la dernière minute sans m'engueuler, la gentillesse de Sylvie Lamour que j'ai dû harceler pour les contrats de travail et qui m'a toujours aidé avec le sourire, Amanda pour m'avoir permis de participer au projet école, et tous les autres qui œuvrent dans l'ombre pour nous permettre de mieux avancer dans nos travaux scientifiques.

Dans un contexte plus personnel, je remercie ma famille qui m'a offert un pot de thèse somptueux, mes amis pour m'avoir soutenu durant tous les moments difficiles de ma thèse et en particulier Benjamin/Léto/Florian sans qui le manuscrit n'aurait pas aussi bien abouti. Je finis ces remerciements pour adresser tout mon amour à Hadrien qui m'a soutenue tout au long de cette aventure, malgré les difficultés et qui a fêté avec moi tous les moments clés : ma première mesure de photodétection, mes premières antennes à 7 µm, mes premiers micro-lasers. Je n'aurais pas réussi sans ton aide.

# Table des matières

**Remerciements** **iii**

**Introduction** **1**

**1 Photonique des dispositifs THz** **3**

1.1 Le gap THz et les nombreuses applications . . . . . 3

1.2 Propriétés optiques des matériaux . . . . . 6

1.2.1 Modèle de Lorentz : application au GaAs . . . . . 6

1.2.1.1 Cas général . . . . . 6

1.2.1.2 Cas spécifique du GaAs . . . . . 8

1.2.2 Modèle de Drude : application aux métaux . . . . . 10

1.3 Équations de Maxwell . . . . . 11

1.4 Les transitions inter-sous-bandes dans les semi-conducteurs . . . . . 12

1.4.1 Semi-conducteurs III-V . . . . . 12

1.4.2 Hétérostructures III-V et puits quantiques . . . . . 14

1.4.3 Transitions inter-sous-bandes . . . . . 15

1.5 État de l'art sur les détecteurs THz et QWIPs . . . . . 18

1.5.1 La filière des détecteurs THz . . . . . 18

1.5.2 Fonctionnement des QWIPs . . . . . 19

1.6 État de l'art sur les sources THz et QCLs . . . . . 24

1.6.1 Rayonnement du corps noir . . . . . 24

1.6.2 État de l'art des sources THz . . . . . 24

1.6.3 Fonctionnement des QCLs . . . . . 26

**I Étude des photodétecteurs (QWIPs) THz sub-longueur d'onde à base d'antennes et accordables en fréquence 31**

**2 Contexte de l'étude 33**

2.1 Résonateurs LC sub-longueur d'onde . . . . . 33

2.1.1 Résonateurs patchs et résonateurs LC . . . . . 33

2.1.2 Contexte des métamatériaux . . . . . 34

2.1.3 Circuit électronique LC . . . . . 37

2.1.4 Solutions possibles pour permettre l'injection électrique . . . . . 40

2.2 Caractérisation des structures QWIP utilisées . . . . . 41

2.2.1 Fabrication des mesas . . . . . 41

2.2.2 Mesures courant-tension (IV) . . . . . 43

2.2.3 Mesures de spectroscopie FTIR . . . . . 45

2.3 Premiers dispositifs QWIPs LC obtenus . . . . . 47

2.3.1 Caractérisations optiques et électroniques . . . . . 48

2.3.2 Explication des résultats obtenus . . . . . 50

**3 Conception d'un LC QWIP sub-longueur d'onde accordable en fréquence 53**

3.1 Étude de l'isolation électrique . . . . . 53

3.1.1 Nitrure de silicium déposé par PECVD . . . . . 53

3.1.2 Nitrure de silicium déposé par pulvérisation . . . . . 57

3.1.3 Dépôt de silice (utilisation de la silice comme isolant) . . . . . 59

3.1.4 Alumine . . . . . 60

3.1.5 Tableau récapitulatif . . . . . 61

3.2 Conception des LC QWIPs . . . . . 62

3.2.1 Simulation analytique avec la méthode LC . . . . . 62

3.2.2 Simulation avec une méthode d'éléments finis . . . . . 65

**4 Fabrication et mesure des QWIPs LC accordables en fréquence 73**

4.1 Première génération des LC QWIPs avec le nitrure de silicium déposé par PECVD : dispositifs non fonctionnels . . . . . 74

4.1.1 Fabrication en salle blanche . . . . . 74

4.1.2 Caractéristiques IV à température ambiante . . . . . 78

4.2 Deuxième génération des LC QWIPs avec le nitrure de silicium déposé par pulvérisation : dispositifs fonctionnels . . . . . 81

4.2.1 Fabrication en salle blanche . . . . . 81

4.2.2 Défis technologiques . . . . . 82

4.2.3 Premières mesures expérimentales . . . . . 84

4.2.3.1 Mesures électriques, courant d'obscurité et photo-détection 85

4.2.3.2 Mesures de photo-détection . . . . . 86

4.3 Perspectives sur l'accordabilité en fréquence et la vitesse de détection . . . 89

4.3.1 Troisième génération de QWIPs LC avec l'alumine comme isolant : dispositifs non fonctionnels, mais l'alumine validée comme meilleure solution. . . . . 89

4.3.2 Perspectives sur l'augmentation de la vitesse de détection : réalisation de contacts ohmiques . . . . . 89

**II Microlasers à cascade quantique 95**

**5 Conception des micro-lasers THz basés sur l'architecture résonateur LC 97**

5.1 Lasers à cascade quantique : paramètres fondamentaux . . . . . 97

5.2 Guides d'ondes pour les QCLs THz . . . . . 99

5.3 Mesures expérimentales de la région active . . . . . 101

5.4 Contexte des micro-lasers . . . . . 102

5.5 Conception des lasers micro-disques . . . . . 105

5.6 Calcul numérique des lasers micro-disques . . . . . 108

**6 Fabrication et mesures 115**

6.1 Fabrication des dispositifs en salle blanche : Spécificité des lasers THz LC . 115

6.1.1 Gravure du GaAs . . . . . 116

6.1.2 Développement des procédés lithographiques pour le lift off de l'isolation/contact et pour le pont suspendu de 7 µm . . . . . 119

6.1.3 Description de la fabrication finale . . . . . 121

6.2 Mesures expérimentales . . . . . 122

6.2.1 Micro-lasers avec un diamètre de 50 µm . . . . . 123

6.2.2 Micro-lasers avec un diamètre de 30 µm . . . . . 125

6.2.3 Dispositifs avec des diamètres inférieurs à 30 µm . . . . . 126

6.2.4 Mesures des lasers présentant une variation de résistance différentielle 128

6.3 Perspectives pour les lasers LC . . . . . 130

**Conclusion 135**

**Bibliographie 137**

# Introduction

Dans un contexte où la microélectronique est indispensable dans la vie de tous les jours pour la communication, le médical et le militaire avec la profusion de téléphones, d'ordinateurs et d'outils connectés, la gamme du térahertz reste en dehors de cette utilisation massive. En effet, du fait de l'énergie faible des photons dans le térahertz, les détecteurs et émetteurs THz connus sont rarement à la fois compacts, efficaces, rapides et utilisables à température ambiante.

Cette thèse poursuit un objectif de miniaturisation des dispositifs THz dans le but d'une intégration à des circuits électroniques et d'une rapidité accrue. Un confinement sub-longueur d'onde se limite cependant en général à la limite de diffraction, $\lambda_0/2n$, et construire des résonateurs ultra-compacts nécessite de changer de perspective.

Ce manuscrit poursuit les travaux des thèses [1] et [2] qui proposent un résonateur électronique sub-longueur qui permet de confiner les photons en dessous de la limite de diffraction : des résonateurs "split ring" (à anneaux fendus) 3D issus des métamatériaux. Cette thèse propose d'utiliser ce résonateur de type circuit LC pour construire des dispositifs détecteurs et émetteurs dans la gamme du THz à partir de cette architecture, comme expliqué dans le chapitre 2.

Les détecteurs choisis sont des photodétecteurs à puits quantiques (QWIPs). Les lasers utilisés sont des lasers à cascade quantique (QCLs). Ces deux dispositifs fonctionnent à température cryogénique mais permettent d'obtenir compacité et rapidité.

Pour les détecteurs, développés dans les chapitres 3 et 4, cette thèse explique le travail de conception d'un QWIP sub-longueur accordable géométriquement entre 2.5 et 3.5 THz. Le chapitre 4 présente la fabrication et les résultats expérimentaux de ces QWIPs.

Les chapitres 5 et 6 présentent les résultats obtenus sur les QCLs avec cette même architecture. Le but, cette fois-ci, consistait à construire des résonateurs à microdisques (limités par la diffraction) et d'obtenir l'effet laser sur le mode fondamental. Le chapitre 6 présente la conception de lasers LC et leurs futurs développements.

Chapitre 1

# Photonique des dispositifs THz

## 1.1 Le gap THz et les nombreuses applications

On appelle typiquement THz la gamme spectrale entre 100 GHz et 30 THz. Le diagramme présenté dans la figure 1.1 inclut les fréquences de 300 MHz à 300 THz. Différents dispositifs permettent d'émettre et de détecter à chaque longueur d'onde. Les dispositifs "électroniques" sont adaptés dans les fréquences inférieures au THz et permettent de générer du rayonnement en accélérant des électrons [3]. Les dispositifs "photoniques" permettent l'émission et la détection de photons grâce à des transitions quantiques et ils sont adaptés pour les fréquences supérieures à 30 THz. Le "gap THz" indique l'absence de sources et de détecteurs efficaces et compacts entre 100 GHz et 10 THz.

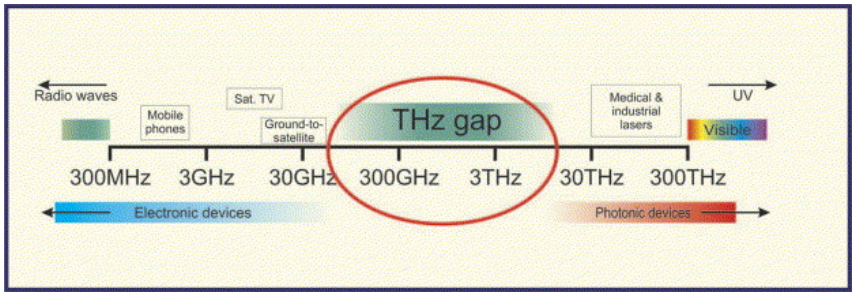


FIGURE 1.1 – Le spectre électromagnétique avec la désignation de chaque gamme de fréquences dont le THz [4].

Pour développer des dispositifs photoniques compacts, les principaux matériaux utilisés sont des semi-conducteurs à gap direct puisqu'ils possèdent naturellement un écart d'énergie entre une bande de conduction et une bande de valence à $\vec{k} = \vec{0}$. Cependant, aucun semi-conducteur technologiquement viable ne possède un gap avec une énergie de l'ordre de 10 meV (équivalente à une fréquence d'environ 2.4 THz). De plus, $k_B T$ à température ambiante est de l'ordre de 25 meV [5], bien plus que l'énergie d'un photon THz,

ce qui explique en partie l'absence de détecteurs THz sensibles (et rapides) à température ambiante.

Cependant, les nombreuses applications dans la gamme du térahertz expliquent que les publications dans le domaine du lointain infrarouge (FIR en anglais) ou THz ont largement augmenté ces dernières années (Fig. 1.2).

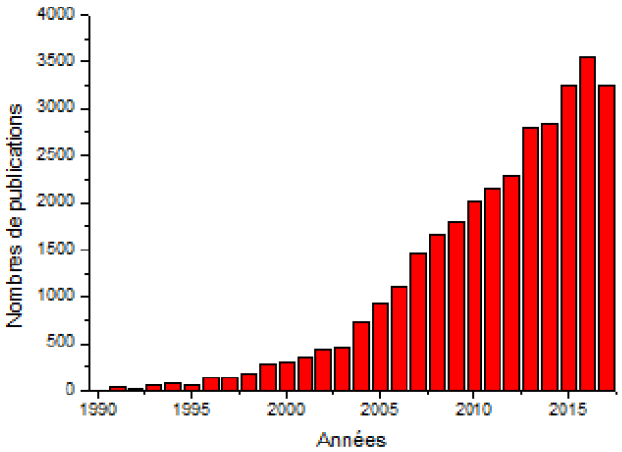


FIGURE 1.2 – Bibliométrie sur le sujet du terahertz dans Web of knowledge .

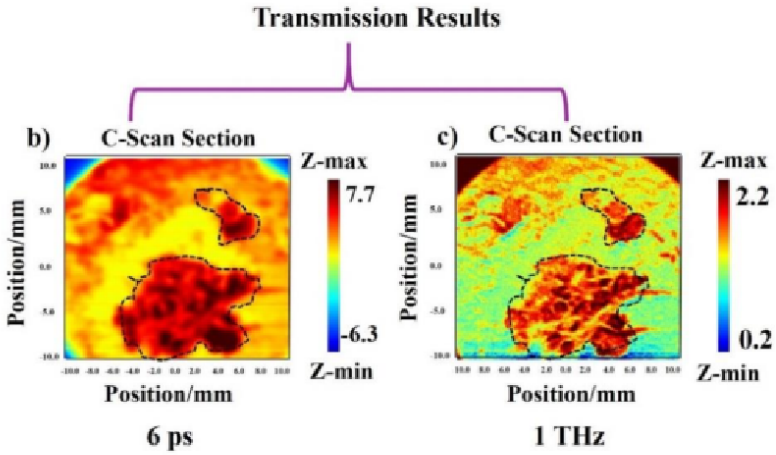


FIGURE 1.3 – Image de transmission des cellules en domaine temporel (figure b) et avec application d'une transformée de Fourier à 1 THz (figure c). Les cellules cancéreuses apparaissent en rouge [6].

La gamme du THz est intéressante dans de nombreux domaines comme l'astronomie, le médical, la sécurité, la biologie et même l'art. En astronomie, la spectroscopie THz permet de distinguer de nombreuses molécules pour mieux comprendre comment évolue l'univers [8]. L'imagerie THz, en raison de son caractère non ionisant, est également prometteuse dans le médical pour remplacer les rayons X. En effet, ces derniers sont à l'origine de

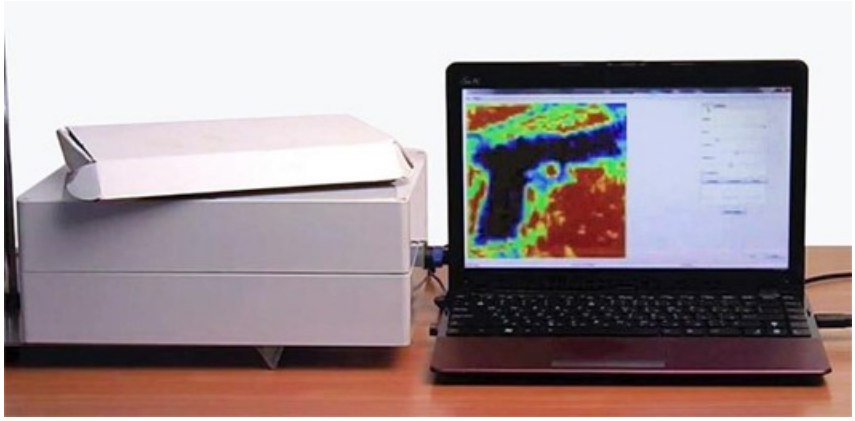

FIGURE 1.4 – A gauche, image d'une boîte fermée posée sur un spectromètre et à droite, image de spectroscopie THz (commercialisé par Terasense) dans un ordinateur qui permet de distinguer un pistolet à l'intérieur de la boîte.

FIGURE 1.5 – A gauche, image dans le visible d'une peinture et à gauche, image par spectroscopie THz qui permet de distinguer les défauts de la peinture dans un but de restauration [7].

cancers liés directement ou indirectement à l'usage des radios comme en témoignent les Refs. [9] [10]. Les photons THz sont également absorbés par l'eau [11], une composante essentielle du corps humain. Les ondes THz pourraient détecter des cellules cancéreuses (comme en témoigne la thèse [6] et la figure 1.3) ou même sonder la structure de l'ADN par l'étude des modes vibrationnels des molécules biologiques en spectroscopie THz [12]. Dans le domaine de la sécurité, de nombreux matériaux sont transparents dans le THz (comme le bois, les textiles, les céramiques, les plastiques), et les longueurs de pénétration sont par conséquent très grandes dans ces milieux. Par conséquent, comme le montre la Fig. 1.4, il est possible de distinguer des objets dangereux comme un pistolet sans ouvrir la boîte grâce à un détecteur THz commercialisé par Terasense. Ceci permettrait de sécuriser les aéroports ou des événements importants. Les sources et détecteurs THz sont donc

des dispositifs cruciaux pour inspecter bagages et vêtements. Ils pourraient déceler par exemple de la drogue ou des explosifs [13]. En ce qui concerne l'art, la Fig. 1.5 montre une peinture dans la lumière visible (à gauche) et à travers une spectroscopie THz (à droite). Les détecteurs THz permettent de mettre en avant des défauts dans la peinture et donc de rénover les peintures avant que cela ne soit perçu dans le visible.

Cette thèse se concentre sur les stratégies de développement des sources et détecteurs THz avec des dimensions qui sont de l'ordre de, ou même en dessous de la longueur d'onde. La perspective pour les lasers est de construire des émetteurs extrêmement compacts dans le but d'étudier des propriétés fondamentales. La perspective pour les détecteurs est à la fois de diminuer le courant d'obscurité pour augmenter le ratio signal sur bruit et de construire un détecteur ultra compact et accordable par un circuit LC.

## 1.2 Propriétés optiques des matériaux

Pour modéliser les dispositifs photoniques étudiés et développés au cours de cette thèse, il est nécessaire de définir les propriétés optiques des différents matériaux utilisés comme l'or et le GaAs, dans la gamme des fréquences d'intérêt.

La relation de dispersion dans un milieu linéaire et isotrope permet de relier le vecteur d'onde $\vec{k}$ et les deux fonctions importantes pour décrire le milieu, à savoir la fonction diélectrique relative $\epsilon_r(\omega)$ et la perméabilité magnétique relative $\mu_r(\omega)$ :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_r(\omega)\mu_r(\omega) \tag{1.1}$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide et $\omega$ la pulsation dans le milieu. Dans le cadre des milieux diélectriques non magnétiques (comme dans tous les milieux étudiés dans cette thèse), $\mu_r = 1$. La fonction diélectrique permet de quantifier la réponse d'un milieu à une excitation électromagnétique donnée grâce à l'équation d'Helmholtz (qui sera approfondie dans la section 1.3). C'est une quantité macroscopique qui peut être déterminée avec le modèle de Lorentz pour les diélectriques, et le modèle de Drude pour les métaux.

### 1.2.1 Modèle de Lorentz : application au GaAs

#### 1.2.1.1 Cas général

Le modèle de Lorentz (approfondi également dans la Réf. [14]) permet de donner une approximation des propriétés de la matière à grande échelle en traitant les électrons liés au noyau de la même manière que des oscillateurs harmoniques amortis. Ces oscillateurs

harmoniques sont modélisés par une masse $m_0$, une charge $-e$, une fréquence de résonance $\omega_0$, et un amortissement $\gamma$ lié à la dissipation d'énergie. Le champ électrique externe appliqué au milieu amène un déplacement $\overrightarrow{r(t)}$ de l'électron par rapport à sa position d'équilibre, régi par l'équation :

$$m_0 \frac{d^2\overrightarrow{r(t)}}{dt^2} + m_0\gamma\frac{d\overrightarrow{r(t)}}{dt} + m_0\omega_0^2\overrightarrow{r(t)} = -e\overrightarrow{E(t)} \tag{1.2}$$

En passant au domaine fréquentiel, avec une transformée de Fourier, il est possible de résoudre l'équation 1.2 pour trouver le déplacement des électrons $\overrightarrow{r(\omega)}$.

$$-m_0\omega^2\overrightarrow{r(\omega)} - m_0 j\gamma\omega\overrightarrow{r(\omega)} + m_0\omega_0^2\overrightarrow{r(\omega)} = -e\overrightarrow{E_0} \tag{1.3}$$

avec $E_0$ étant l'amplitude du champ électrique.

Ceci permet de trouver la relation entre le mouvement des électrons et le champ électrique qui entraîne ce mouvement :

$$\vec{r} = \frac{-e\vec{E}_0}{m_0(\omega_0^2 - \omega^2 - j\gamma\omega)} \tag{1.4}$$

La polarisation macroscopique $\vec{P}$ du milieu dans ce modèle provient du déplacement $\overrightarrow{r(\omega)}$ des N charges et s'écrit :

$$\overrightarrow{P(\omega)} = -Ne\overrightarrow{r(\omega)} = Ne^2\frac{E_0}{m_0(\omega_0^2 - \omega^2 - j\gamma\omega)} \tag{1.5}$$

Le déplacement électrique $\vec{D}$ est défini par une contribution globale de la polarisation du milieu :

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} + \epsilon_0\chi_{NR}\vec{E} = \epsilon_0\epsilon_r\vec{E} \tag{1.6}$$

avec la fonction diélectrique $\epsilon_r$ qui caractérise la réponse totale du matériau venant d'un champ électrique externe et $\chi_{NR}$ la susceptibilité électrique qui regroupe toutes les contributions autres que celle de la polarisation résonnante.

On trouve donc $\epsilon_r$ :

$$\epsilon_r = 1 + \chi_{NR} + Ne^2\frac{1}{\epsilon_0 m_0(\omega_0^2 - \omega^2 - j\gamma\omega)} \tag{1.7}$$

On étudie souvent deux limites de la fonction diélectrique, celle où la fréquence tend

vers l'infini (souvent appelée $\epsilon_\infty$ ) et celle où la fréquence tend vers 0 (souvent appelée $\epsilon_{st}$ ou $\epsilon(0)$) :

$$\epsilon_\infty = 1 + \chi_{NR} \tag{1.8}$$

et

$$\epsilon(0) = \epsilon_{st} = 1 + \chi_{NR} + Ne^2 \frac{1}{\epsilon_0 m_0 \omega_0^2} \tag{1.9}$$

#### 1.2.1.2 Cas spécifique du GaAs

Dans le cas du GaAs (et plus généralement des semi-conducteurs polaires), il existe des phonons acoustiques, responsables de l'effet piézoélectrique inverse, et des phonons optiques, qui sont impliqués dans les interactions avec les photons. Comme nous sommes dans le cas 3D, les phonons optiques peuvent être transverses ou longitudinaux (TO ou LO). Un modèle de type de Lorentz de l'oscillateur harmonique amorti pour les vibrations TO donne la formule pour la permittivité du GaAs :

$$\epsilon_r(\omega) = 1+\chi_{NR}+\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0} \times \frac{1}{\omega_{TO} - \omega^2 - j\gamma_{ph}\omega} = \epsilon_\infty + (\epsilon_{st} - \epsilon_\infty) \times \frac{\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - j\gamma_{ph}\omega} \tag{1.10}$$

telle que le phonon transverse optique possède une fréquence $\omega_{TO}$ et $\gamma_{ph}$ est l'amortissement du phonon.

Avec la relation de Lyddane-Sachs-Teller [15], on peut trouver une relation entre les phonons optiques LO et TO :

$$\frac{\omega_{LO}^2}{\omega_{TO}^2} = \frac{\epsilon_{st}}{\epsilon_\infty} \tag{1.11}$$

On peut donc reprendre et réécrire l'équation 1.10 sous la forme :

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty \left(1 + \left(\frac{\epsilon_{st}}{\epsilon_\infty} - 1\right) \frac{\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - j\omega\gamma_{ph}}\right) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - j\gamma_{ph}\omega}\right) \tag{1.12}$$

La relation 1.12 va être utilisée lors des simulations des dispositifs photoniques. Elle prend en compte les vibrations de phonons dans le semi-conducteur mais elle néglige l'effet du dopage. Les différentes valeurs contenues dans cette relation peuvent être trouvées dans la Ref. [16] qui centralise de nombreuses mesures de ces constantes y compris dans le domaine du THz. Ainsi, les paramètres pour le GaAs sont dans le cadre de ce modèle : $\nu_{LO}$=8.76 THz, $\nu_{TO}$ = 8.06 THz, $\gamma_{ph}$= 0.07 THz et $\epsilon_\infty$ = 11.0.

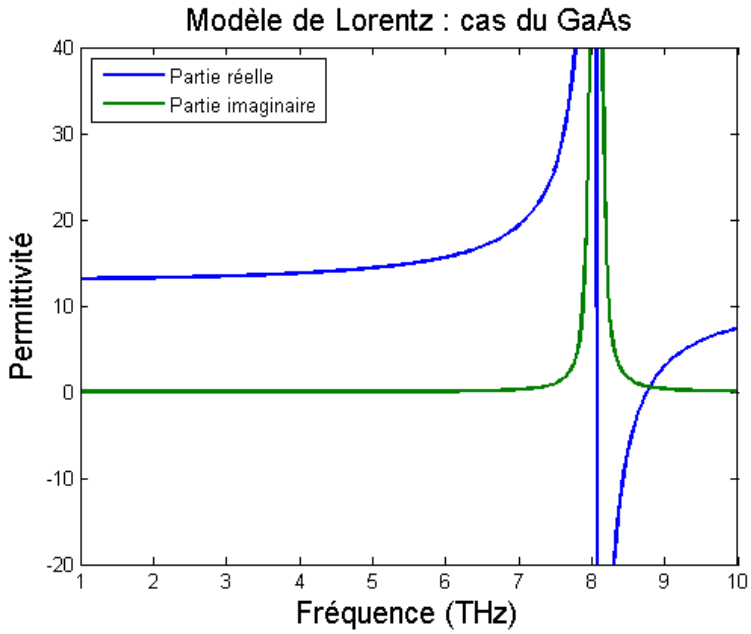


FIGURE 1.6 – Permittivité diélectrique (partie réelle et partie imaginaire) du GaAs non dopé, en tenant compte des phonons optiques, dans la gamme 1-10 THz

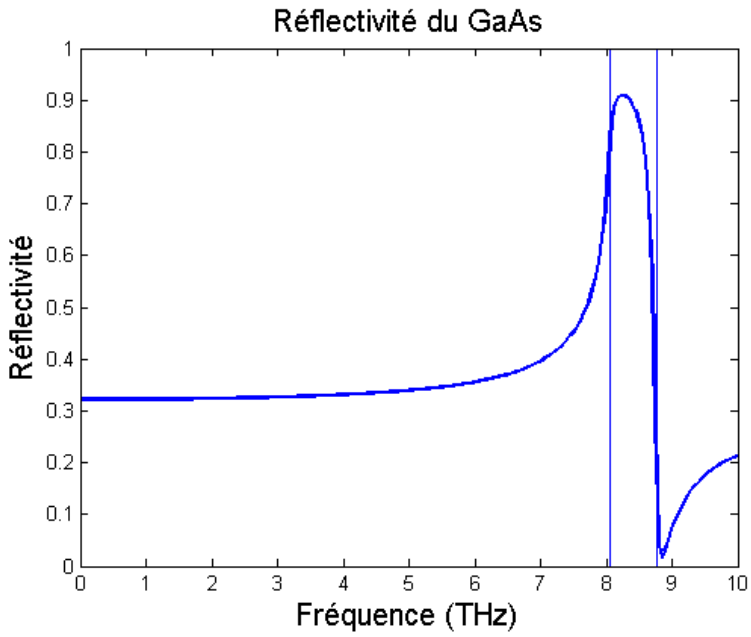


FIGURE 1.7 – Réflectivité pour le GaAs massif pour la gamme de fréquences 1-10 THz. Les lignes verticales indiquent les fréquences des phonons LO et TO dans le GaAs.

La figure 1.6 donne les parties réelle et imaginaire de la permittivité du GaAs non dopé selon ce modèle de Lorentz en incluant les phonons optiques. La figure 1.7 montre la réflectivité du GaAs avec les paramètres du modèle de Lorentz et on peut noter la gamme appelée la Restrahlen band entre 8.06 THz et 8.76 THz où les photons sont réfléchis par le milieu en raison des résonances de phonons.

### 1.2.2 Modèle de Drude : application aux métaux

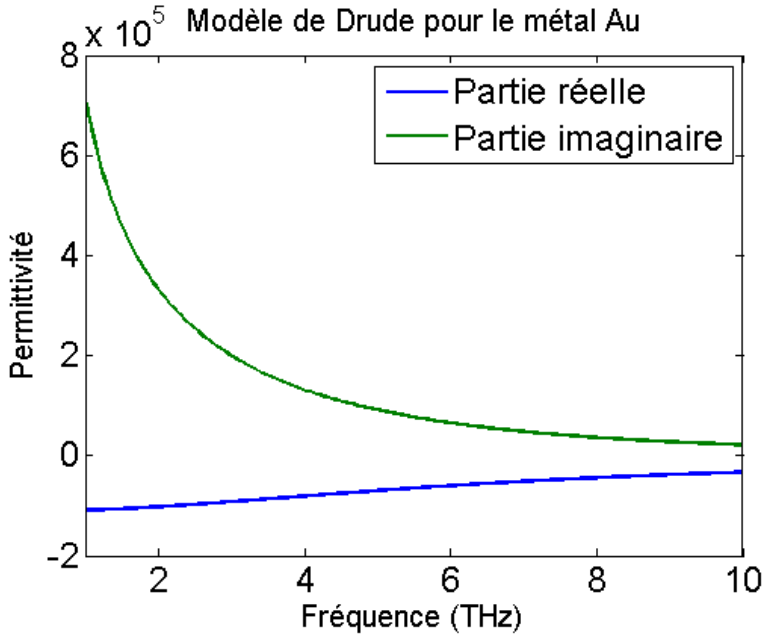


FIGURE 1.8 – Permittivité diélectrique de l'or, partie réelle et imaginaire pour la gamme de fréquences 1-10 THz.

Contrairement au GaAs, les électrons dans les métaux peuvent être vus comme des électrons libres, de masse $m_0$, de charge -e qui subissent un champ externe électrique $\overrightarrow{E(t)}$. C'est le cadre du modèle de Drude-Lorentz que nous allons présenter. Ce modèle consiste à poser $\omega_0 = 0$ puisque les électrons dans les métaux peuvent se déplacer librement sans forces de rappel. L'équation de déplacement des électrons 1.2 peut se traduire dans ce modèle par :

$$m_0 \frac{d^2 \overrightarrow{r}}{dt^2} + m_0 \gamma_{metal} \frac{d\overrightarrow{r}}{dt} = -e\overrightarrow{E(t)} \tag{1.13}$$

avec un amortissement $\gamma_{metal}$. Cette équation nous ramène à la permittivité suivante par le même raisonnement dans le domaine fréquentiel :

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0} \frac{1}{\omega^2 + j\gamma_{metal}\omega} \tag{1.14}$$

pour N électrons. En posant une pulsation caractéristique appelée la pulsation plasma $\omega_p$ telle que $\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0}$, on peut simplifier l'équation :

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma_{metal}\omega} \tag{1.15}$$

Le principal métal utilisé dans le cadre de cette thèse est l'or, en raison de ses propriétés conductrices. De nombreuses références donnent les valeurs de la permittivité de l'or aux

différentes fréquences dans le THz. En particulier, dans la Ref. [17], on peut retrouver diverses mesures expérimentales sur la gamme de 1-10 THz. Avec une régression linéaire utilisant un modèle de Drude classique, on peut retrouver une fréquence plasma de $\nu_p = 2.17 \times 10^{15}$ Hz et un amortissement de $\gamma_{metal}$= 6.48 THz. Le modèle de Drude néglige les interactions électrons-électrons (approximation des électrons indépendants) et électrons-ions (approximation des électrons libres) et suppose que les ions, beaucoup plus lourds, sont immobiles. Par conséquent, dans les fréquences inférieures à la fréquence plasma, ces valeurs sont moins valables puisqu'on ne peut négliger les effets de collisions qui deviennent importants. Dans la gamme THz, on peut négliger ces effets.

La figure 1.8 donne la permittivité diélectrique de l'or dans le THz, suivant le modèle de Drude, qui sera utilisé par la suite dans les modélisations numériques de cette thèse.

## 1.3 Équations de Maxwell

Les modèles de Lorentz et Drude nous permettent de définir les propriétés des différents matériaux utilisés au cours de cette thèse, dans le but de modéliser des résonateurs photoniques, pour confiner l'énergie électromagnétique dans un volume défini. Pour calculer les modes électromagnétiques dans les résonateurs, il faut résoudre les équations de Maxwell.

Ces équations [18], valables dans tous les milieux, sont définies par :

$$div\vec{B} = 0 \tag{1.16}$$

$$div\vec{D} = \rho \tag{1.17}$$

$$\vec{rot}\vec{E} + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \tag{1.18}$$

$$\vec{rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t}\vec{D} \tag{1.19}$$

avec $\vec{E}$, $\vec{B}$ les champs électromagnétiques, et $\rho$ et $\vec{J}$ la distribution volumique de charges et de courants. On peut également relier $\vec{D}$ et $\vec{E}$ ainsi que les vecteurs $\vec{B}$ et $\vec{H}$ par les équations :

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} \tag{1.20}$$

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \tag{1.21}$$

avec $\vec{P}$ la polarisation du matériau, et $\vec{M}$ l'aimantation du matériau.

Dans le cas des métaux et des semi-conducteurs étudiés, nous négligeons l'aimantation.

Les équations de Maxwell sont sous une forme temporelle. Les logiciels de FDTD (Finite Difference Time Domain) comme Lumerical utilisent ces équations pour modéliser le comportement électromagnétique des matériaux.

On peut aussi réécrire ces équations sous une forme fréquentielle :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + j\omega\vec{B} = 0 \tag{1.22}$$

et

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}/\mu_0 = j\omega\epsilon_0\epsilon_r\vec{E} \tag{1.23}$$

On sait que :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla}\vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2\vec{E} \tag{1.24}$$

et avec les équations ci-dessus en sachant qu'on suppose une absence de distribution volumique de charges, on trouve une équation d'onde appelée l'équation d'Helmholtz :

$$\vec{\nabla}^2\vec{E} + \mu_0\epsilon_0\epsilon_r\omega^2\vec{E} = 0 \tag{1.25}$$

Cette équation est utilisée dans les logiciels d'éléments finis pour résoudre certains problèmes électromagnétiques. Au cours de cette thèse, le principal outil numérique de conception des résonateurs par simulations à éléments finis va être COMSOL Multiphysics [19].

## 1.4 Les transitions inter-sous-bandes dans les semi-conducteurs

### 1.4.1 Semi-conducteurs III-V

Les semi-conducteurs III-V dont le GaAs sont caractérisés par une structure tétragonale, cubique face centrée de type zinc-blende. La maille élémentaire du GaAs contient 2 atomes : Ga et As. Chaque atome de gallium a comme voisins 4 atomes d'arsenic et inversement. Le paramètre de maille, défini par l'espacement entre chaque maille, est de 5.6 $\mathring{A}$ pour le GaAs. Cette structure peut être décrite avec un ensemble de vecteurs qui

sont les vecteurs primitifs du réseau, qu'on appelle le réseau de Bravais. Le diagramme 1.9 présente les différents paramètres de maille en fonction des différents semi-conducteurs utilisés pour l'optoélectronique.

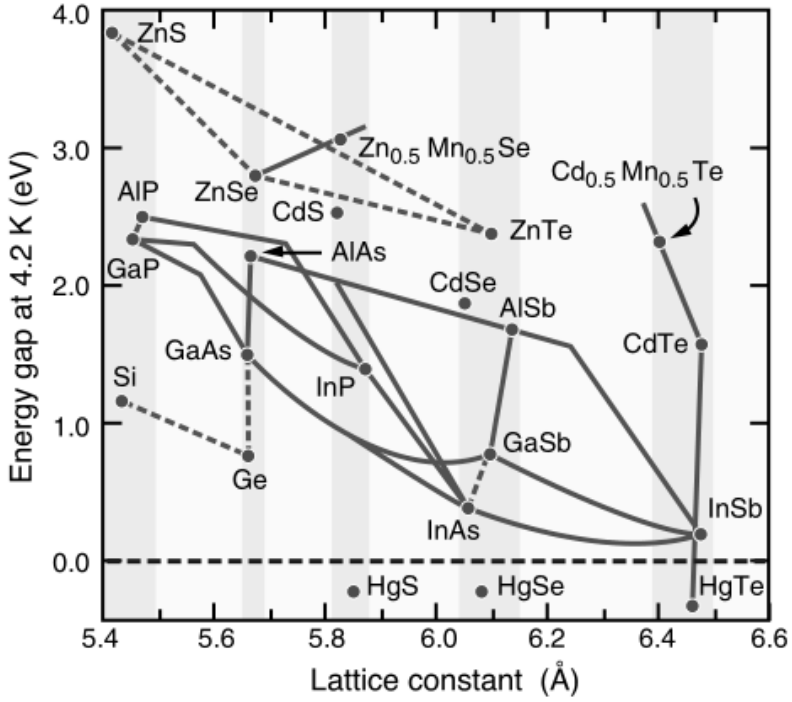


FIGURE 1.9 – Diagramme des différents paramètres de maille pour les semi-conducteurs utilisés pour les transitions inter-sous-bandes [20].

On peut également décrire un réseau réciproque, transformée de Fourier du réseau de Bravais, avec $\vec{k}$ étant le vecteur du réseau réciproque [21]. Les états électroniques sont décrits par l'équation de Schrödinger :

$$j\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\vec{r},t) = H(\vec{r},t)\Psi(\vec{r},t) \tag{1.26}$$

avec $\Psi(\vec{r},t)$ étant la fonction d'onde de l'électron et H l'hamiltonien du système. Avec l'approximation de Born-Oppenheimer, où les ions sont considérés comme immobiles, on peut décrire l'électron comme une particule libre soumise à un potentiel effectif $V(\vec{r})$ périodique avec la même période R que le cristal c'est-à-dire que $V(\vec{r}+\vec{R}) = V(\vec{r})$. On suppose également que les électrons sont non corrélés.

On obtient :

$$\left(\frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r})\right)\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}) \tag{1.27}$$

D'après le théorème de Bloch, les fonctions d'onde $\Psi_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ solutions de l'équation de

Schrödinger sont :

$$\Psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \propto e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} u_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \tag{1.28}$$

telles que $u_{n,\vec{k}}(\vec{r}+\vec{R}) = u_{n,\vec{k}}(\vec{r})$. L'indice n provient des conditions aux limites périodiques dites de Born-von Karman. La fonction d'onde est donc quantifiée dans l'espace réciproque. Les vecteurs $u_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ représentent l'ensemble des fonctions de Bloch qui caractérisent les états électroniques dans le cristal. Étant donnée la périodicité de la solution, on se restreint traditionnellement à la première zone de Brillouin, c'est-à-dire avec $\vec{k}$ dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{R}, \frac{\pi}{R}]$ (pour un réseau 1D).

### 1.4.2 Hétérostructures III-V et puits quantiques

Dans la Ref. [22], en 1970, Tsu et Esaki envisagent pour la première fois une succession de couches monoatomiques de semi-conducteurs qui différeraient en termes de dopages ou de compositions. Dans ce cas, chaque électron dans sa couche serait confiné spatialement dans le sens de la croissance des couches et la structure de bandes dépendrait non seulement des caractéristiques intrinsèques du semi-conducteur mais également des caractéristiques de ce qu'ils ont appelé le super-réseau ("super-lattice" en anglais) comme l'épaisseur des couches. De plus, les auteurs montrent que cette succession de puits quantiques peut être traitée théoriquement comme un cristal avec des paramètres optiques différents et non comme une succession de jonctions, ce qui simplifie énormément la théorie.

Différentes techniques développées en ingénierie depuis ont permis de réaliser la vision d'hétérostructures de Tsu et Esaki. Les deux principales méthodes pour effectuer de l'épitaxie de couches de semi-conducteurs sont la MBE (Molecular Beam Epitaxy ou Epitaxie par jets moléculaires) et la MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition ou Epitaxie en Phase Vapeur aux Organométalliques) [23]. Au cours de cette thèse, toutes les régions actives dans les dispositifs proviennent d'épitaxies de MBE à l'Université de Leeds.

Les différentes couches épitaxiées ont des bandes interdites différentes et des accords de maille différents puisque le principe général est de déposer deux couches successives de semi-conducteurs différents ou d'alliages. Ainsi, pour éviter les déformations mécaniques, la plupart des technologies utilisent des semi-conducteurs avec des paramètres de mailles très proches. Les épitaxies utilisées dans cette thèse seront exclusivement en GaAs/AlGaAs sur un substrat de GaAs non dopé avec un pourcentage en Al dans l'alliage AlGaAs de 1.5 % pour les détecteurs et de 15 % pour les lasers.

### 1.4.3 Transitions inter-sous-bandes

L'intérêt de ces couches de semi-conducteurs est de permettre la possibilité d'une transition radiative dans le THz. L'inter-sous-bandes est défini par les transitions à l'intérieur de la bande de conduction ou de la bande de valence. La Fig. 1.10 montre les bandes de conduction et de valence pour des puits quantiques AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Les deux alliages GaAs et AlGaAs ont une énergie de gap inter-bande de l'ordre de 1 eV. Les transitions inter-sous-bandes, dans la gamme du THz, dans la bande de conduction des puits quantiques ont une énergie de l'ordre de 10-15 meV. Les transitions inter-sous-bandes permettent donc d'obtenir des gaps d'énergie de l'ordre du THz. Les dispositifs quantiques utilisés dans cette thèse sont uniquement basés sur les transitions inter-sous-bandes dans la bande de conduction.

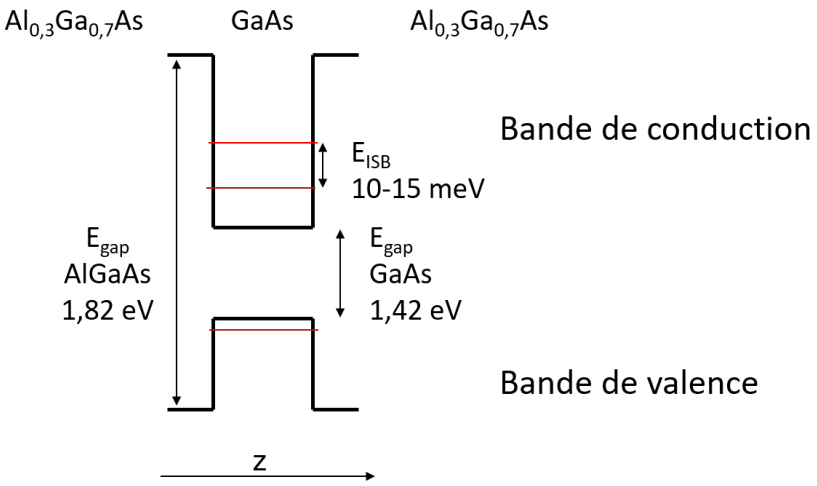


FIGURE 1.10 – Puits quantique de AlGaAs/GaAs/AlGaAs avec les niveaux d'énergie à la verticale et la direction de croissance en z. La bande de conduction et la bande de valence sont schématisées. Les doubles flèches indiquent les énergies inter-bandes pour l'AlGaAs et le GaAs et l'énergie inter-sous-bande dans la bande de conduction. Les niveaux en rouge montrent les niveaux d'énergie des électrons.

Pour décrire les électrons de la bande de conduction, on utilise en général (voir Réfs. [24] [25] [26] [27]) l'approximation de la fonction enveloppe qui considère que les fonctions d'ondes sont des produits des fonctions de Bloch avec une fonction enveloppe $F(\vec{r})$. Cette fonction enveloppe décrit les différentes interactions dans l'hétérostructure et varie très peu sur la période du réseau cristallin. Dans cette approximation, le potentiel V d'un puits quantique ne dépend que de la variable z qui est l'axe de croissance de l'hétérostructure. Comme ce potentiel V est lentement variable, le développement en séries de Fourier est centré autour de $\vec{k} = \vec{0}$. On peut donc se concentrer sur la fonction de Bloch à $\vec{k} = \vec{0}$ pour la suite de la partie. Dans ce modèle, on peut négliger les effets de couplages

entre les puits. On peut donc écrire la fonction enveloppe sous cette forme F(z) :

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} exp(j\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}) F(z) \tag{1.29}$$

avec $\vec{k}_{\parallel}$ et $\vec{r}_{\parallel}$ les vecteurs d'onde et de position dans le plan des couches, et S la surface de normalisation.

Le modèle de Ben Daniel-Duke [28] permet de définir une masse effective aux électrons dans la bande de conduction telle que :

$$\frac{1}{m*} = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \frac{\partial^2 E(\vec{k})}{\partial^2 \vec{k}^2} \tag{1.30}$$

Les courbes E($\vec{k}$) sont en réalité les structures de bandes électroniques et la masse effective représente la courbure de bande et permet donc d'intégrer les interactions entre électrons et avec les ions. Dans le cadre du GaAs, le principal semi-conducteur utilisé lors de cette thèse, la masse effective est de 0.067 $m_0$ avec $m_0$ la masse électronique. Pour modéliser les structures de bandes d'une hétérostructure, il est nécessaire d'imposer des conditions de continuité sur $\Psi(\vec{r})$ et $\frac{1}{m*}\Psi'(\vec{r})$. La fonction enveloppe vérifie alors l'équation de Schrödinger en 1D :

$$-\frac{\hbar^2}{2m*}\frac{d^2}{dz^2}F(z) + V(z)F(z) = EF(z) \tag{1.31}$$

La solution des modes propres peut être calculée avec l'équation 1.31. L'électron étant libre sur (x,y) et confiné sur la direction z, les énergies sont quantifiées en z et on obtient la formule de l'énergie avec $\vec{k_{\parallel}} = \vec{k_{x,y}}$ :

$$E_{n,k_{\parallel}} = E_n + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}}{2m^*} \tag{1.32}$$

L'hamiltonien de l'interaction d'une onde incidente de potentiel vecteur $\vec{A}$ avec le système dans l'approximation dipolaire est :

$$H_I = \frac{e}{m*}\vec{A} \cdot \vec{p} \tag{1.33}$$

D'après la règle d'or de Fermi, on peut calculer le taux de transition d'un état initial $|F_1 u_0>$ (l'état 1 fondamental) à un état final (l'état 2 excité) $|F_2 u_0>$ (voir Fig. 1.11)

dans le cadre de l'approximation de la fonction enveloppe :

$$W_{i->j} = \frac{2\pi}{\hbar} | < F_f u_f | H_I | F_i u_i > |^2 \delta(E_f(\vec{k_f}) - E_i(\vec{k_i}) \pm \hbar\omega) \tag{1.34}$$

avec $\hbar\omega$ étant l'énergie de la transition.

Avec le terme du taux de transition, on peut suivre le raisonnement donné dans la Réf. [29] pour expliquer les règles de sélection dans les transitions inter-sous-bandes.

FIGURE 1.11 – Schéma d'énergie de la bande de conduction des puits quantiques de AlGaAs/GaAs/AlGaAs avec deux niveaux d'énergie en rouge, le niveau fondamental défini par la fonction d'onde $F_1 u_0$ et le premier niveau excité par $F_2 u_0$ .

En sachant que $\vec{p} = -i\hbar\nabla$, on peut développer l'hamiltonien d'une transition de niveau 1 à une transition de niveau 2 comme une transition de l'état $F_1(z)u_0$ à l'état $F_2(z)u_0$ où $u_0$ représente les fonctions de Bloch de l'état fondamental des électrons dans la bande de conduction :

$$W = e\frac{A_0}{2m*}(< u_0|u_0 >< F_2|\widehat{a} \cdot \vec{p}|F_1 > + < u_0|\widehat{a} \cdot \vec{p}|u_0 >< F_2|F_1 >) \tag{1.35}$$

Le deuxième terme s'annule car $F_1$ et $F_2$ sont orthogonales. Ainsi, le terme restant dépend de $|F_1(z) >$, la polarisation ne peut être que selon l'axe z, c'est-à-dire l'axe de croissance des hétérostructures.

Cette règle de sélection est primordiale puisque toutes les cavités résonnantes sont conçues pour se coupler avec une polarisation TM (c'est-à-dire avec un champ $\vec{E}$ parallèle à l'axe de croissance de l'épitaxie).

## 1.5 État de l'art sur les détecteurs THz et QWIPs

### 1.5.1 La filière des détecteurs THz

Les trois filières technologiques principales dans la détection THz [30] [31] [32] sont : les détecteurs thermiques, les détecteurs électroniques et les détecteurs quantiques.

Les détecteurs thermiques ont des temps de réponse assez longs (de l'ordre de la milliseconde et même de la seconde). Ils utilisent un changement de propriétés physiques du matériau avec la variation de la température, associée à l'absorption de rayonnement THz. Quelques exemples dans ce domaine sont : les bolomètres, la cellule de Golay et le détecteur pyroélectrique. Le bolomètre utilise comme principe que la résistance d'un matériau dépend de sa température. Lorsque le rayonnement THz vient atteindre le matériau, il chauffe et sa résistance dépend directement de l'intensité du rayonnement THz. Les paramètres typiques pour notre bolomètre Si refroidi à 4 K sont le temps de réponse de l'ordre de 1 ms et une réponse de $3\times10^4$ V/W. Les cellules de Golay, inventées en 1947 [33], utilisent le principe d'expansion thermique du gaz. Ces détecteurs sont commercialisés et fonctionnent à température ambiante tout comme les détecteurs pyroélectriques. Le principe des détecteurs pyroélectriques est d'utiliser un matériau qui possède la propriété de changer sa polarisation sous l'effet de la température, cette variation de la polarisation conduit à un courant électrique qu'on appelle pyroélectrique. Un exemple de matériau pyroélectrique est le tantalate de lithium.

Les dispositifs électroniques convertissent le signal THz en un signal électrique via une antenne. Des exemples de dispositifs électroniques sont : les diodes Schottky en détection directe ou indirecte et les transistors à effet de champ (FET). Le principe des diodes Schottky est d'utiliser la forme non-linéaire de la réponse électronique. En détection directe, il s'agira de générer un courant à partir d'un signal grâce à la jonction métal-semi-conducteur présente dans la diode qui génère un signal électronique proportionnel au signal optique. En détection indirecte (hétérodyne), il est possible de mesurer la phase du signal avec son amplitude. Les diodes Schottky sont souvent utilisées comme mélangeur dans la détection hétérodyne. Dans le cadre de la détection hétérodyne, l'idée est de ramener le signal de fréquence THz à un signal de fréquence plus basse à l'aide d'un mélangeur. Les détecteurs à base de transistors FET utilisent le transport des électrons dans les canaux des transistors stimulé par un champ électromagnétique incident. La principale caractéristique de ces détecteurs par rapport aux détecteurs thermiques est leur temps de réponse rapide, inférieur à la nanoseconde. Ils fonctionnent généralement à température ambiante mais atteignent difficilement la gamme THz et ne permettent pas d'obtenir des dispositifs ultracompacts et très rapides. Différents paramètres pour ces détecteurs peuvent être consultés dans les Réfs. [34] [35].

Les dispositifs quantiques photoniques sont basés sur l'absorption des photons THz par interaction avec les électrons. Les semi-conducteurs extrinsèques (germanium dopé) ont été les premiers détecteurs à base de semi-conducteurs utilisés dans la détection de la gamme THz. Le dopant utilisé en général est le Ga. Un deuxième photodétecteur quantique couramment utilisé est le Quantum Well Infrared Photodetector (QWIP) qui utilise des transitions inter-sous-bandes dans des puits quantiques de semi-conducteurs pour générer un courant à partir d'un rayonnement THz [36] [37].

Dans cette thèse, nous nous sommes focalisés sur les photodétecteurs à puits quantiques dans la gamme spectrale du THz.

### 1.5.2 Fonctionnement des QWIPs

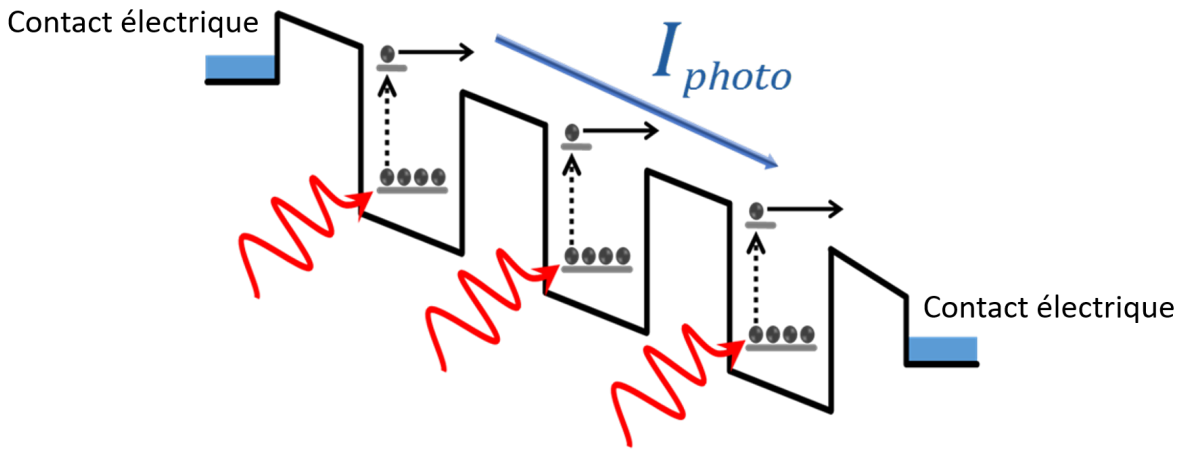


FIGURE 1.12 – Schéma des transitions inter-sous-bandes dans les puits quantiques pour un détecteur QWIP auquel on applique un champ électrique pour extraire les électrons dans le sens indiqué par la flèche bleue. Les flèches rouges symbolisent les photons incidents sur le QWIP. Les lignes horizontales bleues indiquent les contacts électriques du circuit. [1].

Le premier QWIP a été réalisé en 1987 par le groupe de B. Levine [38] dans le moyen infrarouge à $\lambda = 5$ µm. Le fonctionnement d'un détecteur QWIP est schématisé dans la Fig. 1.12. Le détecteur QWIP est constitué d'une série de puits quantiques (Fig. 1.12) à deux niveaux. Ce schéma montre l'excitation des électrons qui passent du niveau fondamental au niveau excité pour chacun des puits quantiques lorsqu'ils absorbent un photon d'énergie similaire (représenté par la flèche rouge). Les électrons ainsi excités sont extraits en appliquant un champ électrique. Celui-ci provient d'une tension appliquée aux deux bornes de la structure grâce à des électrodes.

Les QWIPs développés dans cette thèse sont construits avec des hétérostructures épitaxiées de GaAs/$Al_{1.5\%}Ga_{98.5\%}As$. Les photodétecteurs utilisés sont tous épitaxiés par MBE à l'Université de Leeds. La région active utilisée est la même que dans la Ref. [40].

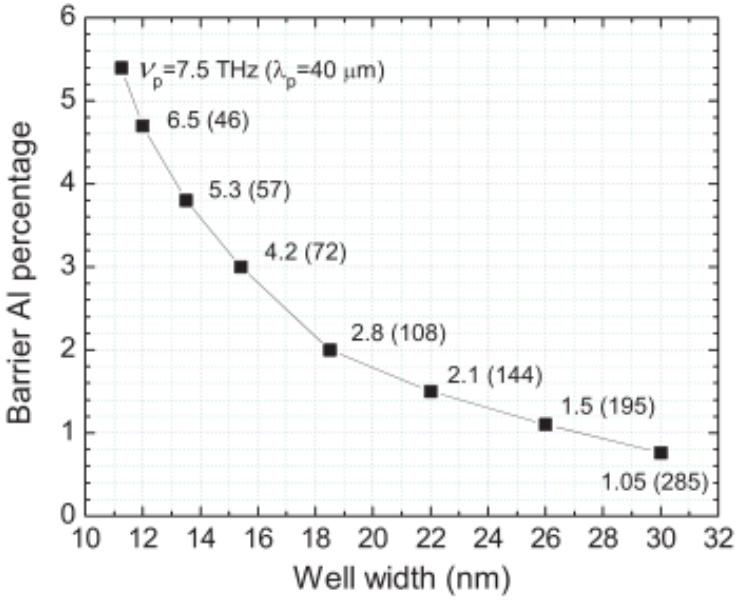


FIGURE 1.13 – Diagramme du pourcentage d'aluminium dans la barrière en fonction de l'épaisseur des puits quantiques dans l'épitaxie AlGaAs/GaAs pour obtenir des photodétecteurs à puits quantiques dans la gamme de 1-7.5 THz [39].

Le principal défi dans la gamme THz est de maîtriser le pourcentage en aluminium (de 1 % à 5 %) de manière très précise. En effet, comme on peut le constater dans la Fig. 1.13, le pourcentage d'aluminium doit être autour de 2 % et l'épaisseur de la barrière entre 16 et 18 nm pour obtenir un premier niveau excité résonnant avec le continuum à la fréquence voulue (3 THz).

Deux mécanismes permettent d'obtenir un courant mesurable dans un QWIP [39] : l'excitation thermique (Fig. 1.14 a) ) et l'illumination par une source (Fig. 1.14 b) ). Le courant d'obscurité provient de l'excitation thermique. Dans la Fig. 1.14, lorsqu'on éclaire le détecteur QWIP avec des photons d'énergie proche de l'énergie de la transition inter-sous-bandes, ils sont absorbés par les électrons de la région active. Ces électrons sont alors extraits vers le continuum et on peut détecter un signal de courant qu'on appelle le photocourant. Ce courant est donc proportionnel aux photons absorbés.

Pour définir le courant d'obscurité de manière quantitative, il faut mettre en œuvre certaines hypothèses [41]. On néglige le courant de tunnel puisque les barrières sont suffisamment épaisses pour cela à 3 THz. On considère un seul niveau d'énergie confiné. De plus, on peut admettre que la densité électronique dans le continuum est constante. La densité de courant d'obscurité $J_{dark}$ est définie par l'équation suivante où la vitesse v($\vec{E}$) des électrons provient d'un champ électrique $\vec{E}$ appliqué à ces électrons. On note e la

charge des électrons.

$$J_{dark} = eN_{3D}v(\vec{E}) \tag{1.36}$$

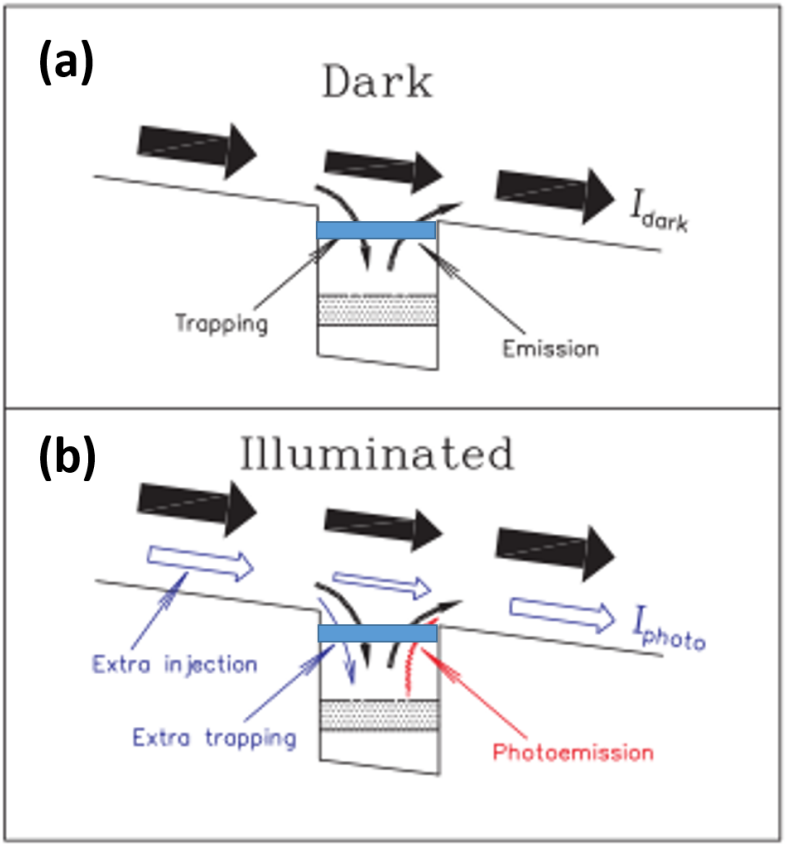


FIGURE 1.14 – Mécanisme du photocourant et du courant d'obscurité des photodétecteurs à puits quantiques : schéma d'un puit quantique à deux niveaux a) sans injection de lumière b) éclairé par une source qui va exciter des électrons à un niveau supérieur proche du continuum et produire du photocourant. Le deuxième niveau est représenté par une bande en bleu qui symbolise les mini-bandes très proches du continuum [39].

Dans le cadre de la physique classique, on peut démontrer que la vitesse de dérive des porteurs pour un semi-conducteur massif (ou "bulk" en anglais) dépend exclusivement de la mobilité des électrons $\mu$, du champ électrique externe appliqué $\vec{E}$ de norme E et de la vitesse de dérive de saturation $||\vec{v_{sat}}||$ selon la formule :

$$v(\vec{E}) = \frac{\mu E}{(1 + (\mu E/v_{sat})^2)^{1/2}} \tag{1.37}$$

Le nombre de porteurs $N_{3D}$ est déterminé par une loi de type Arrhénius :

$$N_{3D} = 2\left(\frac{m * k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} exp\left(-\frac{E_{act}}{k_B T}\right) \tag{1.38}$$

où on tient compte de l'énergie de Fermi dans les puits quantiques et telle que l'énergie d'activation $E_{act}$, qui permet à l'électron de sortir du puits quantique dans la configuration où un champ électrique est appliqué, est l'énergie de la transition inter-sous-bande.

Le courant d'obscurité $I_{dark}$ dans ce contexte s'écrit :

$$I_{dark} = J_{dark} \times A_{detecteur} \tag{1.39}$$

où A est la surface totale du détecteur.

Le photocourant provient des photons absorbés dans chaque puits quantique qui excitent des électrons mais également des contributions venant de l'injection électrique supplémentaire pour compenser la capture des électrons dans le puits.

L'équation de bilan sur le nombre d'électrons excités $n_{exc}$ en régime stationnaire dans un puits quantique unique (désigné par $^{(1)}$) est :

$$\frac{dn_{exc}}{dt} = \Phi\eta^{(1)} - \frac{n_{exc}}{\tau_{esc}} - \frac{n_{exc}}{\tau_{relax}} \tag{1.40}$$

avec $\Phi$ le flux de photons sur le détecteur par unité de temps, $\eta^{(1)}$ l'efficacité quantique d'un puits, $\tau_{esc}$ le temps pour qu'un électron s'échappe d'un puits quantique et $\tau_{relax}$ le temps de relaxation de la transition inter-sous-bandes.

Pour un puits quantique donné, en régime stationnaire, le photocourant $i^{(1)}_{photo} = en_{exc}$ est donc de :

$$i^{(1)}_{photo} = e\Phi\eta^{(1)}\frac{\tau_{relax}}{\tau_{relax} + \tau_{esc}} \tag{1.41}$$

On peut admettre que l'efficacité quantique est la même pour tous les puits avec une efficacité quantique totale $\eta = N\eta^{(1)}$ où N est le nombre de puits quantiques. On détermine aussi une grandeur $p_e$ qui est la probabilité pour un électron de s'échapper d'un puits qui se détermine aussi avec l'équation bilan 1.40 :

$$p_e = \frac{\tau_{relax}}{\tau_{relax} + \tau_{esc}} \tag{1.42}$$

On peut donc réécrire l'équation 1.41 comme :

$$i_{photo}^{(1)} = e\Phi\eta\frac{p_e}{N} \tag{1.43}$$

On doit également considérer (voir Fig. 1.14 b) ) la probabilité de capture $p_c$ des électrons dans un puits quantique dû au temps de capture $\tau_{capture}$ par rapport au temps de parcours $\tau_{trajet}$ à travers un puits quantique :

$$p_c = \frac{\tau_{trajet}}{\tau_{trajet} + \tau_{capture}} \tag{1.44}$$

Ainsi, pour N puits quantiques, le photocourant est de :

$$I_{photo} = \frac{i_{photo}^{(1)}}{p_c} = e\Phi\eta\frac{p_e}{Np_c} = e\Phi\eta g_{photo} \tag{1.45}$$

avec $g_{photo} = \frac{p_e}{Np_c}$

Dans le contexte des mesures THz, il est important de quantifier le rapport entre l'apport de courant qui vient du photocourant et l'apport qui vient du bruit thermique et d'avoir un paramètre quantitatif pour cela. Le paramètre couramment utilisé dans ce contexte est la $T_{BLIP}$ (température de régime BLIP ou "Background Limited Infrared Photodetection"). En dessous de cette température, le courant du détecteur est limité par le bruit thermique et au-dessus, il est limité par la contribution des corps noirs qui rayonnent autour du détecteur. Étant donné que les mesures se font dans un spectromètre à transformée de Fourier à 300 K, tous les instruments rayonnent dans la gamme spectrale du THz. Ce photocourant (appelé "background current" en anglais), qui provient du rayonnement de corps noirs, permet de définir la $T_{BLIP}$ comme la température qui vérifie la condition :

$$\frac{I_{background}}{I_{dark}} > 1 \tag{1.46}$$

Avec ces équations, on peut également déterminer un facteur de mérite essentiel pour des détecteurs qui est la réponse R, notamment appelée "responsivity" en anglais. Ce facteur de mérite est un ratio entre le courant électrique de sortie et la puissance optique $P_{optique}$ sur le détecteur, il est couramment exprimé en A/W ou en V/W.

$$R = \frac{I_{photo}}{P_{optique}} = \frac{e\Phi\eta g_{photo}}{\hbar\omega\Phi} = \frac{e\eta g_{photo}}{\hbar\omega} \tag{1.47}$$

## 1.6 État de l'art sur les sources THz et QCLs

### 1.6.1 Rayonnement du corps noir

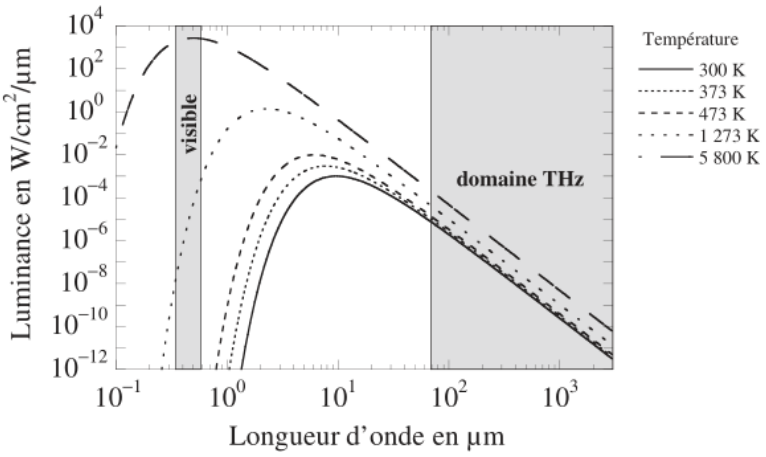


FIGURE 1.15 – Spectre théorique de luminance à différentes températures dans une gamme de fréquences 0.1-1000 µm [32].

Tous les objets à température T émettent et absorbent des rayonnements électromagnétiques à différentes fréquences. Un corps noir est défini comme un objet qui absorbe tout le rayonnement incident. Dans ce contexte, la luminance $L_\nu$ du rayonnement d'un corps noir à température T s'écrit d'après la loi de Planck :

$$L_\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3 d\nu}{exp(h\nu/k_B T) - 1} \tag{1.48}$$

La figure 1.15 montre la luminance du spectre du corps noir à des températures allant de 300 à 5800 K. Comme on peut le voir dans la zone grisée (domaine THz), l'intensité n'augmente que très peu et on se trouve déjà dans la partie avec une intensité assez faible. De plus, il s'agit d'une source THz incohérente.

Cependant, le rayonnement du corps noir est suffisant pour générer un bruit sur les détecteurs QWIPs THz expliqués dans la section précédente et permet par là même d'obtenir des facteurs de mérite importants comme la $T_{BLIP}$. Ceci sera expliqué en détail dans le chapitre 2 et permet de calculer la réponse du détecteur.

### 1.6.2 État de l'art des sources THz

De nombreuses technologies (Réfs. [42] [30] [32]) permettent de générer des ondes électromagnétiques entre 0.01-1000 THz comme en témoigne la Fig. 1.16. Cependant, la

puissance des émissions lasers se trouve à son minimum autour de 1-10 THz, dans les fréquences émises par les dispositifs construits dans cette thèse (2.8-3.2 THz).

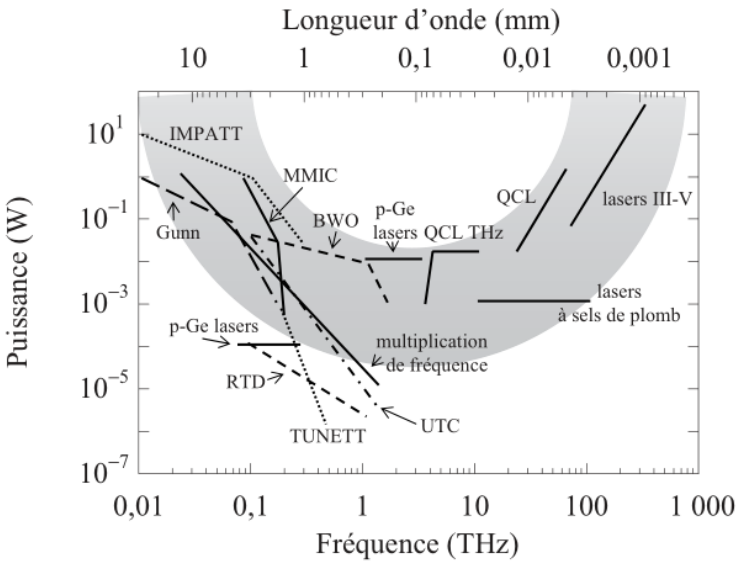


FIGURE 1.16 – Les différentes technologies pour produire un signal laser entre 0.01 et 1000 THz [32].

Les émetteurs électroniques fonctionnent généralement à température ambiante mais n'atteignent la gamme THz que difficilement avec des puissances très faibles. Les principales sources électroniques dans le THz sont les diodes en général (IMPATT, RTD, Gunn, TUNNET) et les oscillateurs à base de transistors. Les diodes sont pour la plupart basées sur une région active avec un effet de résistance négative différentielle (NDR) et lorsque les porteurs des charges passent à travers cette région, la fréquence des signaux émis est inversement proportionnelle au temps mis pour parcourir cette région et donc à la longueur à parcourir [43] [44]. Deux types d'oscillateurs à transistors sont largement utilisés [45] [46] : les transistors à haute mobilité électronique (HEMT) et les transistors bipolaires à hétérojonction (HBT). Les HEMT utilisent un semi-conducteur fortement dopé avec une grande mobilité électronique et une faible bande interdite pour avoir une réserve électronique. Ces électrons vont être accélérés dans un canal de transport. Les HBT sont des transistors bipolaires avec deux jonctions pn.

Certaines sources électroniques sont basées sur le principe d'accélérer des électrons sous vide. On retrouve par exemple les lasers à électrons libres. Ces derniers accélèrent des électrons qui émettent du THz par rayonnement synchrotron. Ces lasers sont très puissants mais extrêmement chers et volumineux [47].

Du côté optoélectronique, on peut également utiliser des sources optiques puissantes à d'autres longueurs d'ondes et générer des sources THz avec des diodes Schottky (par multiplication de fréquences) [48] ou des antennes photoconductrices (soustraction de fréquences) [49]. Le principe des antennes photoconductrices est de faire un photo-mélange

entre deux lasers qui éclairent l'antenne pour aboutir à une source de lumière dont la fréquence est la différence des fréquences de ces deux lasers.

Du côté purement photonique, les premiers lasers développés ont été les lasers à gaz qui peuvent atteindre des puissances entre 10-100 mW à des fréquences allant jusqu'à 3 THz [50]. Ils sont particulièrement volumineux, chers et utilisent en général un laser $CO_2$ pour pomper optiquement un autre laser à gaz (du méthanol par exemple). Dans les émetteurs compacts THz, nous avons choisi les lasers à cascade quantique qui vont être développés au cours de cette thèse plus en détail.

Le laser à cascade quantique (QCL) est un laser unipolaire, c'est-à-dire qu'il n'utilise qu'un seul type de porteurs, les électrons. La transition radiative est une transition inter-sous-bande entre deux états liés à l'intérieur de la bande de conduction. L'ingénierie des puits quantiques permet d'accorder la fréquence d'émission. Il s'agit d'un laser pour la première fois démontré en 1994 au Bell Labs par J. Faist dans le moyen infrarouge [51]. Le premier QCL fonctionnant dans le THz a été réalisé à l'ENS Pise par l'équipe de Tredicucci à 4.4 THz en 2002 [52]. Les lasers QCLs ont des puissances de plusieurs dizaines de mW à 10 K. Le principal inconvénient de ce type de lasers est leur fonctionnement à basse température dans la gamme de 1-5 THz. Cependant, ils permettent de couvrir toute la gamme allant du térahertz jusqu'au moyen infrarouge. La plus haute température atteinte par ce laser dans la gamme THz est de 200 K [53].

### 1.6.3 Fonctionnement des QCLs

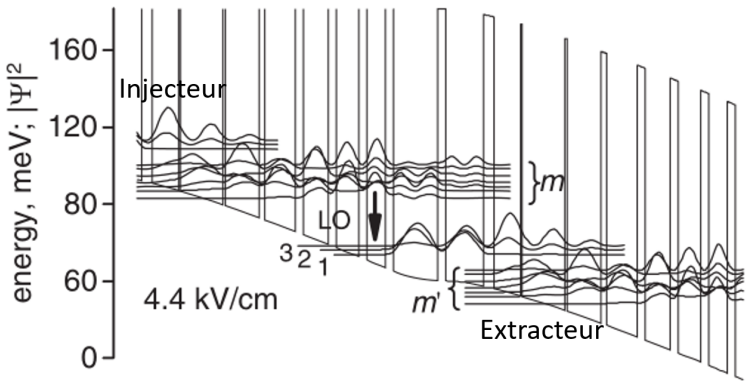


FIGURE 1.17 – Diagramme du module au carré des fonctions d'onde à 4.4 kV/cm dans la bande de conduction du QCL étudié sur une période. Les notations m et m' montrent les minibandes des différentes cascades [54].

La figure 1.17 montre une période du laser étudié dans cette thèse, constituée d'un injecteur, d'une zone active d'inversion de population et d'un extracteur. L'injecteur est

composé d'une minibande de conduction et il amène les électrons dans les niveaux excités (1-2-3) grâce à la relaxation d'un phonon LO. La zone active est la zone dans laquelle se produit l'inversion de population entre les niveaux 1-2-3 de la transition inter-sous-bande et la minibande m'. La minibande m' (l'extracteur) est découplée spatialement de la minibande m (l'injecteur) pour éviter une relaxation de phonons LO directement entre les deux minibandes. L'injecteur et l'extracteur ont la même structure et peuvent tous les deux collecter les électrons et les injecter dans les niveaux excités de la transition. Cette transition radiative produit un photon et désexcite un électron. En effet, l'électron passe par une zone d'extraction, sous l'effet d'un champ électrique, ce qui permet son transport vers l'injecteur de la période suivante. L'électron va engendrer un deuxième photon par désexcitation dans la deuxième période. Cet effet de cascade est à l'origine du nom 'laser à cascade quantique', car un seul électron peut produire au maximum autant de photons qu'il existe de périodes dans une région active.

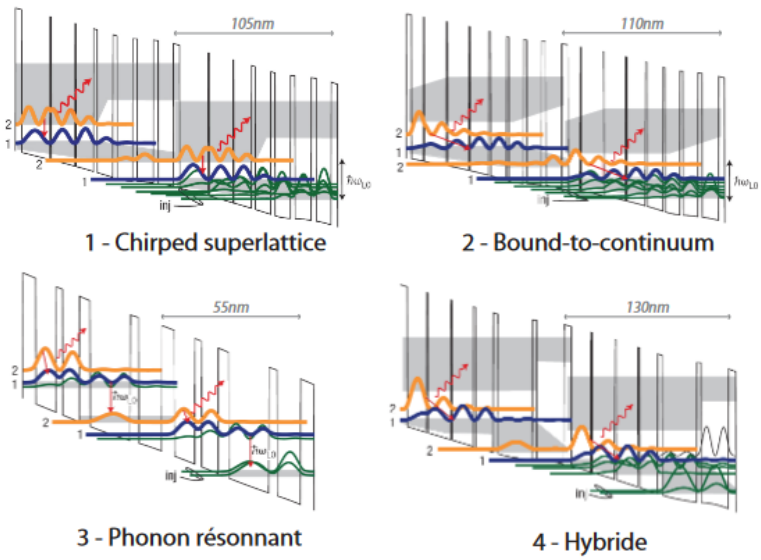


FIGURE 1.18 – Différents diagrammes de bande pour obtenir un QCL THz [55].

Différentes structures de diagrammes de bandes peuvent être utilisées dans le THz (voir Fig. 1.18). La structure montrée dans la Fig. 1.17 relève du schéma 4 de la Fig. 1.18. Les deux premières structures ne dépendent pas du phonon optique pour dépeupler le niveau fondamental. La première structure, chirped superlattice, utilise une structure également utilisée dans l'infrarouge. L'idée est de concevoir une transition optique verticale (directe) et de réaliser l'inversion de population du fait de la relaxation rapide des électrons du niveau bas de la transition optique vers les mini-bandes de l'injecteur par diffusion électronique et effet tunnel résonnant. La deuxième structure, bound-to-continuum, est conçue à partir d'une transition indirecte (qu'on appelle aussi diagonale) et a été réalisée dans la Ref. [56]. La transition radiative se situe à l'intérieur des mini-bandes. La troisième structure, dite "phonon résonnant", utilise un phonon optique résonnant avec le

niveau fondamental pour dépeupler ce niveau et une transition radiative verticale. Cette structure, utilisée dans la Ref. [57], permet l'inversion de population en augmentant le recouvrement entre l'extracteur et le niveau 1 (pour atteindre des temps de relaxation des électrons très petits) tout en diminuant le recouvrement entre le niveau 2 et l'injecteur (pour augmenter le temps de vie des électrons dans le niveau 2).

Dans le cadre de cette thèse, les régions actives utilisées pour les QCLs développés proviennent de l'université de Leeds. La région active se base sur la structure hybride présentée précédemment et est composée de 85 périodes. La période utilisée est : 10.1/**0.5**/16.2/**1**/12.9/**2**/11.8/**3**/9.5/**3**/8.6/**3**/7.1/**3**/<u>17</u>/**3**/14.5/**4** où les épaisseurs sont exprimées en nanomètres, les nombres en gras aux barrières $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ et les nombres en normal au GaAs. Le dopage en Si est de 5 $\times 10^{18} cm^{-3}$ dans la couche GaAs soulignée [54]. Ce laser a été testé jusqu'à 65 K en continu, 114 K en pulsé et possède une fréquence de fonctionnement entre 2.9 et 3.2 THz (voir Fig. 5.3). La puissance optique maximale à 10 K est de 24 mW et la densité de courant seuil est de 160 A$\cdot cm^{-2}$ à 10 K. Les caractéristiques spectrales et électroniques seront amplement détaillées dans la partie consacrée aux QCLs fabriqués lors de cette thèse.

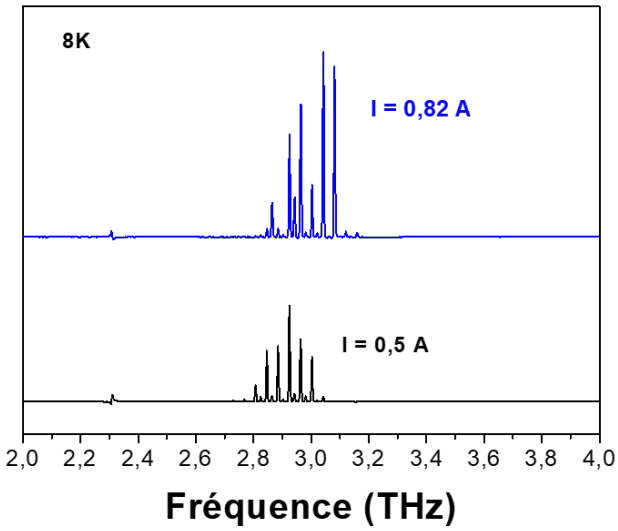


FIGURE 1.19 – Spectres d'émission à différents courants à 8 K en régime pulsé à 1% pour la région active utilisée au cours de cette thèse pour un laser ruban ("ridge" en anglais) de dimensions 210 x 1010 µm².

Le but de cette thèse est de construire des dispositifs compacts sub-longueur d'onde en détection et en émission. Dans le cadre de l'émission, la plupart des QCLs THz sont composés d'une centaine de puits quantiques et les épitaxies font en général 10/12 µm. Une étude sur la réduction en épaisseur des QCLs a été menée dans notre équipe (voir Réfs. [58] [59] [1]). Si les régions actives des épitaxies QWIPs (voir section 1.5.2) sont déjà de 1.5 µm, c'est-à-dire de l'ordre de $\lambda_{effective}/10$ où $\lambda_{effective} = \frac{\lambda_0}{2n}$, les QCLs ont en

général des régions actives de l'ordre de $\lambda_{effective}$ et la première étape de ce projet a été de réduire cette épaisseur. Il a été montré qu'il est possible d'arriver à une épitaxie de 6 µm sans réduire les performances du QCL.

# Première partie

# Étude des photodétecteurs (QWIPs) THz sub-longueur d'onde à base d'antennes et accordables en fréquence

Chapitre 2

# Contexte de l'étude

## 2.1 Résonateurs LC sub-longueur d'onde

### 2.1.1 Résonateurs patchs et résonateurs LC

Une antenne micro-ruban est communément appelée un "patch" en électromagnétisme et on considère dans cette thèse des structures métal/isolant/métal (MIM) [60]. Les modes associés à ces antennes sont par conséquent appelés des modes patchs. Le but de cette thèse étant de fabriquer des dispositifs ultra compacts, nous allons nous intéresser au mode fondamental dans un résonateur patch, selon le modèle des lignes de transmission. Ce modèle considère deux fentes parallèles, séparées par une ligne de transmission de faible impédance (voir Fig. 2.1). La résonance fondamentale dans un patch peut toujours s'écrire :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{2.1}$$

Cependant, d'après le théorème des lignes de transmission [61], l'inductance L' et la capacité C' par unité de longueur sont reliées par la formule :

$$L'C' = \frac{\epsilon_r}{c^2} \tag{2.2}$$

avec c étant la vitesse de lumière et $\epsilon_r$ la constante diélectrique du matériau. Ceci impose une contrainte puisque les composantes L et C dans la majorité des cavités ne peuvent être modifiées séparément et cela impose une limite en termes de longueur minimale.

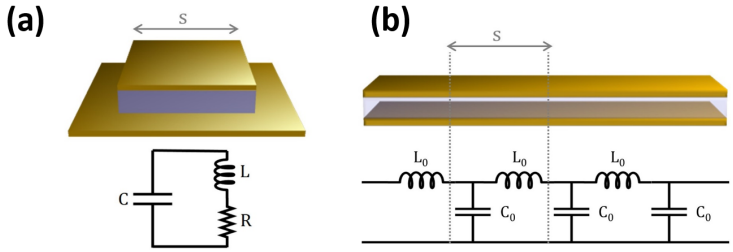


FIGURE 2.1 – a) Cavité résonnante patch rectangulaire modélisé avec un modèle circuital LC dans le cadre de la théorie des lignes de transmission. b) Ligne de transmission dont on extrait un côté s qui est équivalent à la figure (a) avec l'équivalence circuitale LC en bas [1].

Pour concevoir un résonateur sub-longueur d'onde qui s'affranchit de cette limite et qui permet d'accorder la fréquence de résonance uniquement avec la partie inductive, il nous faut partir d'un autre modèle et plus précisément des métamatériaux.

### 2.1.2 Contexte des métamatériaux

Un circuit électronique est constitué de capacités et d'inductances dont les longueurs caractéristiques sont en général très inférieures à la longueur d'onde. Dans ces conditions, les paramètres comme la tension et le courant ne dépendent pas du temps. On peut utiliser les lois de Kirchhoff et l'approximation des régimes quasi stationnaires (ARQS) contrairement aux résonateurs photoniques (c'est-à-dire limités par la diffraction) où les équations de Maxwell s'appliquent.

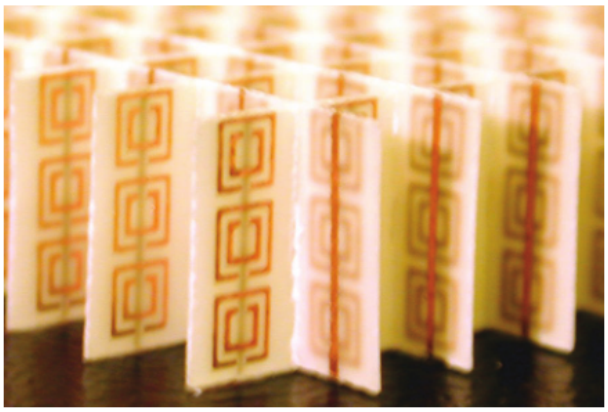

FIGURE 2.2 – Image de résonateurs à anneaux fendus réalisés expérimentalement pour démontrer la faisabilité des métamatériaux [62].

Une manière d'implémenter un circuit électronique, et donc un résonateur sub-longueur d'onde dans le térahertz, est de revenir aux métamatériaux et plus précisément

aux résonateurs à anneaux fendus (Split Ring Resonator ou SRR en anglais). Contrairement aux résonateurs photoniques, l'avantage des résonateurs électroniques est de pouvoir régler la fréquence du mode fondamental tout en s'affranchissant de la limite fondamentale de diffraction. Les résonateurs photoniques de type patch seront explicités en détail dans le chapitre 5.

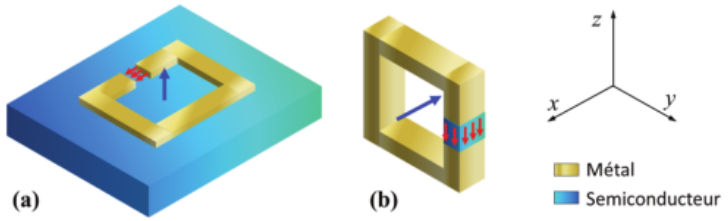


FIGURE 2.3 – a) Schéma d'un SRR planaire métallique sur un semi-conducteur, le champ électrique est résonnant selon l'axe (Ox) et le champ magnétique selon l'axe (Oz) b) Schéma d'un SRR équivalent tourné à 90°C. Cette fois-ci, le champ électrique est résonnant dans l'axe (Oz) et le champ magnétique dans l'axe (Ox). Cette inversion est critique puisque les structures de région active utilisées dans cette thèse sont couplées avec le champ électrique selon l'axe (Oz) [2].

Cette thèse se base sur les travaux et résultats de la Réf. [1] et elle en représente la suite logique. L'idée est de s'inspirer du concept des SRRs pour développer des cavités résonnantes sub-longueur d'onde. Le concept des SRRs est décrit dans la Ref. [63] qui montre, pour la première fois, que des boucles d'or peuvent agir comme des résonateurs électroniques LC pour confiner le champ électromagnétique dans des dimensions bien inférieures à la longueur d'onde. Ceci a permis de développer le domaine des métamatériaux, c'est-à-dire des matériaux artificiellement construits de telle sorte à obtenir des propriétés électromagnétiques impossibles dans la nature [62]. Cette structure a déjà été utilisée avec succès dans le GHz dans la Ref. [64]. Dans la Fig. 2.2, la réalisation expérimentale a permis de vérifier la possibilité d'obtenir un indice de réfraction négatif, propriété artificielle qui provient exclusivement des métamatériaux.

La réalisation des SRRs ainsi que leur intégration dans des dispositifs sont des champs de recherche importants dans le domaine du THz. En effet, les propriétés de miniaturisation et la possibilité d'accord en fréquence offrent de nombreuses perspectives d'application. Pour des raisons de simplicité technologique, les SRRs réalisés sont souvent planaires comme dans la Fig. 2.4 qui montre un réseau de SRRs planaires sur un détecteur THz inter-sous-bandes avec des puits quantiques de GaAs/AlGaAs. Les métamatériaux SRRs sont des dipoles résonnants électriques et magnétiques. Au niveau électrique, le champ $\vec{E}$ est localisé dans le gap du résonateur SRR. Étant donné que les transitions inter-sous-bandes se couplent avec un champ électrique perpendiculaire aux couches d'épitaxies, dans la configuration planaire, les transitions inter-sous-bandes ne se couplent que très faiblement aux SRRs à l'aide d'un champ électrique résiduel.

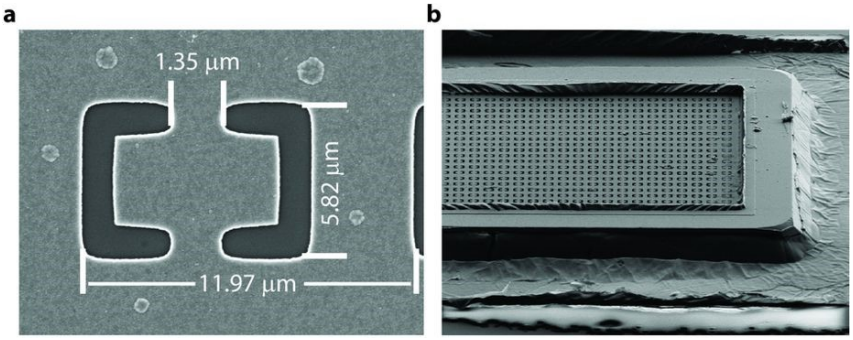


FIGURE 2.4 – a) Image MEB d'un SRR unique avec les dimensions b) Image MEB du réseau SRR planaire sur un détecteur inter-sous-bande dans le THz. [65].

Pour améliorer le couplage entre les SRRs et des dispositifs utilisant des transitions inter-sous-bandes, une tactique utilisée est de tourner la structure du SRR à 90°C comme expliqué dans la Fig. 2.3. Puisque le SRR est un dipôle magnétique dont le champ est orienté dans la direction (Ox) dans le cadre des SRR 3D, le couplage est maximal dans cette configuration. Même si la plupart des SRRs développés jusqu'à maintenant sont planaires comme dans la partie a) de la figure 2.3 en raison des contraintes technologiques, certains travaux ont privilégiés ce type de structures 3D. En fait, le principal avantage est de permettre au mode LC du SRR 3D (voir partie b) de la figure 2.3) de se coupler avec des transitions inter-sous-bandes avec un champ électrique parallèle à l'axe (Oz), qui est l'axe de croissance des puits quantiques dans notre cas.

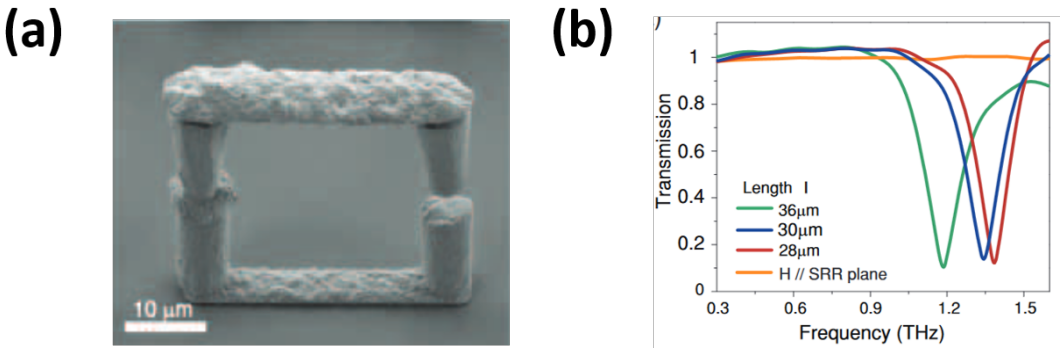


FIGURE 2.5 – a) Image MEB d'un SRR unique 3D b) Transmission à travers une méta-surface avec différentes longueurs totales de SRR ce qui permet un accord en fréquence démontré. La transmission est nulle lorsque le champ magnétique est parallèle au plan du SRR comme en témoignent les règles de sélection. [66].

Par exemple, les travaux de l'équipe d'Averitt ont montré la faisabilité d'un SRR 3D et la possibilité d'un accord en fréquence dans ces conditions [66]. En effet, comme le montre la Fig. 2.5 b), ce type de structures est équivalent à un SRR planaire et permet également de changer la fréquence de résonance LC en changeant les paramètres géométriques du résonateur (dans ce cas précis la longueur totale du résonateur). Cependant, ce type de géométrie n'est pas adapté pour développer des dispositifs THz puisqu'il est impossible

d'introduire une région active dans le gap du SRR. Un autre exemple de SRR 3D est dans la Fig. 2.6 a) où la disposition 3D permet de réaliser une poutre de type cantilever. En transmission (voir Fig. 2.6 b)), il est également possible de démontrer un accord en fréquence avec différentes longueurs d'antennes. Cependant, cette géométrie est assez fragile. Pour implémenter un dispositif THz (source ou détecteur), il est nécessaire de s'inspirer de ce type de travaux mais de concrétiser une approche plus solide et robuste.

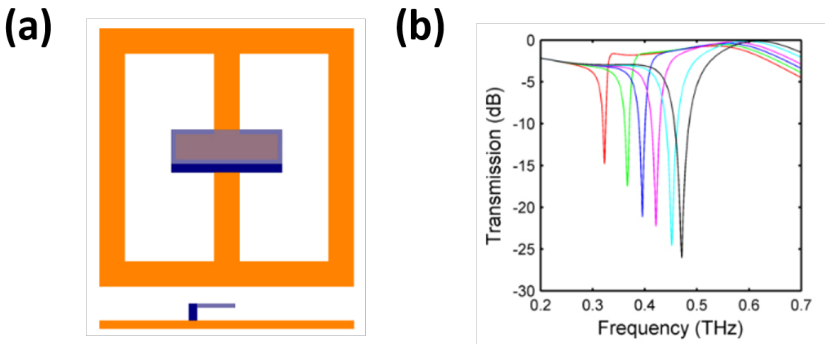


FIGURE 2.6 – a) Schéma d'une poutre en porte-à-faux (cantilever) pour un SRR unique dont la structure est en 3D b) Transmission à travers cette structure pour différentes longueurs d'antenne avec un accord en fréquence démontré. [67].

Le concept de SRR 3D, à la fois actif et robuste, est développé et démontré dans la Réf. [2], la version optimisée est développée dans la Réf. [1] où les premiers dispositifs actifs sont démontrés. Cette thèse se fondera sur ces travaux pour développer des dispositifs actifs sur le principe des SRRs avec de nouvelles fonctionnalités.

Ainsi, le SRR 3D se couple avec une polarisation telle que le champ magnétique $\vec{B}$ est parallèle à l'axe (Ox). Ceci explique pour quelle raison les simulations numériques dans cette thèse sont exclusivement faites avec la polarisation adaptée et les mesures expérimentales vérifieront cette polarisation pour prouver qu'il s'agit bien d'un mode LC et non d'un mode photonique.

### 2.1.3 Circuit électronique LC

La première réalisation dans notre équipe d'un résonateur de type SRR 3D compatible avec des dispositifs actifs est montrée dans la partie a) de la Fig. 2.7. Le patch diélectrique constitue la partie capacitive (C) et l'antenne en or de 10 µm de longueur constitue la partie inductive ($L_{ant}$) du dispositif. La résistance provient à la fois du diélectrique ($R_{diel}$) et du ruban d'or ($R_{ant}$). On peut négliger les pertes diélectriques ($R_{diel}$) (pour le GaAs dans ce cas précis) car le semi-conducteur n'est pas dopé.

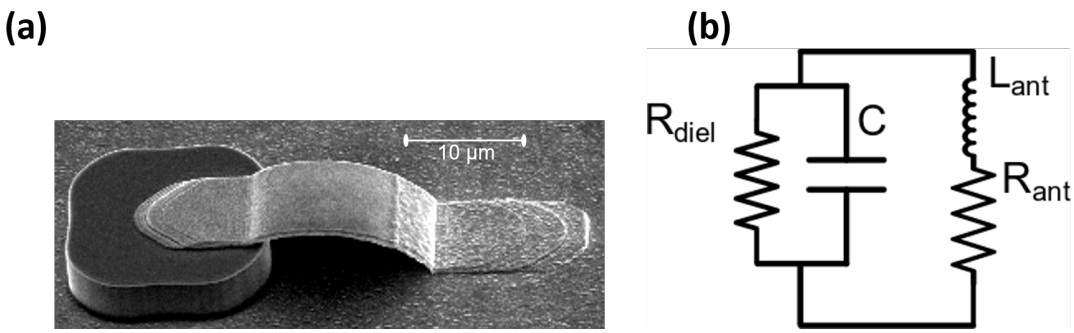


FIGURE 2.7 – a) Image par microscopie électronique (MEB) du résonateur construit sur le principe des SRR 3D, avec un ruban d'or sur un patch rectangulaire. Le plan sur lequel est posé le résonateur est un plan d'or. [1] b) Schéma électronique équivalent avec C étant la capacité du semi-conducteur, $R_{diel}$ permet de tenir compte des pertes diélectriques, $R_{ant}$ tient compte de la résistance ohmique du ruban d'or. La partie inductive définie par le ruban d'or est donc une inductance $L_{ant}$. De manière simplifiée, il s'agit d'un circuit RLC.

Dans ces conditions, l'impédance du système est :

$$Z = \frac{R_{ant} + jL_{ant}\omega}{1 + j\omega R_{ant}C - \omega^2 L_{ant}C} \tag{2.3}$$

avec $R_{ant}$ étant la somme des contributions radiatives et ohmiques du ruban d'or.

De manière simplifiée, en négligeant les pertes dues à la résistance, on peut démontrer que la fréquence de résonance fondamentale associée à ce système est de :

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{ant}C}} \tag{2.4}$$

Cette simplification permet de comprendre l'intérêt du résonateur. La fréquence dépend à la fois de la capacité C et de l'inductance $L_{ant}$. Dans l'idée d'introduire une région active (laser, détecteur) dans la capacité, l'inductance permettrait de fixer la valeur de la fréquence résonnante indépendamment de la surface de la région active. Ceci est utile pour les QWIPs puisque le courant d'obscurité est proportionnel à la surface du détecteur. Cependant, cette diminution du QWIP n'affecte pas le photocourant puisque l'aire de collection du flux de photons est beaucoup plus large que la dimension du résonateur [68], étant lié essentiellement à la longueur d'onde.

Dans le cadre des lasers QCLs, la réduction de taille a avant tout un intérêt théorique développé dans la partie 2. La capacité d'un tel résonateur est liée directement aux facteurs géométriques du patch :

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r A}{r} \tag{2.5}$$

avec $\epsilon_r$ la permittivité diélectrique du matériau entre les deux armatures métalliques,

A l'aire et r l'épaisseur du diélectrique.

L'inductance, bien que plus complexe à modéliser de manière analytique, dépend uniquement de la géométrie et on peut trouver un modèle dans la Ref. [69] qui néglige les effets plasmoniques :

$$L_{ant}(nH) = 0.2l(mm)[ln(\frac{2l}{w+t}) + 0.5 + \frac{w+t}{3l}] \tag{2.6}$$

avec l la longueur de l'antenne considérée, w la largeur, t l'épaisseur.

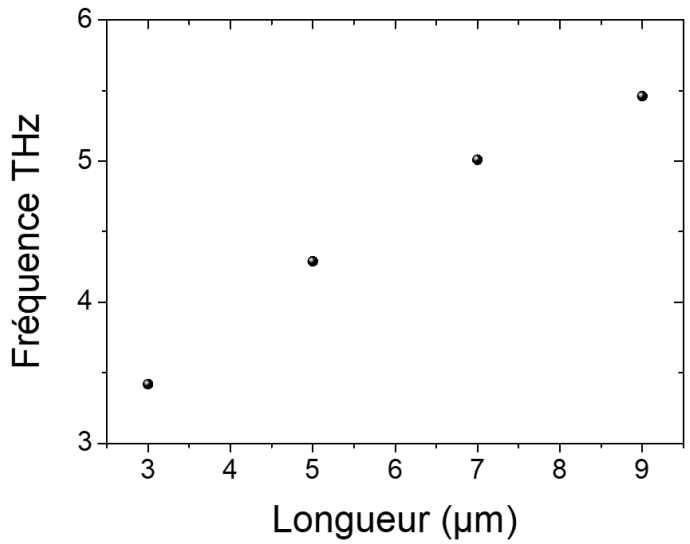


FIGURE 2.8 – Fréquence de résonance expérimentalement obtenue avec des expériences de réflectivité sur des séries de patchs carrés de côté s = 6.5 $\mu$m en fonction de la longueur de l'antenne l qui définit donc l'inductance. (Réf. [1])

Pour démontrer le concept expérimentalement, avec un résonateur construit comme l'image MEB de la Fig.2.7 a), une expérience de réflectivité a été menée sur une série de patchs carrés de 6.5 µm et avec une antenne de longueur variable entre 3 et 9 µm. L'étude (en Réf. [1]) a permis de montrer que la fréquence passait de 3.42 à 5.46 THz en changeant uniquement la longueur de l'antenne tout en gardant le patch de mêmes dimensions. La Fig. 2.8 résume ces résultats pour cette série de patchs. Dans une perspective d'utiliser ce résonateur pour des dispositifs lasers ou détecteurs, ceci confirme non seulement l'applicabilité du modèle simplifié LC, mais aussi le fait qu'un élément inductif extérieur permet d'accorder la fréquence de résonance du circuit LC. Ainsi, si on introduit une région active à l'intérieur du patch, on obtient une accordabilité de la fréquence de fonctionnement du dispositif.

### 2.1.4 Solutions possibles pour permettre l'injection électrique

La géométrie du résonateur LC présenté semble particulièrement prometteuse pour intégrer des dispositifs actifs de type QWIP ou QCL, puisqu'elle permet de s'affranchir de la limite de diffraction et de construire des dispositifs accordables en fréquence avec un circuit externe. En effet, la région active sera associée à la capacité du circuit LC et l'antenne en or à l'inductance du circuit. Dans ces conditions, il est possible de changer la fréquence de résonance en changeant seulement l'inductance (donc la longueur de l'antenne) d'après la formule 2.6, sans modifier la dimension de la région active.

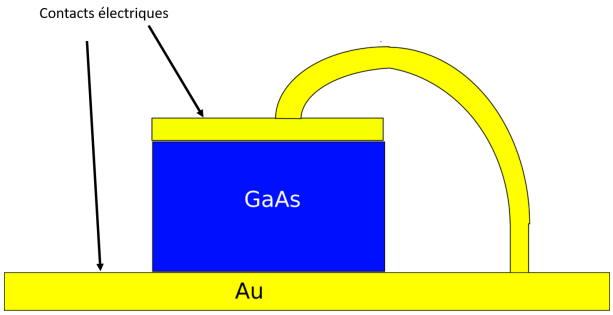


FIGURE 2.9 – Schéma des problèmes d'injection électronique dans un résonateur LC. Un dispositif actif tel qu'un QWIP ou un QCL disposera de contacts électroniques en haut et en bas pour appliquer une tension à travers la région active. L'antenne introduit un court-circuit.

Cependant, les dispositifs QCL et QWIP fonctionnent par injection électrique et nécessitent un contact sur le haut et sur le bas de la région active pour faire passer le courant à travers cette région. La géométrie présentée jusque-là n'est pas compatible avec l'injection électrique car l'antenne, dans la Fig. 2.9, relie électriquement le haut et le bas du dispositif en créant un court-circuit. Il est donc nécessaire d'introduire une isolation électrique pour pouvoir injecter ou extraire du courant à travers un dispositif actif.

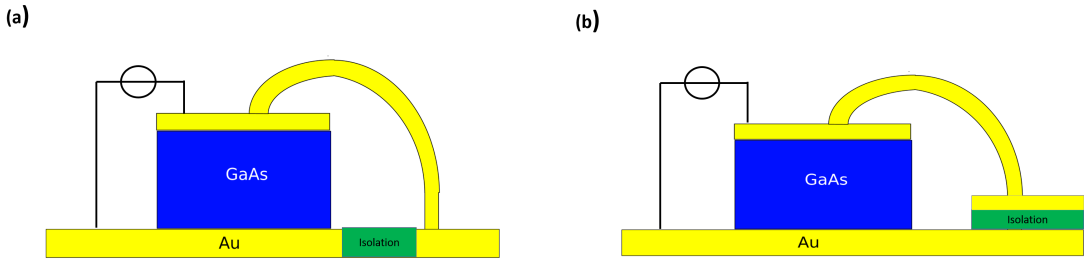


FIGURE 2.10 – Méthodes pour permettre l'injection électrique dans un résonateur LC : a) interrompre le plan de masse dans la région entre l'antenne et la région active b) déposer un isolant entre l'antenne et le plan de masse.

Si l'ajout de l'isolation électrique peut paraître simple à première vue, il ne faut pas oublier que, dans le cadre d'une résonance LC et d'un circuit électrique, cela se traduit par

l'introduction d'une capacité supplémentaire. Cette capacité peut changer la fréquence de résonance et perturber à la fois la fabrication et le couplage optique voulu.

Deux solutions peuvent permettre d'injecter le courant dans la région active, schématisées dans la Fig. 2.10. La première consiste à graver le plan de masse en or, de sorte que le courant ne puisse ni passer par la partie gravée (où il ne reste plus que de l'air), ni par le substrat du dessous (du GaAs semi-isolant). La deuxième solution consiste à déposer une couche d'isolation électrique entre l'antenne et le plan de masse suffisamment mince pour être compatible avec l'épaisseur de la région active (1.5 µm pour les QWIPs et 6 µm pour les QCLs). La solution adoptée en première approche par l'équipe a été la solution (a) qui utilise l'air et le substrat isolant pour gérer les difficultés d'injection [36]. Si cette solution permet de construire des dispositifs actifs, elle pose problème en terme de couplage électromagnétique. L'approche détaillée dans ce manuscrit par la suite dans les chapitres 3 et 4 sera la solution (b).

## 2.2 Caractérisation des structures QWIP utilisées

Les premiers dispositifs actifs utilisés dans le cadre de cette structure de résonateurs LC ont été les QWIPs et plus précisément des QWIPs THz épitaxiés par MBE à l'université de Leeds. L'ingénierie de la structure de bande dans la Réf. [70] permet d'obtenir une détection autour de 3 THz. Les structures ont été épitaxiées sur un substrat de GaAs semi-isolant avec une couche d'arrêt de 300 nm. Elles consistent en 11 périodes de puits quantiques de GaAs de 22.1 nm suivis de barrières en $Al_xGa_{1-x}As$ (x=1.5 %) de 95.1 nm d'épaisseur. Les puits quantiques de GaAs sont dopés au centre avec un dopage de $3\times10^{11}cm^{-2}$ et la structure est entourée en haut par une couche de 100 nm de GaAs n+ et en bas par une couche de 800 nm de GaAs n+.

Cette section explique la fabrication, ainsi que le principe des mesures électriques et optiques utilisées pour caractériser ces QWIPs. Les structures épitaxiées sont d'abord caractérisées en détail avant de les intégrer dans les résonateurs LC.

### 2.2.1 Fabrication des mesas

Avant de commencer la fabrication d'une nouvelle structure LC, il faut vérifier par une mesure standard le comportement de détection du QWIP en terme de bande de fréquence. Dans le cadre des QWIPs, on utilise une architecture "mesa". Des motifs carrés de 100 ou 200 µm de côté de région active sont gravés ce qui permet de montrer l'étendue de la bande de détection. La fabrication est détaillée en partie dans la Réf. [1] et expliquée dans le schéma de la Fig. 2.11.

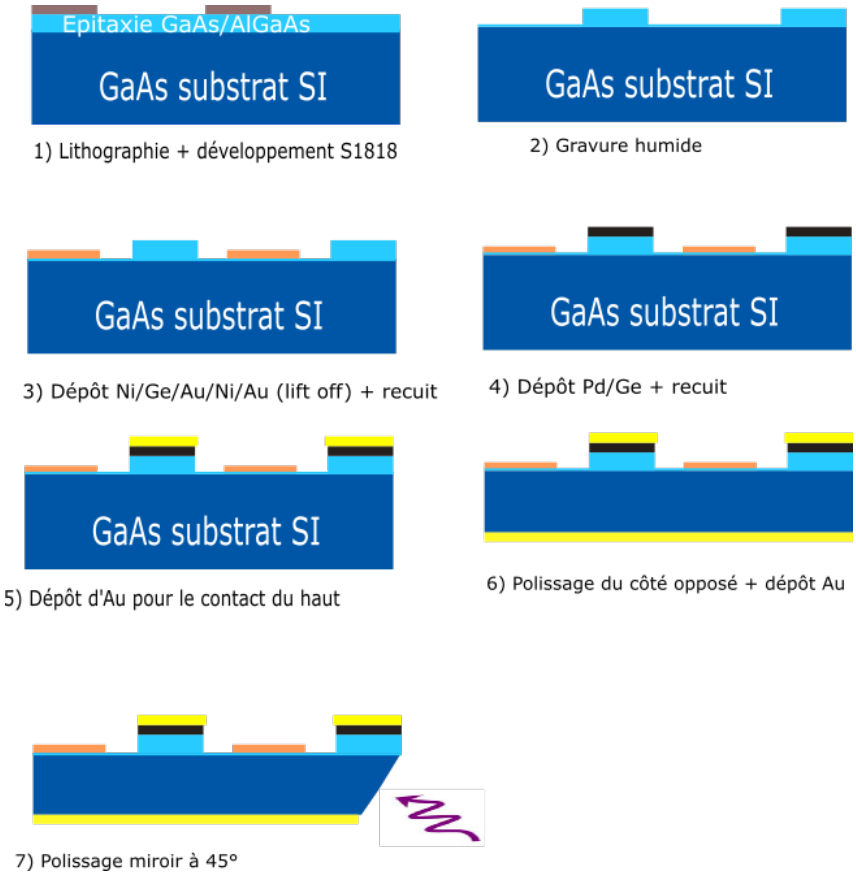


FIGURE 2.11 – Etapes de fabrication d'un mesa QWIP pour tester l'épitaxie. Voir également dans [1].

La fabrication commence (étapes 1 et 2) par la gravure humide des mesas avec un mélange $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$ de ratio 1 :8 :160. Le masque de résine optique utilisé pour la gravure humide de l'épitaxie est la résine Shipley S1818 (de 1.8 µm d'épaisseur avec une vitesse de dépôt de 4000 tours/minute). Ceci permet d'obtenir des plots carrés de région active.

L'étape 3 consiste à former le contact du bas. Pour injecter du courant, il faut déposer des électrodes métalliques. Cependant, la barrière de type Schottky métal/semi-conducteur bloque le passage du courant en ajoutant une résistance très importante. Pour contrer ce type de phénomène, les contacts ohmiques ont été développés soit en dopant le semi-conducteur soit avec un recuit de diffusion. L'étude des contacts ohmiques peut être approfondie dans la Réf. [71]. Dans la fabrication des mesas, les contacts ohmiques sont effectués par le haut et par le bas avec un recuit à haute température de différents alliages de métaux. Pour le contact du bas, j'ai déposé autour des mesas du Ni/Ge/Au/Ni/Au d'épaisseurs 10/60/120/20/200 nm par évaporation à canon électronique suivie d'un lift off en utilisant une lithographie optique réversible (AZ5214E). L'échantillon est recuit à 420°C dans un four à recuit rapide pendant une minute pour former un contact ohmique entre le semi-conducteur et le métal déposé.

Le contact du haut, dans l'étape 4, est réalisé avec une lithographie optique réversible (AZ5214) et un dépôt de Pd/Ge de 20/70 nm sur le mesa d'épitaxie. Le recuit à 360°C pendant cinq minutes dans un four à recuit rapide permet cette fois-ci un contact ohmique mais avec une diffusion dans le semi-conducteur beaucoup plus faible pour ne pas endommager la région active. L'article [72] explique les différentes autres possibilités pour former des contacts ohmiques sur GaAs.

Par la suite, l'étape 5 consiste à déposer sur le mesa du Ti/Au d'épaisseur 10/250 nm par lift off avec une lithographie optique réversible (AZ5214). Ce dépôt permet la micro-soudure.

Les dernières parties de la fabrication (étape 6) sont le polissage du côté opposé puis le dépôt d'un contact face arrière en Ti/Au. L'échantillon est clivé (étape 7) pour être poli miroir à 45°C et pour pouvoir le coller sur une embase en cuivre avec de l'indium. Les contacts sont réalisés avec du micro-câblage par fil d'or. La figure 2.12 montre l'échantillon clivé puis collé sur l'embase en cuivre (a) et l'emplacement des contacts électriques sur le schéma de fabrication (b).

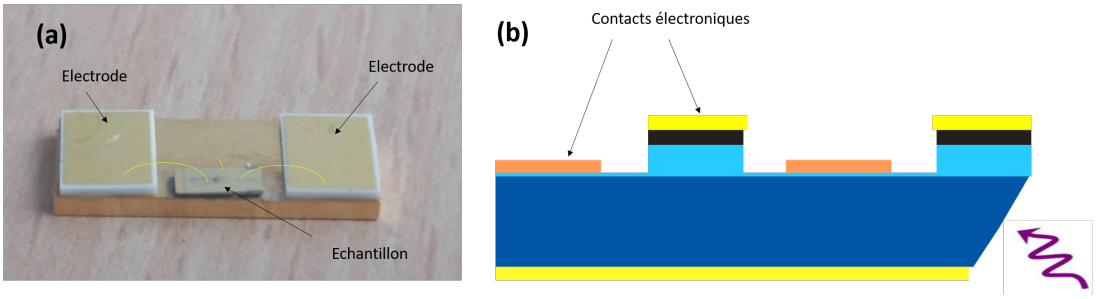


FIGURE 2.12 – a) Image optique d'un échantillon mesa (clivé) collé par indium sur une embase en cuivre. Les fils jaunes symbolisent les contacts par fil d'or. Le contact du haut est câblé sur l'électrode et le contact du bas sur l'embase. La partie polie à 45°C est collée le plus près possible du bord. b) Schéma repris de la fabrication en mettant en avant où se trouvent les contacts électriques. La flèche correspond aux photons incidents.

### 2.2.2 Mesures courant-tension (IV)

La caractérisation électronique d'un détecteur QWIP permet de déterminer les figures de mérite du détecteur comme la réponse et le régime BLIP, comme expliqué dans le chapitre 1 section 1.5.2. Pour cela, la caractérisation s'effectue en deux étapes. La première étape consiste à placer devant la fenêtre du cryostat un corps noir à 300 K comme montré dans la Fig. 2.13 a). Le cryostat est mis sous vide à une pression de l'ordre de $10^{-5}$ mbar et refroidi à l'hélium liquide. La température est contrôlée à l'aide d'un contrôleur de température relié à une résistance située à côté de l'échantillon. Dans cette configuration, le détecteur reçoit une puissance lumineuse provenant du corps noir qu'il voit avec un

cône de 48°, défini par la géométrie du cryostat. Le courant total qui passe à travers le détecteur dans ces conditions, $I_{total}$, est la somme du photocourant, généré par le corps noir à 300 K et généralement appelé $I_{background}$ et du courant d'obscurité $I_{dark}$. Dans la partie b) de la Fig. 2.13, le détecteur est toujours refroidi par l'hélium dans un cryostat, mais il est recouvert d'un bouclier métallique à la même température. Cette fois-ci, le détecteur ne reçoit quasiment aucune puissance lumineuse et le courant qui passe provient essentiellement du courant d'obscurité $I_{dark}$. Dans ce contexte, le régime BLIP est le régime dans lequel le courant est dominé par les photons environnants et non par le bruit thermique.

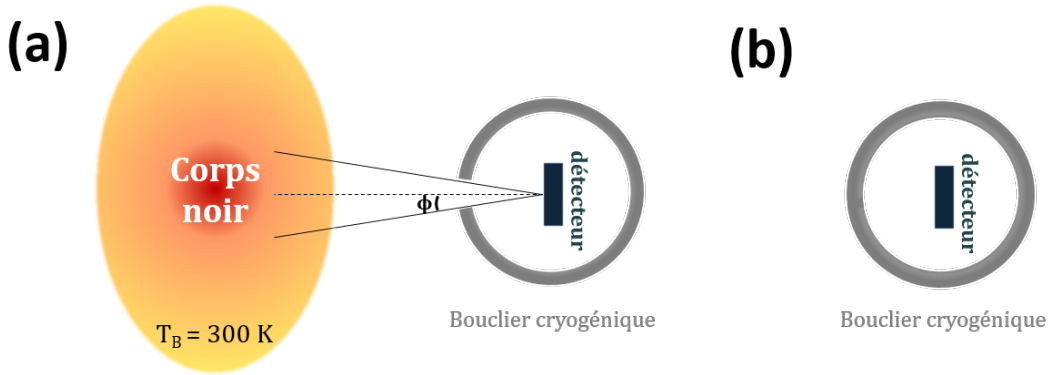


FIGURE 2.13 – Configurations expérimentales pour déterminer la $T_{BLIP}$. Le détecteur est placé dans un cryostat alimenté en hélium liquide à 4.5 K et entouré d'un bouclier cryogénique. Dans le cas a), un corps noir à 300 K est placé devant la fenêtre du cryostat et le détecteur reçoit un rayonnement électromagnétique dans un cône de 48° b) La fenêtre d'ouverture du bouclier autour du détecteur est fermée avec un deuxième bouclier en cuivre.

Dans chaque configuration, la caractérisation est faite de 4 K jusqu'à 15 K. Pour déterminer la $T_{BLIP}$, qui caractérise la température maximale dans laquelle il est possible de travailler en régime BLIP, la caractérisation optoélectronique permet d'établir le ratio entre les deux mesures effectuées :

$$\frac{I_{total}}{I_{dark}} = \frac{I_{background} + I_{dark}}{I_{dark}} \geqslant 2 \tag{2.7}$$

A partir de ces caractérisations, il est possible de calculer la réponse du détecteur telle qu'exprimée dans l'équation 1.47. La puissance incidente sur le QWIP est de :

$$P_{incidente} = L(300K) \times A \times \Omega \tag{2.8}$$

où L est la radiance du corps noir à 300 K intégrée sur la gamme de fréquences du détecteur (obtenue par une caractérisation optique), A la surface du détecteur, Ω l'angle solide par lequel le détecteur reçoit la puissance lumineuse. Il s'agit d'une approximation venant du fait que le détecteur a des dimensions faibles devant les dimensions du corps

noir vu et qu'il est près. L'aire considérée dans cette équation est la surface de capture du détecteur et lorsque le détecteur a une aire inférieure à la longueur d'onde, la surface de capture n'est plus égale à l'aire du détecteur en tant que telle. Dans ce travail, même si les détecteurs fabriqués par la suite sont de diamètre 4 µm, nous traiterons exclusivement du cas des réseaux de détecteurs et nous prendrons en compte la surface totale de capture. La radiance du corps noir peut être déterminée par la loi de Planck donnée dans l'équation 1.48.

L'angle solide est de :

$$\Omega = \pi sin^2(\Phi) \tag{2.9}$$

avec $\Phi = FOV/2$ où FOV est le champ de vision du détecteur de 48° (voir Réf. [73] pour la formule).

### 2.2.3 Mesures de spectroscopie FTIR

Pour mesurer optiquement les détecteurs QWIP fabriqués au cours de cette thèse, j'utilise un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) IFS 66/v de la marque Bruker. Le schéma du montage de mesure est montré dans la Fig. 2.14. Le FTIR est utilisé pour mesurer la réponse spectrale du détecteur [74]. Il doit être mis sous un vide primaire avant utilisation et la chambre dans laquelle se trouve le cryostat est en général purgée car l'air et l'humidité ambiante absorbent les rayonnements THz en diminuant grandement le signal.

Le FTIR possède plusieurs sources de lumière et plusieurs détecteurs en interne. Les sources de lumière sont une lampe Globar (SiC chauffé à 1500°C) et une lampe à décharges de mercure. Le détecteur intégré au système est un DTGS pyroélectrique. Dans le cadre de la caractérisation optique des détecteurs, seule la source Globar va être utilisée pour exciter le détecteur QWIP externe au FTIR qui sera placé devant la fenêtre du bas du détecteur. Le faisceau de la source interne est divisé en deux par une lame séparatrice : une partie va en haut vers le miroir fixe et l'autre partie sur un miroir mobile. Les deux faisceaux se recombinent et sont focalisés sur le détecteur à l'aide d'une lentille à travers la fenêtre TPX du FTIR. Ce système est un interféromètre de Michelson. Pour aligner le détecteur avec le faisceau focalisé, on utilise un laser diode HeNe interne au FTIR qui excite la transition interbande du GaAs. Par la suite, le signal induit par le laser HeNe est supprimé en rajoutant une plaque de silicium non dopé, polie des deux côtés et montée sur un support. Le signal du QWIP est amplifié par un amplificateur bas bruit (Low Noise Amplifier, LNA). Cet amplificateur bas bruit peut également appliquer une tension au QWIP.

Dans la configuration de balayage rapide, le miroir mobile se déplace à une fréquence

déterminée par l'utilisateur et le signal qui sort du LNA est directement envoyé à l'électronique du FTIR pour effectuer une transformée de Fourier du signal.

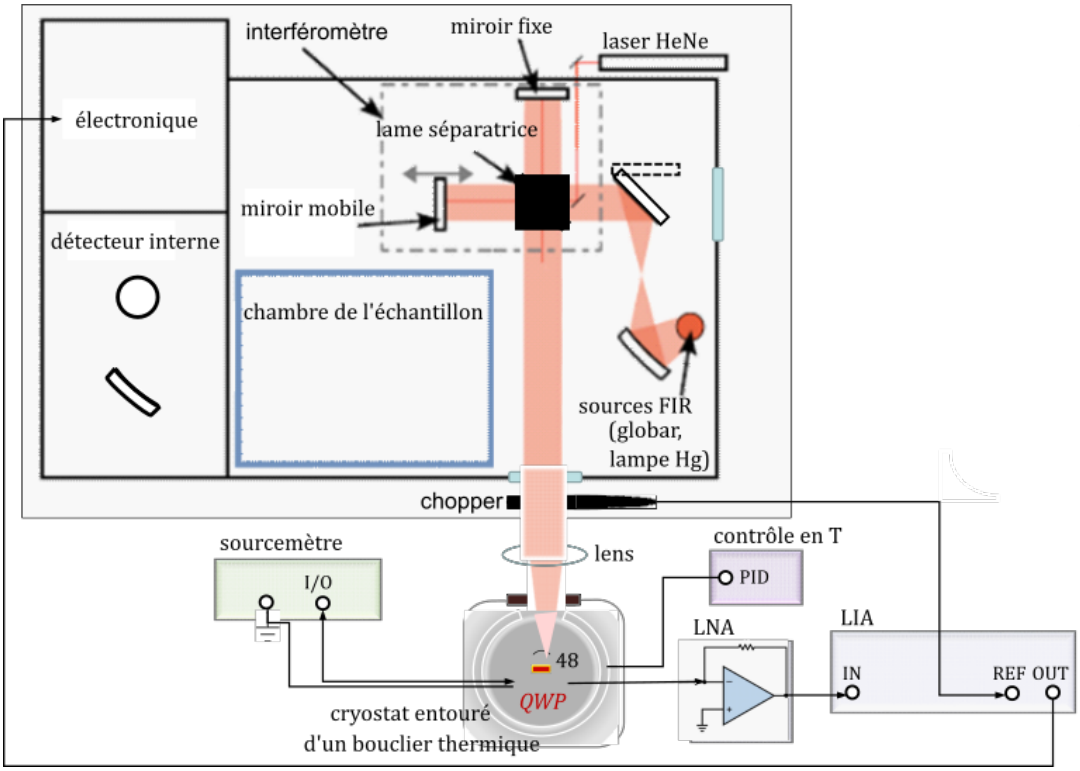


FIGURE 2.14 – Schéma d'un banc de caractérisation optique et électronique vu du dessus inspiré par la Réf. [1]. Le faisceau de la lumière est schématisé par un faisceau rose provenant de la source interne du FTIR et arrivant sur le détecteur QWIP THz. Le FTIR est composé de différentes parties : une partie électronique dans laquelle est envoyé le signal, une partie où se trouve le détecteur interne, une partie où se trouve la chambre de l'échantillon pour effectuer des mesures de réflectivité, une partie avec l'interféromètre de Michelson qui regroupe les deux miroirs, la lame séparatrice et la source FIR. La caractérisation électrique est schématisée avec un sourcemètre qui permet de faire une caractérisation courant-tension en DC.

Dans la configuration du balayage pas à pas, le miroir mobile parcourt tout le trajet pas à pas, c'est-à-dire en s'arrêtant lors de l'acquisition des données. Les faisceaux lumineux recombinés vont être modulés par un chopper à une fréquence de 80 Hz, et le signal récolté par le détecteur est amplifié par un LNA et injecté dans un système de détection synchrone (Lock in amplifier ou LIA). Cette détection synchrone possède comme fréquence de référence la fréquence du chopper et le signal détecté par le LIA est cette fois-ci envoyé au FTIR.

Les balayages rapides sont, comme le nom l'indique, plus rapides que les balayages pas à pas et sont privilégiés dès que possible car, à temps d'acquisition égal, un balayage rapide permettra d'obtenir une résolution bien meilleure. Cependant, lors de la mesure de signaux très faibles, le balayage pas à pas peut maximiser le ratio signal sur bruit et permettre la mesure d'un signal impossible autrement.

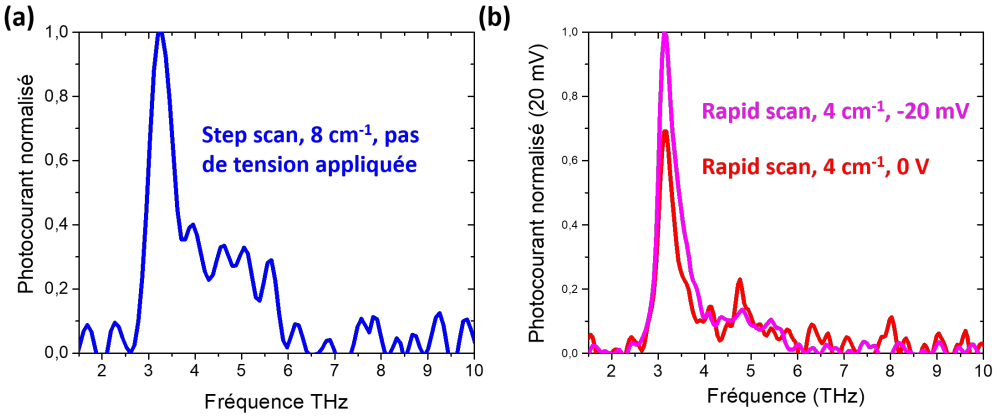


FIGURE 2.15 – Caractérisation spectrale des QWIPs THz en configuration mesa dans la gamme de fréquences entre 1 et 10 THz a) Avec une mesure en "step scan" de résolution 8 $cm^{-1}$ sans appliquer de tension sur le QWIP. b) Avec une mesure en "rapid scan", de résolution 4 $cm^{-1}$ en appliquant -20 mV ou 0 V au QWIP

Cette mesure de mesa (voir Fig. 2.15) a été effectuée à 4.5 K, pour minimiser le courant d'obscurité et donc maximiser le ratio signal sur bruit. Le signal est amplifié par un amplificateur bas bruit (LNA) avec une sensibilité de 2 µA/V. Les deux mesures a) et b) permettent de déterminer de manière équivalente la gamme de détection entre 2.5-3.5 THz, les résolutions choisies en balayage pas à pas sont de 8 $cm^{-1}$ et en balayage rapide de 4 $cm^{-1}$. La mesure b) montre également qu'en ajoutant une tension, le signal augmente ce qui est cohérent avec le fait qu'on collecte plus d'électrons.

## 2.3 Premiers dispositifs QWIPs LC obtenus

Après avoir caractérisé la région active des échantillons, il est possible d'implémenter l'architecture LC telle que décrite dans la Fig 2.10 a). Cette première tentative permet de rendre possible l'injection électrique en structurant le plan de masse en or. La fabrication du QWIP est détaillée plus précisément dans la Réf. [1]. Elle ne sera pas discutée ici mais sera expliquée plus précisément par la suite dans le cadre de l'implémentation de la solution b), qui implique un dépôt d'isolant entre l'antenne et le plan de masse comme en témoigne la Fig. 2.10.

La figure 2.16 permet de visualiser le résultat de cette approche. Les caractérisations optique et électronique ont été effectuées avec les instruments et les principes définis dans les sections 2.2.2 et 2.2.3. Ici, je vais résumer les principaux résultats optiques et électriques des mesures effectuées par notre équipe. Pour de plus amples informations sur ces mesures, il est possible de consulter la thèse Réf. [1] ou la publication Réf. [36].

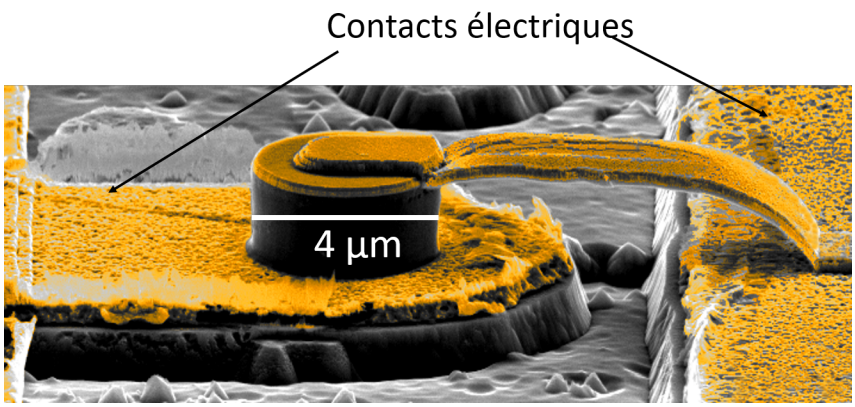


FIGURE 2.16 – Image MEB de la structure QWIP LC obtenue. L'endroit où se trouve l'or est colorisé en jaune. Le plot fabriqué fait 4 µm de diamètre et contient la région active des QWIPs. Les contacts électriques se trouvent des deux côtés de la région active.

### 2.3.1 Caractérisations optiques et électroniques

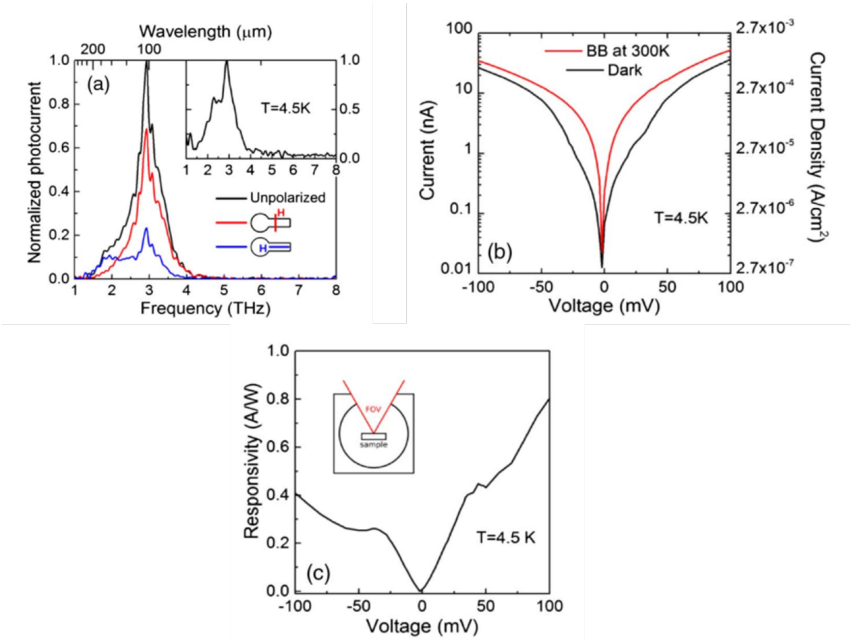


FIGURE 2.17 – a) Réponse spectrale d'un réseau de 300 QWIPs LC connectés en fonction de la polarisation parallèle ou perpendiculaire à l'antenne. La résolution est 2 $cm^{-1}$. La tension appliquée sur les dispositifs est de 50 mV. b) Caractérisation électrique courant-tension du réseau à 4.5 K avec deux configurations, une pour déterminer le courant d'obscurité et une pour déterminer le courant optique d'un QWIP excité par un corps noir à 300 K. Ceci permet, en variant la température, d'établir la température $T_{BLIP}$ du dispositif et la réponse, deux paramètres critiques pour un QWIP. c) Réponse du réseau en fonction de la tension électrique appliquée dans la Réf. [36].

Les résultats optiques et électriques sont montrés dans la Fig. 2.17. Les mesures sont effectuées sur des réseaux de 300 dispositifs connectés en parallèle, ce qui permet d'augmenter le signal obtenu. Dans la figure a), la caractérisation optique est effectuée dans la

gamme de fréquences de 1-8 THz. Le champ magnétique est soit parallèle à l'antenne soit perpendiculaire à l'antenne. La résonance LC est avant tout une résonance magnétique telle que le champ magnétique est résonnant en étant perpendiculaire à l'antenne (qui se comporte comme une boucle de courant). Le photocourant est donc maximal avec un champ magnétique perpendiculaire à l'antenne ce qui concorde avec les caractéristiques de la résonance LC. La mesure en b) est une caractérisation électronique en courant-tension des QWIPs avec les deux configurations expliquées dans la section 2.2.2 (courant d'obscurité et rayonnement du corps noir). En augmentant la température de 4.5 K jusqu'à 12 K avec les mêmes caractérisations, on peut montrer que la température en régime BLIP est de 9 K, ce qui est cohérent par rapport aux mesures faites avec les mêmes structures en Réf. [70]. Finalement, la réponse des dispositifs en c) vient directement de la formule :

$$R = \frac{I_{photocourant} - I_{dark}}{P_{incident}} \tag{2.10}$$

En effet, la soustraction provient de la mesure b) à 4.5 K. La puissance incidente est dérivée de la luminance d'un corps noir à 300 K, intégrée sur la gamme de 2,69-3,23 THz qui est de L = 0,34 W/(m$^2$sr). Le champ de vision du détecteur est de 48° et la puissance incidente arrive sur une surface de détection de 350 x 300 µm. En prenant la formule 2.8, on peut arriver au calcul de

$$P_{incidente} = L \times A \times \Omega \simeq 20 \quad nW \tag{2.11}$$

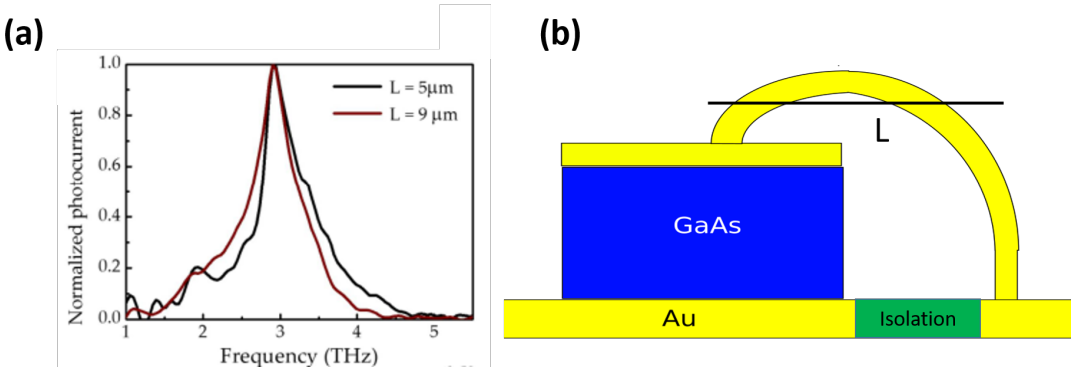


FIGURE 2.18 – a) Réponse spectrale d'un réseau de 300 dispositifs QWIP LC avec deux longueurs d'antenne différentes [1] b) Schéma du dispositif unique, la longueur de l'antenne étant considérée comme étant celle projetée sur le plan de masse.

Ainsi, cette approche permet de mesurer optiquement et électriquement des dispositifs de structure LC injectés électriquement.

Qu'en est-il du fait d'être accordable ? En effet, l'intérêt de l'architecture LC est de pouvoir changer la fréquence de résonance en modifiant indépendamment la capacité (c'est-à-dire les paramètres géométriques du patch de région active) ou l'inductance (la

longueur de l'antenne). La longueur L de l'antenne est définie comme la longueur projetée sur le sol et en changeant la longueur de 3 à 9 µm, les simulations numériques et les expériences de réflectivité sur des patchs LC de 6.5 µm ont montré qu'on pouvait modifier la fréquence de résonance de 3.6 à 5.3 THz. Les dispositifs LC QWIPs fabriqués ont donc été conçus dans cette perspective pour décaler la fréquence de résonance en modifiant l'inductance. Dans la Fig. 2.18 a), on observe la réponse spectrale d'un réseau de 300 dispositifs LC connectés avec un réseau où la longueur L de l'antenne est de 5 µm et un réseau où L = 9 µm. Le schéma b) de la Fig. 2.18 permet de visualiser quel paramètre est modifié dans les dispositifs. On s'attendrait à avoir un décalage vers le rouge pour la courbe rouge. Cependant, si on observe que le bas de la courbe se décale effectivement vers le bleu, le pic de résonance reste le même, en contradiction avec les résultats précédents sur des résonateurs LC standards.

### 2.3.2 Explication des résultats obtenus

Pour expliquer un tel résultat expérimental qui ne corrobore pas les attentes théoriques, il faut se pencher sur l'effet des ouvertures dans le plan de masse en or.

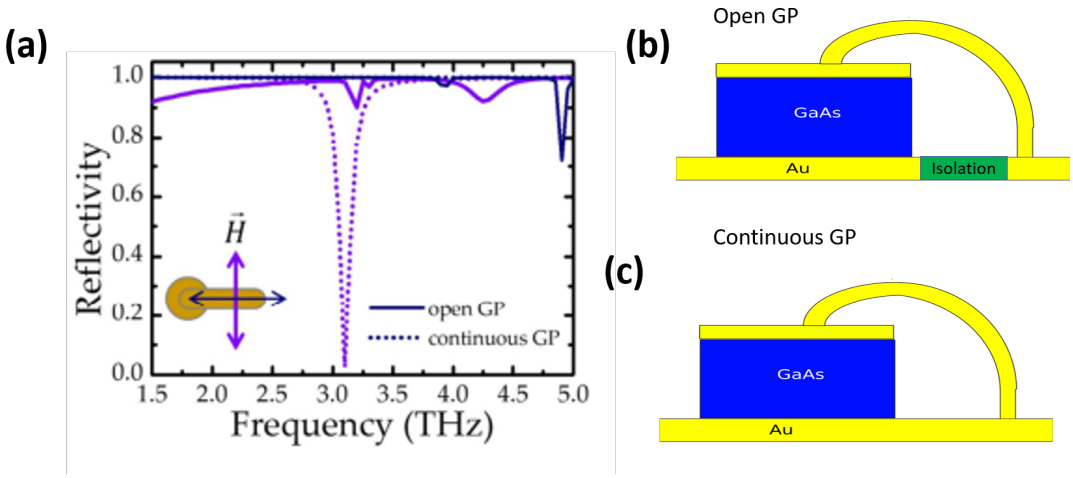


FIGURE 2.19 – a) Simulation numérique de réflectivité dans la gamme du THz d'un résonateur LC avec et sans ouverture du plan de masse dans le cadre d'un champ magnétique parallèle ou perpendiculaire à l'antenne b) Schéma du résonateur LC avec ouverture du plan de masse désigné par "open GP" c) Schéma du résonateur LC idéal sans possibilité d'injection électrique désigné par "continuous GP" [1].

La Fig. 2.19 a) montre des simulations numériques qui prennent en compte l'impact de l'isolation, et donc de la structuration du plan de masse. En effet, lorsque le champ magnétique est couplé à l'antenne, dans le cas "continuous GP" c'est-à-dire lorsqu'on a un résonateur LC sans isolation (cas (c)), le pic de réflectivité est à 0.05 et à la fréquence LC, toute la puissance incidente est dissipée dans la zone bleue (partie région active du dispositif). On observe que, lorsqu'on rajoute une isolation (cas (b)), le pic de réflectivité

passe de 0.05 à 0.9 ce qui signifie qu'il y a une perte très importante de puissance absorbée dans la région active. De plus, le pic de réflectivité est légèrement décalé vers les plus hautes fréquences et on observe un autre pic à 4.2 THz qui provient exclusivement de la présence de l'ouverture du plan de masse, puisqu'il n'est pas présent dans le cas (c). Ce pic supplémentaire est de même importance que le pic LC. La même simulation numérique montre en outre que la puissance absorbée dans la région active dans le cas (c) est divisée par 10. Dans la configuration (c), l'absorption résonnante dans la région active est fortement diminuée en raison de la présence d'un canal de transmission à travers les ouvertures du plan de masse.

Ce phénomène est en réalité connu sous le nom d'anomalie de Wood. Ceci provient des ouvertures 2D dans le plan de masse séparées de 216 µm et 108 µm, des longueurs proches de la longueur d'onde utilisée (100 µm). Ces modes interfèrent avec le mode LC. La partie plus théorique sur les anomalies de Wood et les interférences entre ces deux résonances peut être approfondie dans les Réfs. [75] [76] [77].

Pour intégrer l'architecture LC dans un dispositif avec injection électrique (QWIP ou QCL), l'isolation par ouverture du plan de masse donnera systématiquement une anomalie de Wood qui interfère avec la résonance LC. De plus, cette ouverture fournit un canal de transmission qui va réduire la puissance absorbée par le détecteur. Dans ces conditions, la structure LC avec ouverture du plan de masse apparaît comme problématique au niveau de l'objectif de concevoir une structure dont l'accordabilité dépend exclusivement des paramètres géométriques de l'antenne et qui fonctionne comme un dispositif électronique (RLC).

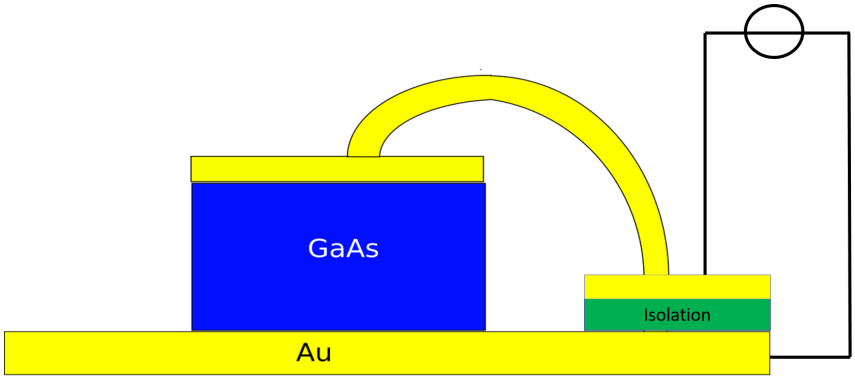


FIGURE 2.20 – Schéma de la nouvelle méthode d'injection proposée par la suite

Pour pallier ce problème, on peut utiliser la solution proposée dans la Fig. 2.20, c'est-à-dire un dépôt d'isolant entre l'antenne et le plan de masse. Cependant, cette solution présente également des problèmes, puisque le mode LC peut également se coupler aux modes "patchs" de l'isolant. Le travail du chapitre 3 consistera à la fois à déterminer l'isolant qui peut convenir et à trouver une solution concrète pour diminuer le couplage entre le mode LC et les modes du contact électrique sur l'isolant. Le $Si_3N_4$ est, par

exemple, un isolant largement utilisé dans les technologies III-V lors de la fabrication des lasers QCLs [78].

Chapitre 3

# Conception d'un LC QWIP sub-longueur d'onde accordable en fréquence

Dans la première section de ce chapitre, je présente les différents diélectriques testés et mesurés pour implémenter un QWIP LC qui utilise un dépôt d'isolant pour permettre l'injection électrique dans le résonateur LC proposé au chapitre 2. Dans la seconde section, j'explique comment diminuer le couplage entre le mode LC et les modes "patchs" de l'isolant, ce qui me permettra de proposer un schéma de QWIP accordable en fréquence avec inductance externe.

## 3.1 Étude de l'isolation électrique

### 3.1.1 Nitrure de silicium déposé par PECVD

Le $Si_3N4$ est un diélectrique couramment utilisé en optoélectronique. La principale méthode pour déposer des diélectriques, et plus précisément du $Si_3N4$, est le dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma, plus couramment appelé PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition). Cette technique consiste à introduire des gaz réactifs ($SiH_4$ et $NH_3$ pour le $Si_3N_4$) dans un réacteur et à les ioniser grâce à une tension électrique RF entre deux électrodes. Les gaz ionisés vont former un plasma qui va réagir avec la surface du substrat pour former un dépôt. La tension électrique RF est réalisée par des sources radiofréquences à 13.56 MHz [79]. Les conditions de température de dépôt sont généralement de 300°C.

J'ai étudié la tenue électrique du $Si_3N_4$ à hauts voltages appliqués jusqu'à 20 V. En effet, si le contexte des QWIPs ne se prête pas à l'application d'une tension aussi élevée,

car les QWIPs THz seront mesurés avec une tension appliquée de 200 mV maximum, cette tension peut aller jusqu'à 25 V dans le cadre des QCLs [80]. Le but de cette étude est de pouvoir se généraliser dans le cadre d'une intégration à des dispositifs III-V optoélectroniques pour des structures métal-isolant-métal dans un contexte de contacts déportés. La difficulté du travail réside dans l'épaisseur de l'isolant : de 300 nm maximum dans cette application, ce qui rend, par exemple, la tenue mécanique plus difficile.

Pour tester l'isolation électrique, un masque lithographique de type mesa (comme utilisé dans le chapitre 2) a été utilisé. La fabrication est présentée dans la Fig. 3.1.

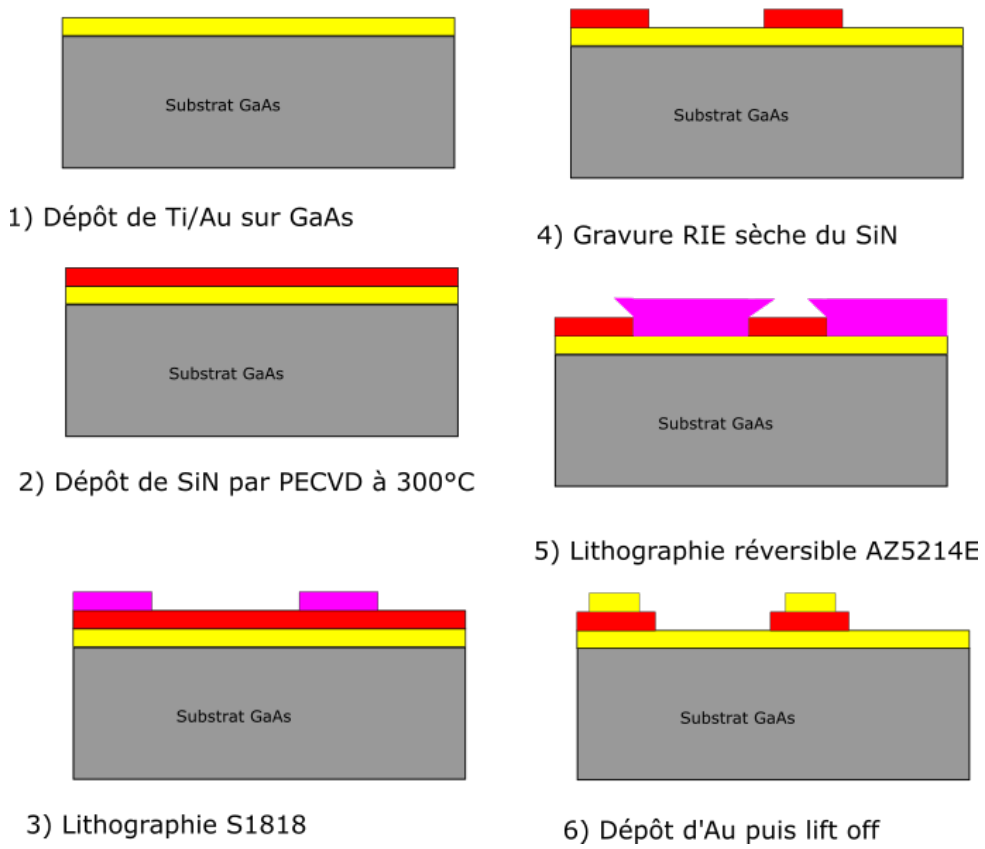


FIGURE 3.1 – Étapes d'une fabrication typique pour tester les diélectriques.

Le diélectrique permet l'isolation entre l'antenne de la structure LC présentée dans le chapitre 2 et le plan de masse constitué par de l'or. Dans une première approximation, on va tester la tenue électrique et mécanique des diélectriques en les déposant sur du Ti/Au (10/250 nm) évaporé sur un substrat de GaAs semi-isolant, et donc sur une surface lisse. Dans le contexte des QWIPs, le plan de masse sera constitué d'un plan de Pd/Ge déposé puis recuit, sur lequel est déposé du Ti/Au (qui sera thermocompressé avec une plaque de GaAs recouverte également de Ti/Au) et qui sera donc beaucoup plus rugueux. Dans le cadre des QCLs, le plan de masse sera constitué d'un plan d'or thermocompressé. Cependant, la rapidité d'une fabrication comme dans la Fig. 3.1 justifie le fait de négliger l'apport réel du plan de masse sur l'isolation électrique. Par la suite dans le chapitre

4 section 4.1.2, des tests sur le plan de masse des QWIPs permettront de montrer que la couche de Pd/Ge sur or thermocompressé endommage les propriétés électriques et mécaniques du diélectrique.

La première étape consiste à déposer du Ti/Au d'épaisseur 10/250 nm avec un évaporateur sur un substrat de GaAs semi-isolant. Le $Si_3N_3$ est déposé ensuite par PECVD, les épaisseurs de nitrure de silicium testées sont de 150 nm et 300 nm (étape 2). La résine S1818 est structurée par une lithographie positive (étape 3) en disques de respectivement 75/100/200 µm de diamètre ce qui permet de constituer un masque pour l'étape 4 pour la gravure sèche du nitrure de silicium par RIE (Reactive Ion Etch). L'étape 5 est une étape de lithographie réversible AZ5214E qui permet de recouvrir toute la surface de l'échantillon hors des plots sur les disques pour protéger la surface lors du dépôt de Ti/Au de 10/250 nm (étape 6). Après un passage à l'acétone, la résine s'enlève facilement par lift-off (enlèvement) ce qui permet d'obtenir des patchs Au/diélectrique/Au facilement caractérisables électriquement et mécaniquement comme montré dans la Fig. 3.2.

Les deux étapes critiques de cette fabrication sont le dépôt de $Si_3N_4$ par PECVD et la gravure sèche par RIE (étapes 2 et 4 dans la Fig. 3.1). La recette PECVD du $Si_3N_4$ comporte 900 mTorr de pression, 2000 sccm de $SiH_4$ et 55 sccm de $NH_3$ à 300°C. Le $SiH_4$ des lignes de gaz dans le cadre de la PECVD est en réalité un $SiH_4$ dilué à 2 % dans l'azote. Le temps de dépôt est proportionnel à l'épaisseur, il dure 15 minutes pour obtenir 150 nm et 30 minutes pour obtenir 300 nm. La gravure du $Si_3N_4$ est effectuée dans une RIE sous vide avec un mélange de gaz $CF_4/O_2$ de 42/3 sccm, une pression de 150 mTorr et une puissance de 100 W. La gravure sèche en RIE peut être isotrope ou anisotrope en fonction des paramètres de gravure et des gaz utilisés. Il s'agit d'une gravure à la fois chimique, puisque les ions (fluorure) vont réagir avec la surface, et physique, car il s'agit d'un bombardement d'ions. La recette utilisée est globalement isotrope.

Dans le cadre d'une application en tant qu'isolant électrique, il y a deux paramètres importants à considérer. D'abord, il y a le champ électrique de claquage (ce qui nous intéresse dans le cadre d'un test électrique). Ensuite, la permittivité diélectrique dans les fréquences étudiées nous permet d'effectuer des simulations par éléments finis en résolvant l'équation de Helmholtz par la suite.

Le nitrure de silicium a un champ de claquage dans la littérature de 11 MV/cm [81] soit 330 V pour 300 nm dans le cadre des dispositifs construits par la suite, ce qui constitue une limite supérieure. Cette limite est largement au-dessus des contraintes demandées à la fois pour les détecteurs où la tension appliquée est d'environ 200 mV et même pour les lasers où les exigences peuvent aller jusqu'à 10-20 V [82].

La permittivité diélectrique est de 7.5 à 3 THz [83] et on peut négliger la partie imaginaire qui est de l'ordre de $10^{-2}$ dans cette gamme de fréquences.

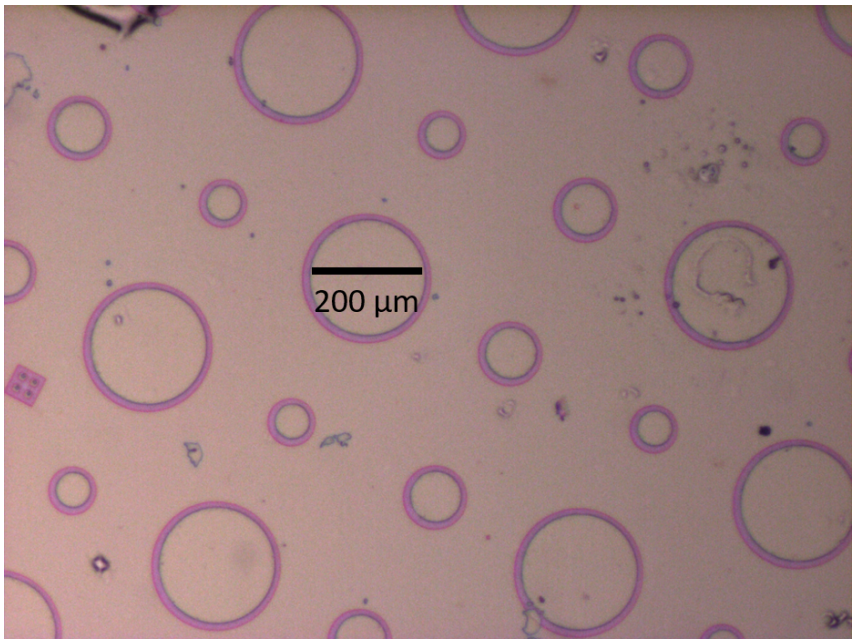


FIGURE 3.2 – Image optique des patchs de 150 nm de nitrure de silicium recouverts de 10/100 nm de Ti/Au et déposés sur de l'or évaporé au préalable.

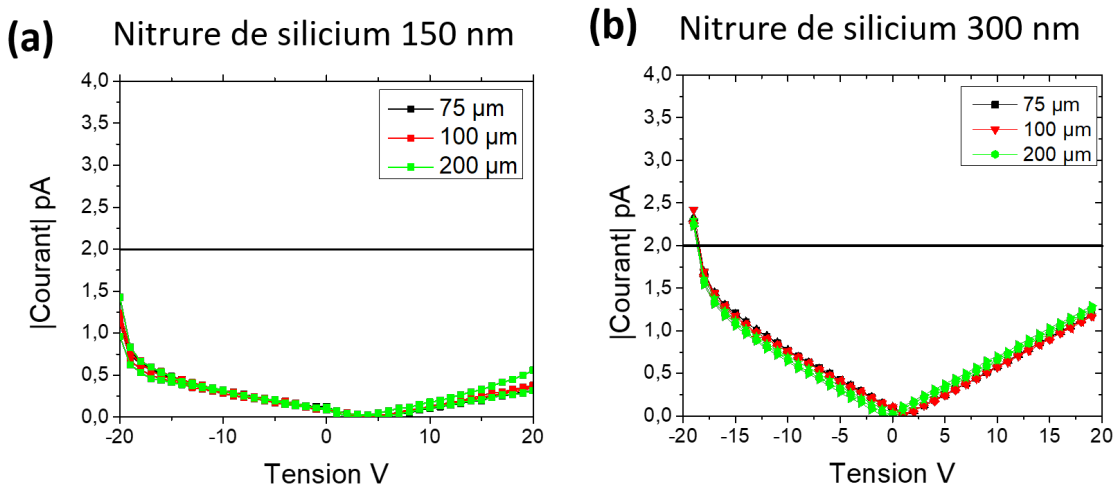


FIGURE 3.3 – Caractéristiques courant (en valeur absolue)-tension pour des patchs de diamètres 75/100/200 µm et des épaisseurs de 150 nm (a) et 300 nm (b) de nitrure de silicium déposé par PECVD sur de l'or évaporé au préalable sur un subtrat de GaAs semi-isolant. Les courants sont en dessous du niveau de bruit du sourcemètre (indiqué par la ligne noire horizontale), elles ne sont montrées que pour illustrer la bonne tenue électrique du $Si_3N_4$ dans ces conditions comparée à tous les autres isolants testés.

Les caractérisations courant-tension dans la Fig.3.3 permettent de s'assurer de la tenue électrique du nitrure de silicium jusqu'à 20 V, à la fois avec un patch d'épaisseur 150 nm et d'épaisseur 300 nm. Ces caractérisations sont faites avec un sourcemètre Keithley 2636, en DC, avec un moyennage des signaux. Les courants mesurés de -20 V à 20 V sont de l'ordre du pA maximum, et la sensibilité du Keithley ne va pas en dessous de 2 pA. L'appareil

de mesure n'est pas adapté pour mesurer des courants aussi faibles. Les courants mesurés uniquement dans le cadre du nitrure de silicium déposé par PECVD sont bien en dessous du bruit du sourcemètre jusqu'à 20 V ce qui confirme la bonne tenue électrique du $Si_3N_4$ déposé par PECVD.

Ces caractérisations doivent être comparées avec les densités de courant des dispositifs utilisés dans cette thèse, les QWIPs et les QCLs THz. Les QWIPs ont en général une densité de courant maximale de 1 A/cm² à 200 mV (ce qui correspond à 1 nA à travers le dispositif) et les QCLs de 100 A/cm² à 15-20 V (ce qui correspond à 100 mA à travers le dispositif). Dans le cadre du nitrure de silicium de cette section, on va prendre le courant dans le matériau à 2 pA comme limite supérieure, ce qui est bien inférieur aux ordres de grandeur donnés précédemment pour les QWIPs et les QCLs. Même si les dispositifs fabriqués par la suite dans cette thèse ont des caractéristiques courant-tension non linéaires, ces valeurs montrent que le nitrure de silicium est un matériau adéquat pour l'isolation électrique.

Un autre test d'ordre mécanique permet de s'assurer de l'intégration des diélectriques dans la fabrication des dispositifs III-V. Le but final est de pouvoir souder des micro-fils d'or sur les contacts métalliques déposés sur le diélectrique.

Toutes les microsoudures réalisées au cours de cette thèse ont été faites par "wedge bonding" (fixation en bout) avec le modèle KS 4123. Il existe plusieurs technologies de microsoudure, celle utilisée implique des ultrasons pour fixer le fil d'or avec la couche mince d'or sur le diélectrique. Le choix des différents paramètres est critique : la force qui appuie la pointe sur la couche d'or, la puissance des ultrasons déclenchés lorsque la pointe touche la surface, le temps pendant lequel la pointe reste sur la couche ainsi que la température du support qui tient l'échantillon. Par exemple, dans le cadre des matériaux souples comme les polymères, la Réf. [84] montre les effets des différents paramètres sur l'efficacité de la soudure. Dans notre cas, la microsoudure se fait sur des couches minces de 250 nm d'or sur 300 nm d'isolant sur un plan de masse en or, ce qui requiert un calibrage des paramètres. J'ai réduit au minimum la force et la puissance des ultrasons et augmenté le temps pour ne pas casser les isolants et provoquer un court-circuit. Si une température importante (90°C) aide l'adhésion du fil d'or à la couche d'or, ce paramètre n'est pas critique dans les conditions énoncées et j'ai choisi par la suite de garder le support à température ambiante pendant la soudure.

### 3.1.2 Nitrure de silicium déposé par pulvérisation

Une autre technique pour déposer du $Si_3N_4$ est la pulvérisation à température ambiante. Les étapes de $Si_3N_4$ pulvérisé ont toutes été réalisées au C2N à Marcoussis avec la collaboration de Xavier Lafosse.

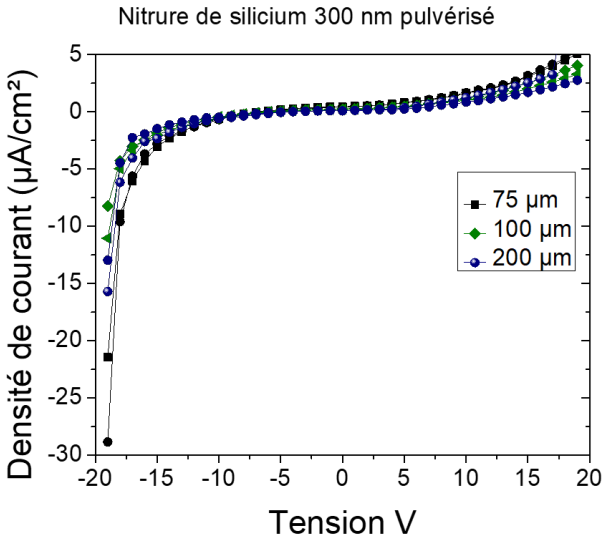


FIGURE 3.4 – Caractérisations électriques densité de courant-tension sur des épaisseurs de 300 nm pour des patchs de 75/100/200 µm de diamètre de nitrure de silicium déposé en pulvérisation cathodique sur du Pd/Ge recuit sur de l'or thermocompressé.

Pour être la plus proche des conditions réelles, cette génération de patchs de nitrure de silicium, d'épaisseur 300 nm, a été réalisée sur du Pd/Ge/Au thermocompressé avec la fabrication décrite dans la Fig. 3.1.

On constate tout de suite que, par rapport aux résultats de la Fig.3.3, les résultats dans la Fig. 3.4 sont significativement moins bons. La densité de courant à 200 mV passe de 2.5 nA/cm$^2$ pour du nitrure de silicium déposé par PECVD (même épaisseur) à 400 nA/cm$^2$ pour du nitrure de silicium pulvérisé et de 50 nA/cm$^2$ à 30 µA/cm$^2$ à 15 V. La résistance différentielle minimale est de 0.71 GΩ dans la gamme entre -10 V et 10 V, ce qui reste bien au-delà des résistances attendues pour les QWIPs et les QCLs. Au-delà des différences potentielles venant du dépôt de nitrure de silicium, la surface de Pd/Ge est plus rugueuse que celle de l'or déposé en évaporation. Des études supplémentaires de patch de nitrure de silicium déposé par PECVD sur une surface de Pd/Ge recuit sur or thermocompressé m'ont permis d'établir que, pour les mêmes conditions de dépôt de $Si_3N_4$, la surface plus rugueuse a un impact négatif important sur l'isolation électrique. Ces mesures seront détaillées dans le chapitre sur la fabrication des QWIPs LC dans la section 4.1.2 car elles ont été critiques pour comprendre les difficultés technologiques provenant de la fabrication des QWIPs. Le principal avantage du $Si_3N_4$ déposé par pulvérisation par rapport au $Si_3N_4$ déposé par PECVD est le dépôt à température ambiante par rapport à un dépôt à 300°C.

### 3.1.3 Dépôt de silice (utilisation de la silice comme isolant)

Pour tester la silice dans les mêmes conditions, on peut reprendre la même fabrication que dans la Fig. 3.1.

L'étape de dépôt se fait en PECVD, avec une pression de 350 mTorr, des gaz $N_2O/SiH_4$ avec des débits de 1420 sccm et 400 sccm et une température de 150°C pendant 3 minutes 20 secondes.

La gravure RIE de la silice se fait avec la même recette que pour le nitrure de silicium mais avec un temps plus élevé de 15 minutes. Par conséquent, la résine utilisée comme masque pour la gravure est recuite plus longtemps et il faut un long plasma oxygène par RIE pour enlever les traces de résine recuite après gravure.

L'oxyde de silicium a, dans la littérature, un champ de claquage de 20 MV/cm [85] soit 600 V pour 300 nm dans le cadre des dispositifs construits par la suite ce qui constitue une limite haute largement au-dessus des valeurs typiques du $Si_3N_4$ pour la même caractéristique. La constante diélectrique est de 4 à une fréquence de 3 THz [86].

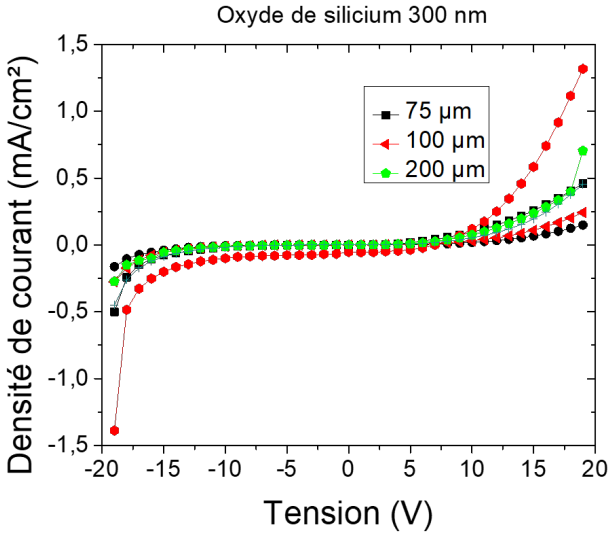


FIGURE 3.5 – Caractérisation densité de courant-tension sur des patchs circulaires d'oxyde de silicium déposés par PECVD à 150°C. Les patchs de diamètres 75/100/200 µm et d'épaisseur 300 nm sont déposés sur du Pd/Ge recuit sur de l'or thermocompressé.

Le dépôt de $SiO_2$ est effectué à 150°C, c'est-à-dire à des températures inférieures au dépôt classique qui se situe à 300°C. Les densités de courant mesurées pour le $SiO_2$ sont de 0.4 µA/cm² à 200 mV et de 1.5 mA/cm² à 15 V. Si ces résultats sont suffisants pour les applications voulues, les densités de courant sont bien au-dessus de tous les autres isolants testés au cours de cette thèse. La résistance différentielle calculée dans la gamme de -10 V à 10 V est de 234 MΩ au minimum ce qui reste plus de deux ordres de grandeur au-dessus des exigences pour les QWIPs et les QCLs en considérant les voltages respectifs

imposés.

### 3.1.4 Alumine

Le troisième et dernier matériau testé est l'alumine, voir Fig. 3.6. Contrairement aux deux autres diélectriques $Si_3N_4$ et $SiO_2$, l'alumine ne nécessite pas deux étapes (dépôt puis gravure). Elle est déposée par évaporation à canon électronique avec une structuration par lithographie réversible (AZ5214E) ce qui permet par la suite d'obtenir avec un lift-off de l'isolation aux endroits souhaités. De plus, il est possible de déposer le contact supérieur $Ti/Al_2O_3/Ti/Au$ (d'épaisseurs 30/300/30/300 nm) dans la même étape.

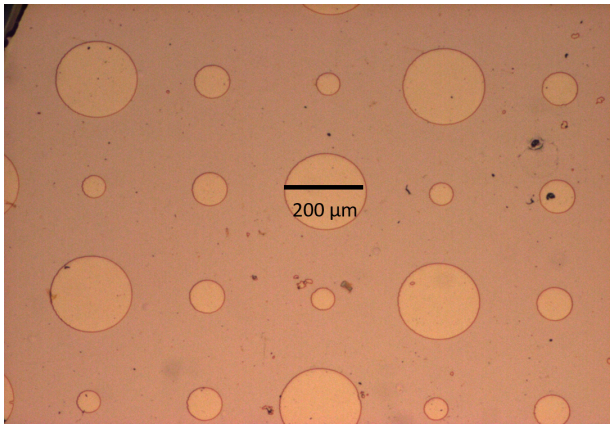


FIGURE 3.6 – Image par microscopie optique des patchs d'alumine recouverts d'or sur de l'or, évaporé au préalable sur un substrat de GaAs semi-isolant.

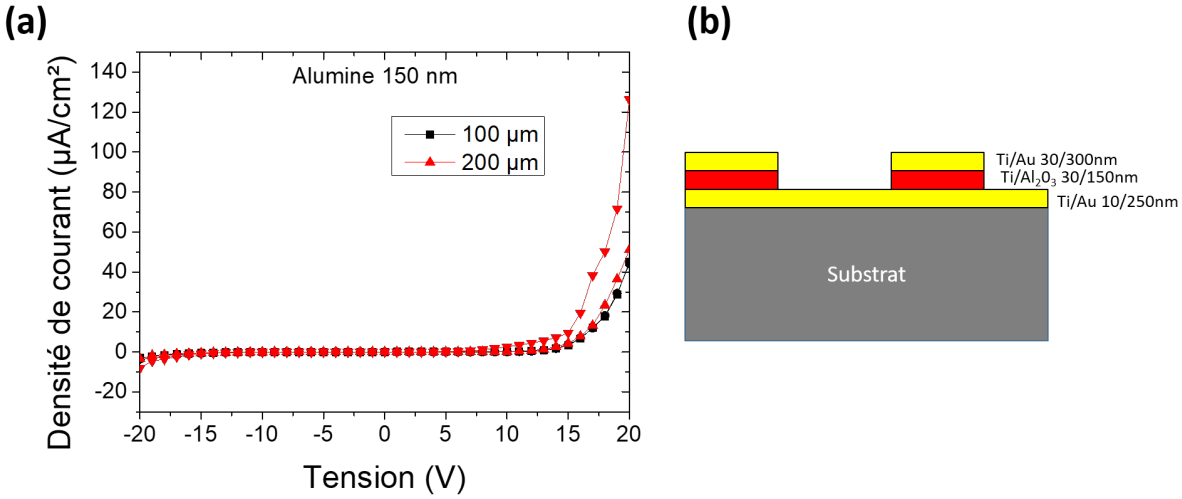


FIGURE 3.7 – a) Caractérisation densité de courant-tension pour des patchs d'alumine de diamètres 100/200 µm et d'épaisseur 150 nm évaporés sur de l'or b) Schéma de l'échantillon de test avec les compositions exactes des dépôts de $Ti/Al_2O_3/Ti/Au$. Le dépôt est effectué en une seule étape ce qui explique que le dépôt d'or est parfaitement aligné avec le dépôt d'alumine.

Cependant, à des épaisseurs de 150 nm, le patch de 75 µm de diamètre claque à des tensions allant jusqu'à 20 V contrairement à tous les autres isolants testés. Ceci montre que l'alumine est plus fragile électriquement. Pour cette raison, seules les caractérisations électriques des patchs de diamètres 100/200 µm ont été menées dans la Fig. 3.7 a). Les tests électriques montrent une densité de courant de 2 nA/cm² à 200 mV et de 125 µA/cm² à 20 V.

L'alumine a un champ de claquage dans la littérature de 5 MV/cm [87] soit 75 V pour 150 nm. La constante diélectrique est de 9 à une fréquence de 3 THz [88].

### 3.1.5 Tableau récapitulatif

Le tableau 3.1 récapitulatif des propriétés des isolants mesurés à la fois dans le cadre de cette thèse et dans l'état de l'art est reporté ci-dessous.

| **Propriétés** | **$Si_3N_4$ PECVD** | **$Si_3N_4$ PECVD** | **$Si_3N_4$ PECVD** | **$Si_3N_4$ pulvérisé** | **$SiO_2$ PECVD** | **$Al_2O_3$** |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Température de dépôt | 300°C | 300°C | 300°C | 30°C | 150°C | 30°C |
| Épaisseur | 150 nm | 300 nm | 300 nm | 300 nm | 300 nm | 150 nm |
| Sur quel substrat | Au | Au | Pd/Ge recuit sur Au thermo-compressé | Pd/Ge recuit sur Au thermo-compressé | Pd/Ge recuit sur Au thermo-compressé | Au |
| Permittivité | 7.5 | 7.5 | 7.5 | 7.5 | 4 | 9 |
| Tension de claquage (théorique) | 165 V | 330 V | 330 V (claqué à 15 V) | 330 V | 600 V | 75 V (claqué à 20 V) |
| Densité de courant à 200 mV | 2.7 nA/cm² | 2.5 nA/cm² | 1 nA/cm² | 0.4 µA/cm² | 0.4 µA/cm² | 2 nA/cm² |
| Densité de courant à 15 V | 30 nA/cm² | 50 nA/cm² | claqué | 30 µA/cm² | 1.5 mA/cm² | 125 µA/cm² |
| Tenue mécanique | épaisseur trop faible | bonne | fragile | très fragile | fragile | épaisseur trop faible |

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des diélectriques

Les données sur le $Si_3N_4$ déposé par PECVD permettent de comparer les caractérisations électriques du même isolant de même épaisseur sur une surface d'or déposé et sur une surface de Pd/Ge recuit sur or thermocompressé. Si les densités de courant sont identiques à des voltages faibles (200 mV), le nitrure de silicium claque à 15 V sur une

surface de Pd/Ge ce qui montre que la surface de la structure des QWIPs rend l'isolation moins robuste.

Si les tests électriques sur tous les isolants passent les contraintes pour les QWIPs (200 mV maximum) pour des épaisseurs de 150 ou 300 nm indifféremment, il en est tout autrement dans le cadre de mes tests mécaniques. En effet, les différents essais de microsoudure sur les patchs d'épaisseur de 150 nm de nitrure de silicium et d'alumine ont montré que cette épaisseur est trop fine et que le diélectrique craque facilement. Pour pouvoir souder sur des contacts, il est indispensable de déposer des diélectriques d'au moins 300 nm d'épaisseur. Ceci va être l'épaisseur choisie pour la fabrication des dispositifs.

A la lueur de ces résultats, le tableau 3.1 montre que l'ensemble des isolants tiennent les contraintes pour fabriquer des QWIPs, mais seuls le nitrure de silicium déposé par pulvérisation et l'oxyde de silicium permettent de tenir électriquement jusqu'à 15 V quelles que soient les conditions.

Pour la première génération des détecteurs, les deux choix optimaux électriquement étaient le nitrure de silicium déposé par PECVD et l'alumine déposée par évaporation en termes de densités de courant. Étant donné que le nitrure de silicium est largement utilisé dans la fabrication optoélectronique des dispositifs III-V, j'ai privilégié le nitrure de silicium déposé par PECVD pour cerner les difficultés de fabrication.

## 3.2 Conception des LC QWIPs

### 3.2.1 Simulation analytique avec la méthode LC

Le but de cette section est de calculer numériquement l'inductance (L) et la capacité (C) pour déterminer les paramètres géométriques à mettre en place dans la fabrication en supposant qu'on travaille sur un circuit LC idéal.

L'article [89], avec l'architecture de la Fig. 3.8, a démontré qu'il est possible de modifier C ou L pour changer la fréquence de résonance. Nous avons choisi de modifier le paramètre de l'inductance à la fois dans un souci de cohérence avec l'étude présentée précédemment et pour montrer qu'en gardant une région active identique, seuls les paramètres géométriques des autres éléments permettent d'accorder la fréquence de fonctionnement.

La capacité et l'inductance ont toutes les deux des formules analytiques connues. La

capacité C peut s'écrire :

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{r} \tag{3.1}$$

où $\epsilon_0$ est la permittivité du vide, $\epsilon_r$ la permittivité diélectrique du matériau, A la surface du contact et r l'épaisseur du matériau.

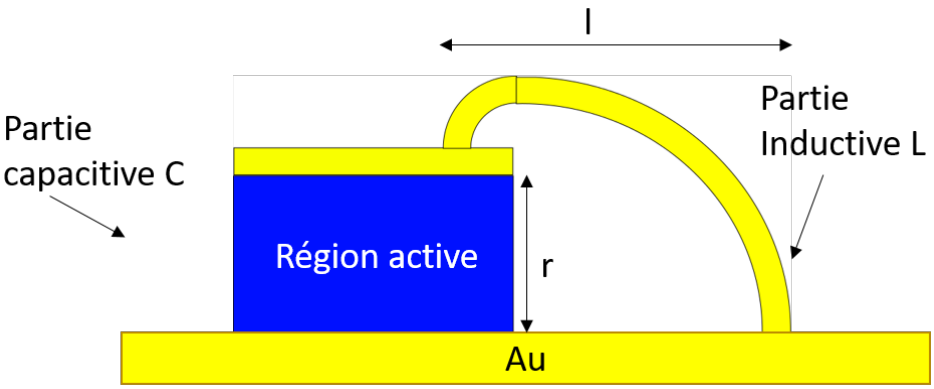


FIGURE 3.8 – Schéma du résonateur LC, avec la région active contenant du GaAs comme partie capacitive et l'antenne comme partie inductive. L'épaisseur de la région active est désignée comme r et la longueur l de l'antenne est considérée comme la longueur projetée au sol.

En prenant un plot de GaAs de 4 µm de diamètre comme exposé dans le chapitre 2, une épaisseur de 1.5 µm déterminée par l'épitaxie, avec $\epsilon_{r(GaAs)}$ de 13.1 :

$$C = 8.85 * 10^{-12} * 13.1 * \frac{\pi(2 * 10^{-6})^2}{1.5 * 10^{-6}} \tag{3.2}$$

et donc

$$C = 0.97 \quad fF \tag{3.3}$$

On suppose, en prenant l'équation déjà donnée dans la section 2.1.3, que la longueur totale de l'antenne l (en réalité une boucle qui nécessiterait un calcul d'un périmètre d'une ellipse) est équivalente à la longueur projetée sur le plan de masse. La formule de l'inductance est donnée dans la Réf. [69] :

$$L \quad (nH) = 0.2 \quad (mm) \left[ ln \left( \frac{2l}{w+t} \right) + 0.5 + \frac{w+t}{3l} \right] \tag{3.4}$$

avec w étant la largeur de l'antenne et t l'épaisseur de l'antenne.

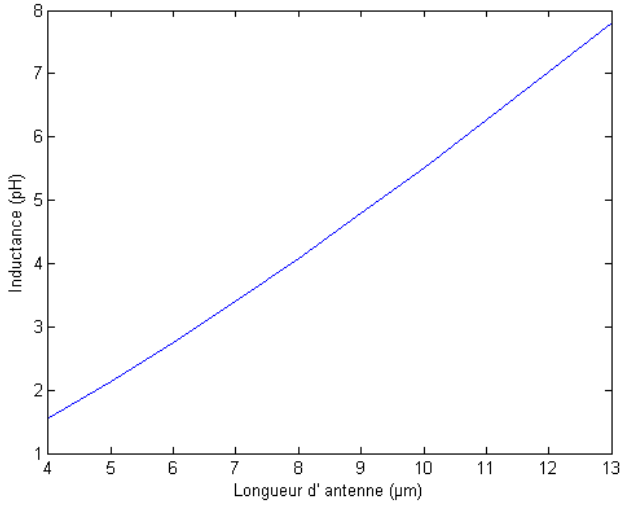


FIGURE 3.9 – Valeurs de l'inductance (pH) en fonction de la longueur totale de l'antenne (µm). Ces valeurs sont calculées d'après la formule 3.4 avec w la largeur de l'antenne de 2 µm et t l'épaisseur de l'antenne de 250 nm. Les valeurs choisies pour l'antenne sont compatibles avec la fabrication effectuée ultérieurement.

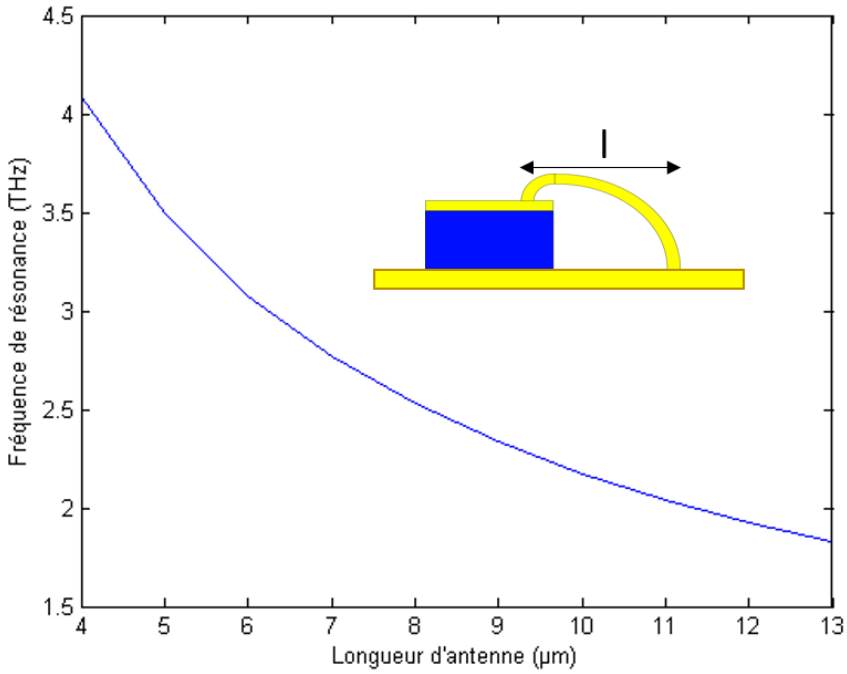


FIGURE 3.10 – Valeurs de la fréquence de résonance du circuit LC présenté en schéma en haut à droite en fonction de la longueur totale de l'antenne l (µm). La valeur de la capacité est prise à 0.97 fF et l'inductance est celle de la Fig. 3.9. La fréquence de résonance est calculée pour un circuit LC idéal.

En ce qui concerne l'inductance, la figure 3.9 montre que l'inductance passe de 1 à 8 pH pour une longueur d'antenne de 4 à 13 µm ce qui permet de voir qu'on peut accorder la fréquence de résonance du système LC de 2-4 THz (Fig. 3.10) en réduisant la longueur

de l'antenne de 12 à 4 µm. Cette bande de fréquences est adaptée à la bande de détection du QWIP, mesurée dans le chapitre 2 section 2.2.3 entre 2.5 et 3.5 THz.

### 3.2.2 Simulation avec une méthode d'éléments finis

Pour effectuer une simulation plus précise avec tous les éléments du résonateur (y compris la capacité supplémentaire non traitée pour le moment), j'ai utilisé un logiciel commercial de simulation numérique d'éléments finis (COMSOL).

La méthode des éléments finis permet d'étudier le système en définissant pour chaque élément une permittivité diélectrique $\epsilon$ et une perméabilité magnétique $\mu$. Dans les différents modules de Comsol, nous avons choisi d'utiliser le module RF.

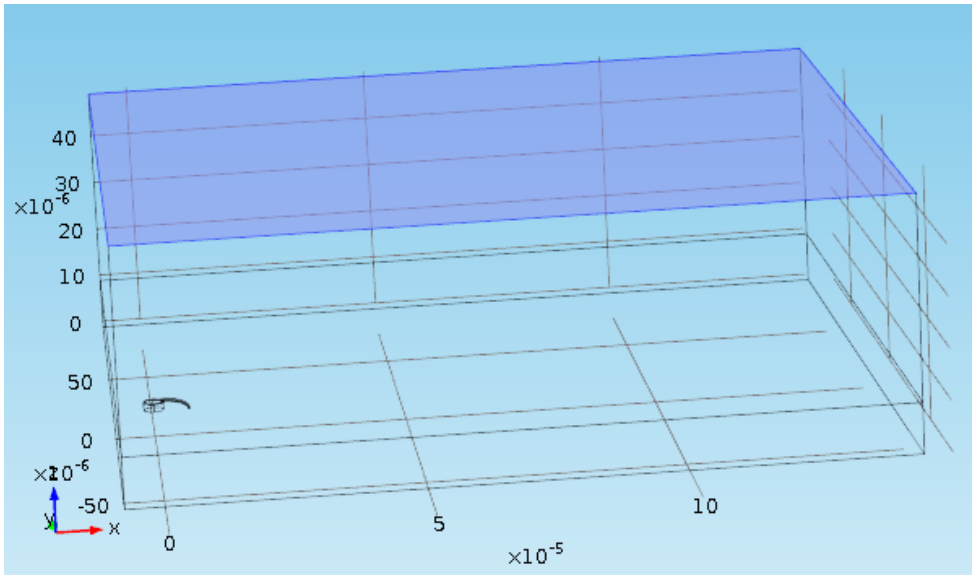


FIGURE 3.11 – Image d'une simulation numérique d'un dispositif LC dans une boîte de calcul rectangulaire de 150 µm x 150 µm x 50 µm pour déterminer la réflectivité du dispositif LC dans la gamme de 1.5-3.5 THz dans le but de déterminer les fréquences de résonance du dispositif.

Le but de ces simulations est de calculer la fréquence de résonance des nouvelles structures résonnantes QWIPs LC proposées et de quantifier l'absorption à travers la réflectivité et la puissance absorbée dans la région active. Les puits quantiques des QWIPs ne sont pas pris en compte, la partie région active est modélisée par un modèle de Lorentz pour le GaAs qui inclut les phonons optiques. Cette simulation sert uniquement à vérifier la possibilité d'accorder le mode LC avec un résonateur adapté mais ne permet pas d'obtenir des paramètres justes pour les régions actives QWIPs introduites à l'intérieur.

La figure 3.11 montre une image de simulation numérique d'un dispositif LC. Les plans de masse en or (le plan du bas) sont modélisés par des "Perfect Electric Conductors", des barrières telles que le champ électrique au bord de cette barrière est nul, ce qui signifie que

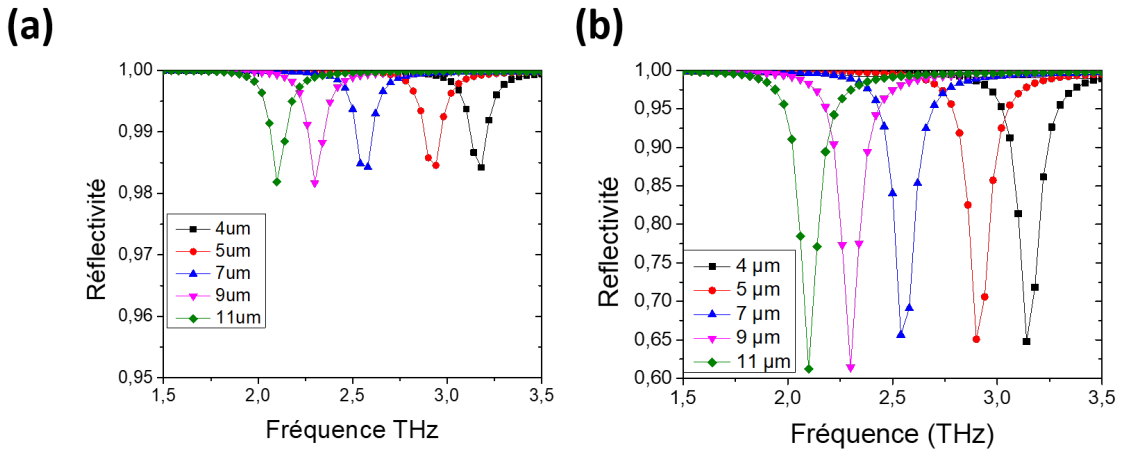


FIGURE 3.12 – Réflectivité du résonateur LC dans a) une boîte de calcul parallélépipédique de 150 µm x 150 µm x 50 µm b) une boîte de calcul cubique de (30 µm)$^3$ pour déterminer la réflectivité du dispositif LC dans la gamme de 1.5-3.5 THz dans le but de déterminer les fréquences de résonance du dispositif.

toute la lumière incidente sur le plan est réfléchie. La boîte de calcul est donc un parallélépipède rectangle. Il s'agit de simuler un réseau 2D de dispositifs, ce qui se traduit par des conditions périodiques sur les côtés. L'idée des simulations présentées est d'injecter les ondes électromagnétiques de vecteur d'onde $\vec{k}$ à travers une porte symbolisée par la partie en bleu dans la Fig. 3.11. Cette porte permet de simuler des ondes électromagnétiques dans le vide qui arriveraient sur le dispositif. L'onde injectée est polarisée avec un champ magnétique selon l'axe (Oy) conformément à l'axe de l'antenne dans le cadre de la résonance magnétique étudiée. L'intérêt est de pouvoir étudier l'absorption du dispositif aux différentes fréquences et de maximiser cette absorption. Ceci permettra de déterminer les modes optiques du résonateur et donc de parachever la conception théorique des QWIPs avant la fabrication. La puissance lumineuse injectée est de 1 W. Les maillages de chaque élément sont également importants à établir et doivent être faits de manière cohérente, la taille du maillage ne doit pas dépasser environ $\frac{\lambda}{5n}$ pour chaque élément.

Dans la figure 3.11, on comprend que le dispositif est très petit par rapport à la boîte de calcul. (Il est d'un volume de 6 $\times 10^4$ fois plus petit que la boîte de calcul.) Ces dimensions sont très importantes puisque le principe de ces simulations est d'introduire un contact électrique dix fois plus grand que le dispositif. La Fig. 3.12 a) montre la réflectivité d'un dispositif LC pour une boîte de calcul de 150 x 150 x 50 µm$^3$, tandis que la Fig. 3.12 b) montre la réflectivité du même dispositif LC dans les mêmes conditions pour une boîte de calcul de 30 x 30 x 30 µm$^3$ (donc 42 fois plus petite). La réflectivité passe de 0.6 à 0.98 ce qui montre l'influence importante de la taille de la boîte de calcul et explique la raison pour laquelle les calculs de réflectivité montrés par la suite seront plus proches de 1 que prévu.

Toutes les simulations numériques ont été par la suite effectuées dans une boîte de

calcul parallélépipédique rectangle de 150 x 150 x 50 µm$^3$.

La puissance absorbée est définie et calculée numériquement comme :

$$P = \iiint \vec{J} \cdot \vec{E} dV \tag{3.5}$$

avec $\vec{J}$ étant le vecteur densité de courant, $\vec{E}$ le champ électrique et V le volume dans lequel on intègre la puissance (dans ce cas précis la région active).

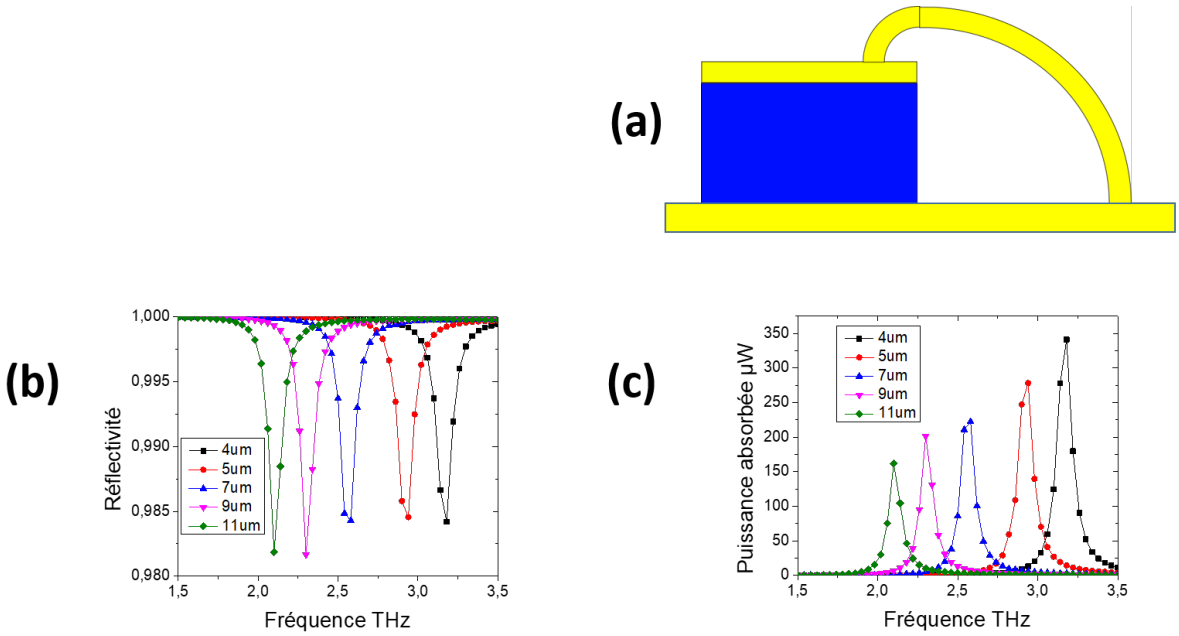


FIGURE 3.13 – a) Schéma du résonateur LC tel que présenté dans les chapitres précédents b) Réflectivité du résonateur LC dans une simulation numérique à l'intérieur d'une boîte de calcul de 150x150x50 µm$^3$ en changeant la longueur de l'antenne de 4 à 11 µm c) Puissance absorbée dans le dispositif LC avec cette même simulation.

L'idée est de déposer un isolant entre l'antenne et le plan de masse. Pour quantifier le couplage entre le mode LC et les modes de l'isolant, j'ai décidé de choisir deux paramètres : la réflectivité et la puissance absorbée. La réflectivité permettra de montrer le décalage en fréquence et la puissance absorbée sera un indicateur de l'efficacité de la solution. En effet, dans la solution présentée dans le chapitre 2 (structurer le plan de masse), la puissance absorbée est divisée par 10 par rapport au cas du circuit LC idéal.

Tout d'abord, les résultats b) et c) de la Fig. 3.13 donnent une base de travail pour implémenter une solution. La structure LC de base montre une possibilité d'accorder la fréquence de résonance de manière significative entre 2.2 et 3.2 THz en passant d'une antenne de longueur totale de 4 à 11 µm.

J'ai choisi un facteur de mérite qui est le ratio de la puissance dissipée par effet Joule dans la région active pour nos nouveaux modèles sur celle dissipée dans la région

active dans un schéma LC idéal. Les résultats suivants vont donc montrer des puissances dissipées relativement faibles par rapport à ce qui est attendu puisqu'une grande partie de la puissance injectée est absorbée dans l'or et non dans la région active. Les premiers QWIPs LC développés avaient un facteur de mérite de 0.1. L'idée, dans cette section, est de montrer qu'il est possible de multiplier ce facteur d'au moins 2 avant de fabriquer ces dispositifs.

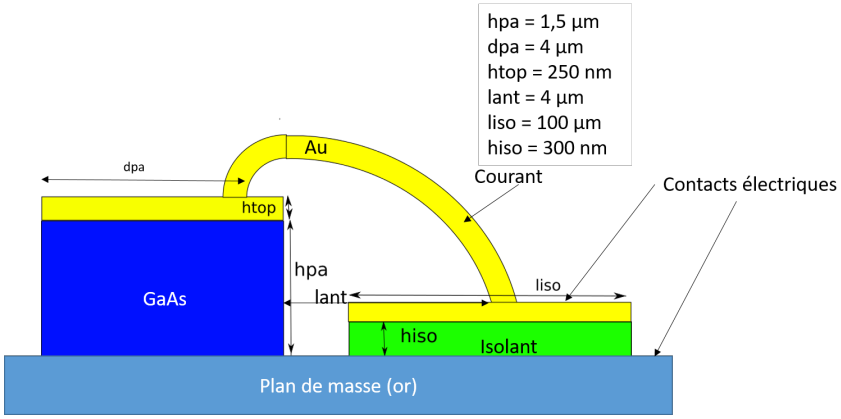


FIGURE 3.14 – Schéma détaillé du circuit LC avec intégration d'un isolant pour une injection électrique avec tous les paramètres géométriques utilisés dans la simulation.

Le schéma 3.14 permet de comprendre comment procéder avec les paramètres utilisés dans les simulations numériques et détaille l'ensemble des paramètres géométriques. Dans cette configuration, le courant passe par la région active plutôt que par le plan de masse, ce qui permet l'injection électrique.

Une manière simpliste de procéder est d'introduire directement l'isolant entre l'antenne et le plan de masse. Dans la Fig. 3.15 a), on peut voir une vue du dessus de la première simulation numérique effectuée. L'isolation est placée du côté de l'antenne sur le plan de masse. Cette manière de procéder a l'avantage d'être simple : la majeure partie du champ électrique est bien localisée dans la région active. Cependant, on observe également des modes dans la cavité définie par l'isolant, ce qui se traduit par un canal de transmission vers le contact électrique.

Les résultats de la simulation numérique en prenant cette méthode naïve montrent qu'il y a matière à amélioration. En effet, la figure 3.15 c) présente la réflectivité de cette structure en fonction de la fréquence. On observe deux pics importants, un à 1.6 THz, et un autre à 2.7 THz. Une simulation numérique du même type avec uniquement le patch d'isolant montre que ces deux pics proviennent de résonances "patch" du contact d'isolation. Les flèches pointent vers la résonance LC qui se déplace entre 3.1 et 2.2 THz. La figure 3.15 b) montre la puissance absorbée dans la région active en fonction de la fréquence par rapport à la longueur de l'antenne. Le facteur de mérite, comme le montre la Fig. 3.15 c), est en dessous de 0.2 pour la majorité des longueurs d'antenne testées à part à 7 µm.

De plus, des effets importants sont à noter. A une longueur d'antenne de 5 et 7 µm, le pic de puissance dissipée, très faible, est divisé en deux. Ceci indique un couplage entre le mode LC et les modes "patch" du contact électrique. Finalement, on a quand même une fréquence de résonance LC accordable entre 2.14-3.06 THz et l'enjeu va être d'augmenter le facteur de mérite.

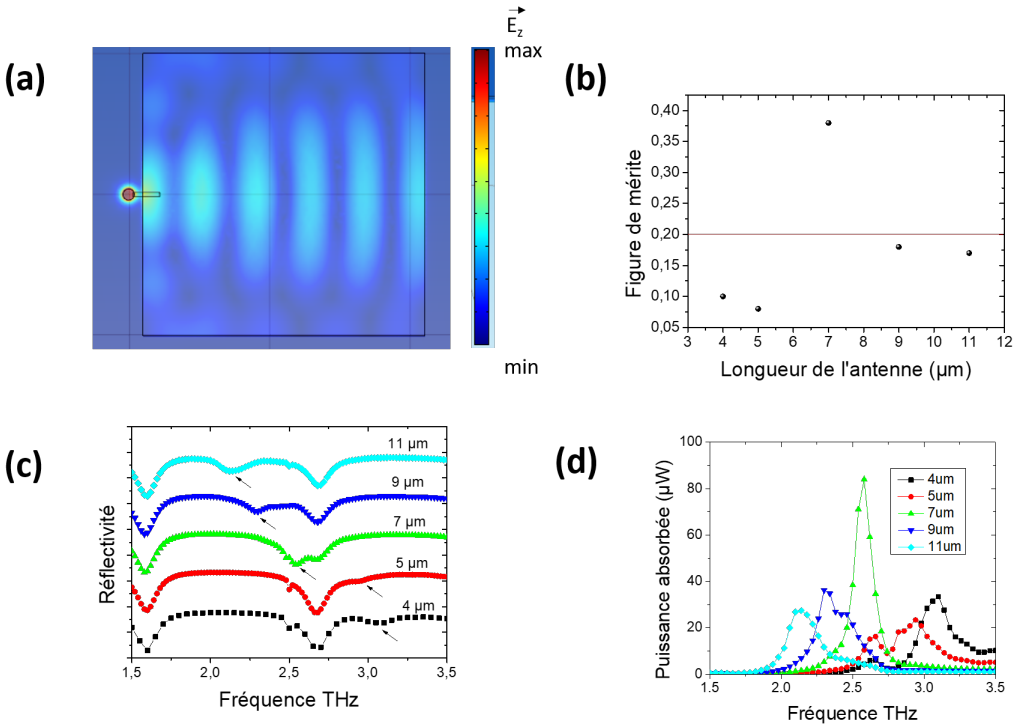


FIGURE 3.15 – a) Image d'une simulation numérique d'un dispositif LC dans la première configuration (pour intégrer l'isolant). Les couleurs indiquent la valeur de la norme du champ électrique $\vec{E_z}$ avec (Oz) étant l'axe de croissance des puits quantiques b) Figure de mérite pour cette première configuration en fonction de la longueur de l'antenne c) Résultats en réflectivité dans la gamme 1.5-3.5 THz dans une simulation numérique pour une antenne de longueur totale entre 4 et 11 µm. Les flèches indiquent la résonance LC. d) Puissance absorbée dans la région active dans la même configuration.

Cette première configuration n'est donc pas très concluante par rapport aux objectifs voulus. Le couplage entre les modes patchs de l'isolant et les modes LC pose problème pour accorder efficacement le dispositif QWIP. Ce problème est déjà connu en RF. Dans ce domaine, l'utilisation de filtres RF permet de découpler les contacts métalliques du système. Le travail en Réf. [90] utilise un filtre entre 2-4 THz qu'on peut voir également dans la Fig. 3.16 et qui permet de filtrer jusqu'à -10 dB les fréquences autour de 3 THz. Ce filtre est extrêmement fin spectralement. Dans mon travail, l'idée est de diminuer le couplage RF entre le résonateur LC et les contacts sur une gamme plus élargie de 2-4 THz.

Pour découpler le mode LC du mode patch de l'isolant, j'ai eu l'idée d'introduire un filtre RF en tournant l'antenne à 90° en m'inspirant des filtres RF présentés dans la

Réf. [90]. Le schéma de cette nouvelle méthode est présenté dans la Fig. 3.17 a). Les modes patchs sont encore présents mais bien moins intenses.

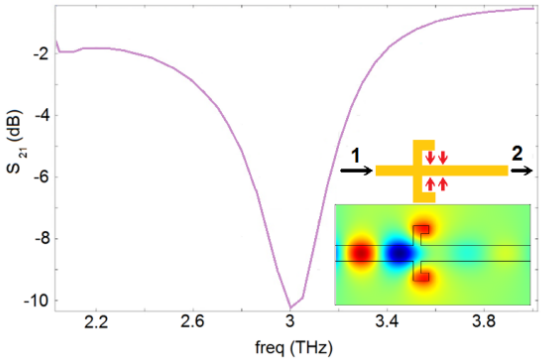


FIGURE 3.16 – Diagramme du coefficient de transmission directe $S_{21}$ en fonction de la fréquence, dans la ligne de transmission schématisée au milieu à droite. L'image en bas à droite montre la valeur du champ électrique et montre que la lumière n'est pas transmise après le système de filtres [90].

Les résultats de cette méthode sont présentés dans la Fig. 3.17 c) et sont nettement plus intéressants. Dans la bande de fréquence 1.5-4 THz, on peut à nouveau identifier les deux modes optiques provenant de l'isolant (autour de 1.5 THz et de 2.7 THz). Le spectre de réflectivité présenté dans la Fig. 3.17 c) en fonction de la fréquence montre des résonances LC entre 2.3-3.2 THz pour les longueurs d'antenne entre 4 et 11 µm. La Fig 3.17 d) montre également une fréquence de résonance LC qui se décale en fonction de la longueur de l'antenne. La valeur du facteur de mérite dans la Fig 3.17 b) est systématiquement au-dessus de 0.2 et va jusqu'à 0.36 pour la longueur d'antenne de 11 µm. J'ai donc réussi à montrer qu'il est possible de multiplier au moins par 2 le facteur de mérite du LC QWIP présenté dans le chapitre 2 et les valeurs sont même triplées par rapport à la configuration précédente pour certaines longueurs d'antenne.

En gardant la même configuration avec cette fois-ci un réseau de 4 dispositifs LC au lieu d'un seul, les résultats sont nettement meilleurs. Ils sont reportés dans la Fig. 3.18. En effet, le champ électrique se concentre exclusivement dans les 4 résonateurs LC dans la Fig. 3.18 a). Le pic de réflectivité, dans la Fig. 3.18 c), se déplace de manière très reconnaissable de 2.2-3.2 THz. De plus, le facteur de mérite (normalisé par le nombre de dispositifs), dans la Fig. 3.18 b), est de 0.5 en moyenne sur toutes les longueurs d'onde. La puissance dissipée montre ce décalage en fréquences en fonction de la longueur de l'antenne de manière visible dans la Fig. 3.18 d).

Cette dernière configuration semble idéale pour développer un QWIP LC accordable en fréquence dans le THz puisque nous avons multiplié par 5 le facteur de mérite et diminué le couplage entre le mode LC et les modes patchs de l'isolant en conséquence.

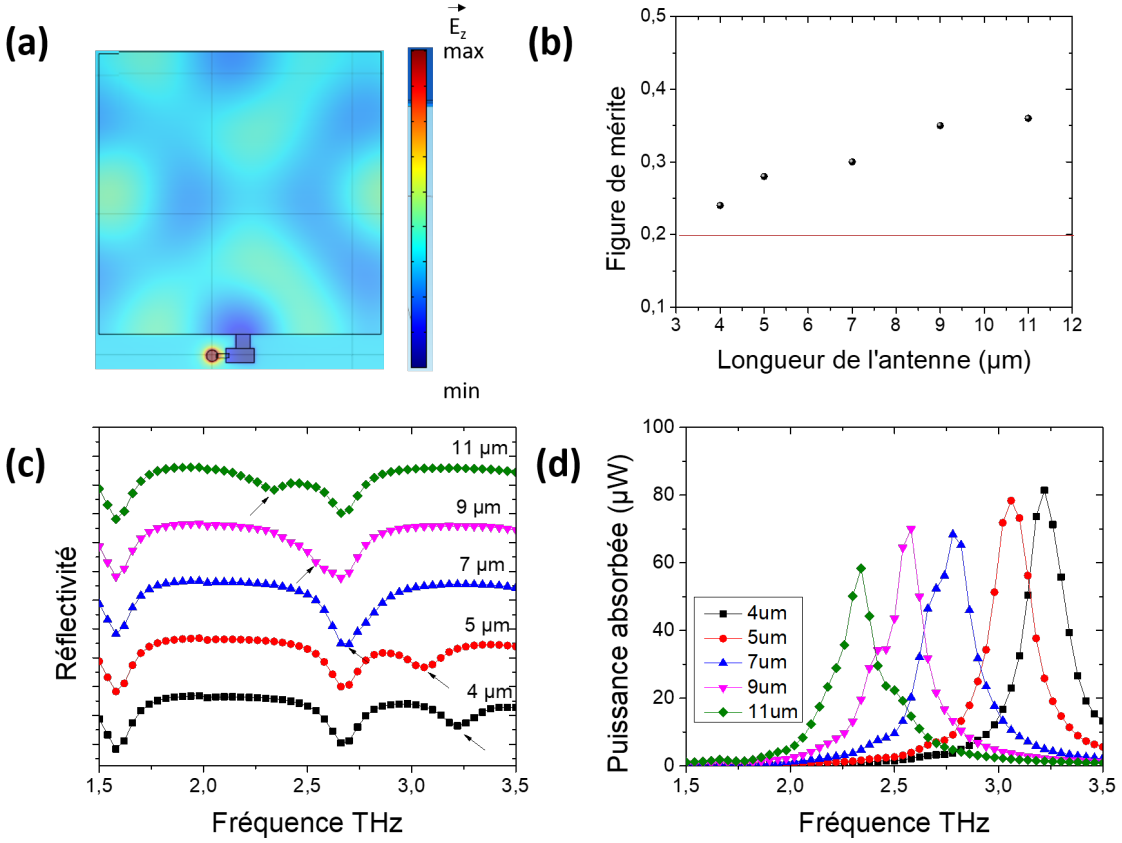


FIGURE 3.17 – a) Image d'une simulation numérique d'un dispositif LC dans la deuxième configuration (pour intégrer l'isolant). Les couleurs indiquent la valeur de la norme du champ électrique $\vec{E_z}$ avec (Oz) étant l'axe de croissance des puits quantiques b) Figure de mérite pour cette deuxième configuration en fonction de la longueur de l'antenne c) Résultats en réflectivité dans la gamme 1.5-3.5 THz dans une simulation numérique pour une antenne de longueur totale entre 4 et 11 µm. Les flèches indiquent la résonance LC. d) Puissance absorbée dans la région active dans la même configuration.

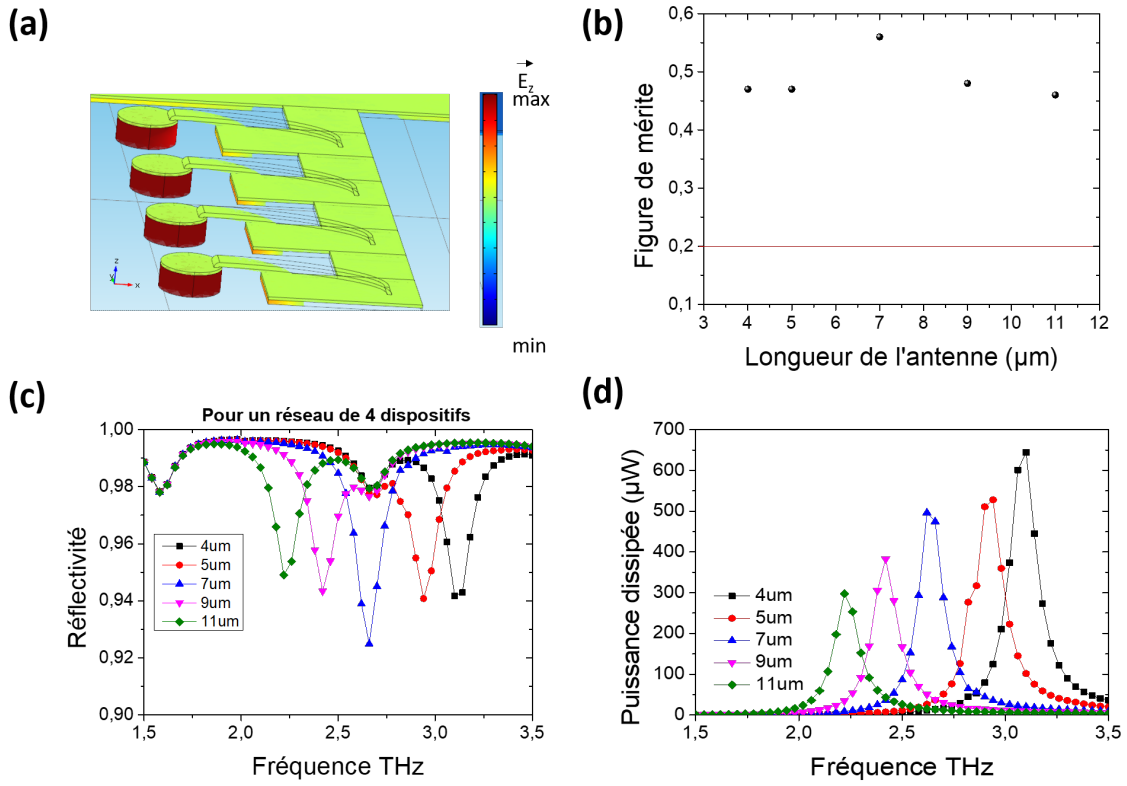


FIGURE 3.18 – a) Image d'une simulation numérique d'un réseau de 4 dispositifs LC dans la deuxième configuration (pour intégrer l'isolant). Les couleurs indiquent la valeur de la norme du champ électrique $\vec{E_z}$ avec (Oz) étant l'axe de croissance des puits quantiques. La coloration rouge montre dans la simulation numérique que tout le champ électrique est concentré dans la région active et non dans les patchs d'isolation. b) Figure de mérite pour cette deuxième configuration en réseau 1D en fonction de la longueur de l'antenne. c) Résultats en réflectivité dans la gamme 1.5-3.5 THz dans une simulation numérique pour une antenne de longueur totale entre 4 et 11 µm. d) Puissance absorbée dans la région active dans la même configuration.

Chapitre 4

# Fabrication et mesure des QWIPs LC accordables en fréquence

La conception théorique expliquée dans le chapitre 3 section 3.2.2 montre qu'il est possible de réaliser un QWIP LC accordable en fréquence grâce à l'ajout d'une isolation entre l'antenne et le plan de masse. Une étude que j'ai effectuée dans la section 3.1 sur les différentes possibilités d'isolation montre que la plupart des isolants (d'épaisseur 300 nm) sont compatibles avec une fabrication QWIP pour une isolation électrique entre l'or et un contact Pd/Ge recuit sur or thermocompressé. Dans la première génération des LC QWIPs, j'ai choisi d'utiliser du nitrure de silicium déposé par PECVD en raison de la faible densité de courant à 200 mV au regard des autres isolants. Cette génération de QWIPs a présenté de nombreuses difficultés. La couche d'isolation était très fragile et il était difficile de souder par micro-fil d'or sur les contacts d'isolation. Les dispositifs étaient très instables en termes électriques, ils étaient tous court-circuités après un refroidissement à 4 K. J'ai associé ces difficultés à la température de dépôt du nitrure de silicium déposé par PECVD (300°C) et j'ai donc choisi pour la deuxième génération des QWIPs de remplacer cet isolant par du nitrure de silicium déposé par pulvérisation, ce qui permet un dépôt à température ambiante. Ceci m'a permis d'obtenir des résultats encourageants que je vais présenter ci-dessous.

## 4.1 Première génération des LC QWIPs avec le nitrure de silicium déposé par PECVD : dispositifs non fonctionnels

Après avoir choisi l'isolant à utiliser (nitrure de silicium par dépôt PECVD) et avoir conçu les dispositifs, l'étape suivante est la fabrication en salle blanche. La région active choisie est celle dont les caractéristiques précises d'épitaxie sont données dans la section 2.2 et dont la mesure de la gamme de détection est détaillée dans la section 2.2.3. Il s'agit d'un QWIP fonctionnant à 3 THz tel que mesuré dans la Réf. [40].

### 4.1.1 Fabrication en salle blanche

Les différentes étapes de fabrication sont détaillées dans la figure 4.1 et le développement technologique provient en partie (surtout pour l'étape 7-8) du travail dans la Réf. [1].

Les deux premières étapes consistent à :

1. évaporer du Pd/Ge à une épaisseur de 20/70 nm sur l'ensemble de l'épitaxie QWIP (1/4 de support 3 pouces)
2. effectuer un recuit de 360°C pendant 5 minutes dans un four à recuit rapide
3. évaporer du Ti/Au à une épaisseur de 10/250 nm sur la galette d'épitaxie et sur un substrat de GaAs semi-isolant de même taille
4. souder par thermocompression les deux substrats (avec une pression de 4.5 MPa à 320°C pendant 30 minutes)

La thermocompression est généralement faite entre deux couches d'Au de 500 nm d'épaisseur (voir Réf. [91] par exemple) et le choix d'utiliser 250 nm au lieu de 500 nm permet de rester compatible avec la fabrication des premiers LC QWIPs décrits dans le chapitre 2. L'étape cruciale dans la fabrication des dispositifs présentés au chapitre 2 section 2.3 était de graver le plan de masse par IBE. Dans ce contexte, un dépôt d'or d'une épaisseur réduite est avantageux.

Après l'étape de thermocompression, le substrat obtenu est découpé en échantillons de 1 cm x 1 cm ce qui permet d'avoir plus d'échantillons disponibles.

Les étapes 3-4 dans la Fig. 4.1 débutent comme une fabrication III-V en guide métal-métal classique avec le retrait du substrat et de la couche d'arrêt par :

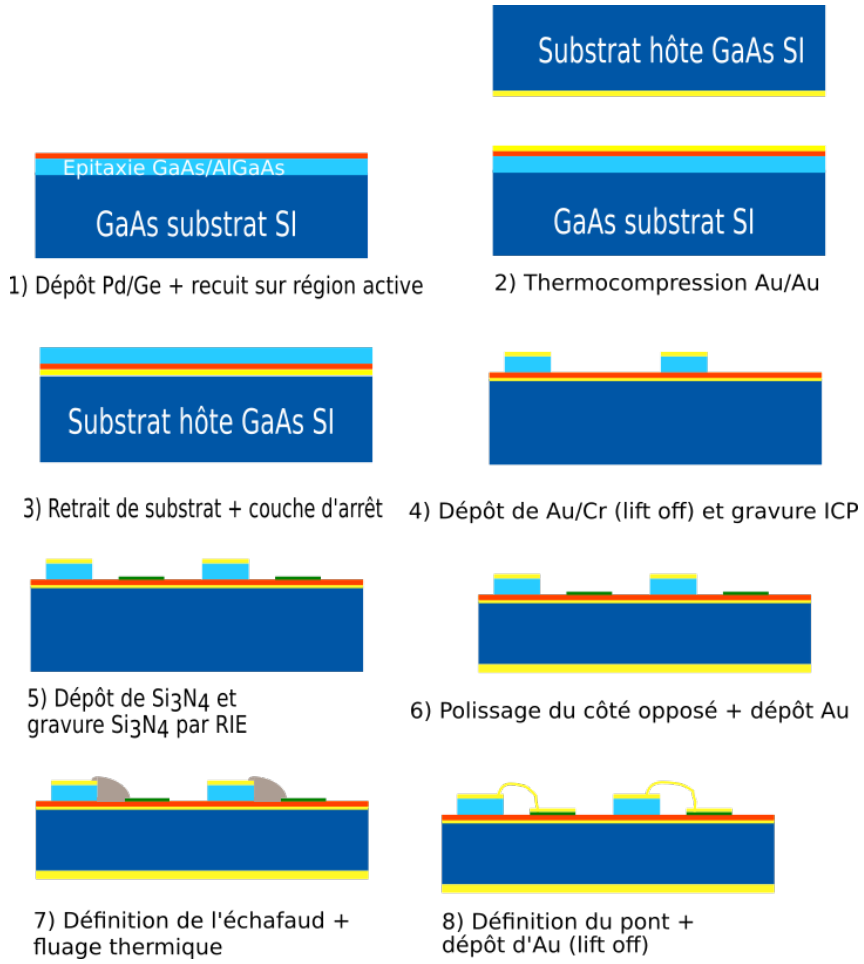


FIGURE 4.1 – Étapes de la fabrication du QWIP 1ère génération.

1. un polissage mécanique du substrat GaAs SI jusqu'à arriver à 150 µm au-dessus de l'épitaxie
2. une gravure chimique à 55°C avec un mélange de 120 g d'acide citrique, 40 mL de $H_2O_2$ et de 120 mL d'eau déionisée pour graver ce substrat de GaAs jusqu'à la couche de $Al_{50\%}Ga_{50\%}As$ qu'on appelle aussi couche d'arrêt (ou "stop layer" en anglais)
3. un plasma d'oxygène par RIE durant 10 minutes pour oxyder la surface (avec comme recette : 65 sccm de gaz $O_2$, 200 mTorr de pression et 100 W de puissance)
4. une gravure chimique de 2 minutes de HCl dilué à 50%
5. une gravure chimique de 2 minutes de HF pur pour graver la couche d'arrêt
6. un dépôt de Ti/Au/Cr d'épaisseur 10/100/100 nm qui permet de servir de masque métallique
7. une gravure sèche par Inductive-Coupled Plasma (ICP) pour graver la région active jusqu'au plan de masse de Pd/Ge recuit sur or thermocompressé

La gravure ICP utilise un mélange de gaz $BCl_3/Cl_2$ avec un débit de 40/1 sccm respectivement, une pression de 20 mTorr, une puissance de 800 W pour la bobine et 200 W

pour le plateau.

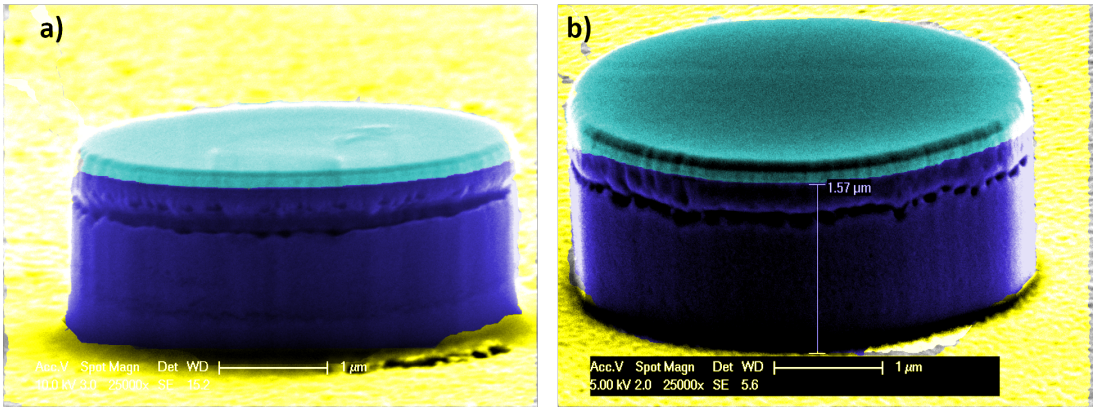


FIGURE 4.2 – Image MEB colorisée d'un plot de région active après l'étape de gravure ICP. Le bleu clair correspond au chrome sur le dessus du plot, le bleu foncé correspond à l'épitaxie QWIP, le jaune correspond au plan de Pd/Ge recuit sur or thermocompressé. a) Cette image montre une rupture de passivation sur les flancs. On distingue la couche métallique d'or et de chrome sur le dessus. b) Cette image indique l'épaisseur de la région active, de 1.57 µm ce qui confirme les données d'épitaxie.

Les images MEBs de l'échantillon après l'étape 4 (dans la Fig 4.1) sont montrées dans la Fig. 4.2. On observe dans la Fig. 4.2 a) un profil vertical, une surface sans micro-masquage sur le plan de masse et une rupture de passivation sur les flancs. La gravure a été optimisée pour favoriser l'absence de micro-masquage. Le désavantage réside dans la sous-gravure présente, mineure pour les QWIPs car l'épaisseur gravée est faible. Dans la Fig. 4.2 b), l'épaisseur mesurée au MEB confirme la taille de l'épitaxie.

Lors de l'étape 5 (voir Fig. 4.1), le $Si_3N_4$ est déposé sur tout l'échantillon par PECVD à 300°C, pour une épaisseur de 300 nm, avec les paramètres décrits dans le chapitre 3.1.1. La résine S1818 est structurée par lithographie positive et sert de masque pour la gravure RIE du nitrure de silicium. La gravure est effectuée avec la recette décrite en détail dans le chapitre 3.1.1. Le suivi laser n'étant pas disponible, la gravure est faite avec une durée de 2 minutes 30 secondes, supérieure au temps habituel, qui assure de n'avoir aucun résidu de nitrure de silicium sur l'échantillon. Le polissage du côté opposé de l'échantillon est ensuite effectué (étape 6 dans la Fig. 4.1) avec dépôt de Ti/Au de 10/250 nm.

Les étapes 7-8 (dans la Fig. 4.1) de fabrication de l'antenne sont réalisées de la manière suivante et schématisées dans la Fig. 4.3 :

— une lithographie positive avec résine S1818 pour définir l'endroit où se trouvera le pont, nommé échafaud, qui va permettre de donner la forme à l'antenne (a)
— un recuit de 110°C à 150°C de 1 heure et 20 minutes pour lisser les bords de la résine dans le but de lui donner un aspect de pont (avec une technique de fluage inspirée de la Réf. [92]) (b)
— une deuxième lithographie, réversible cette fois, est effectuée sur la première avec

la résine AZ5214E. Cela permet de structurer l'antenne et les contacts métalliques (sur l'isolant). (c)

— un dépôt de Ti/Au de 8/250 nm (d) suivi d'un lift off par un bain d'acétone (e). L'échantillon est placé sur le support de dépôt de telle sorte que le plan des antennes soit perpendiculaire à l'axe de rotation de l'évaporation. Les 100 premiers nanomètres d'or sont déposés avec un échantillon horizontal. L'échantillon est ensuite incliné de 15° par rapport à l'axe de rotation de l'évaporateur pour les 75 nm suivants et de -15° pour les 75 derniers nanomètres.

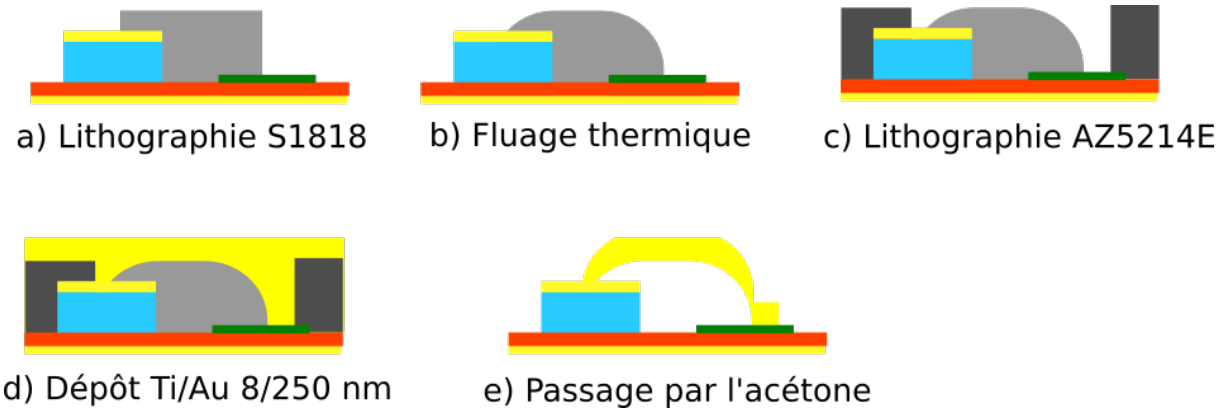


FIGURE 4.3 – Schéma pour la fabrication de l'antenne (étapes 7-8) dans le schéma de fabrication de QWIP.

Cette étape finale de dépôt de Ti/Au permet à la fois de déposer les antennes et les contacts métalliques. Le contact électrique entre le haut de l'isolation et le haut du plot de région active est très important pour permettre l'injection électrique. Sur l'image MEB d'un dispositif final dans la Fig. 4.4, on observe sur les bords les trois angles de dépôt et un profil étroit (voir le cercle dans la Fig. 4.4), cette région peut donc avoir une forte résistance ohmique. De plus, l'or adhère mal au nitrure de silicium en général. La fine couche de 8 nm de Ti est nécessaire pour éviter des pertes ohmiques trop importantes, mais elle peut fragiliser le contact métallique. L'épaisseur classique de Ti pour adhérer à un isolant est en général de 30 nm. Cela permet toutefois de supprimer une étape de lithographie.

J'ai fabriqué 3 types de dispositifs : (i) des dispositifs "uniques", (ii) un réseau 2D de 5x5 (25 dispositifs) et (iii) un réseau 2D de 10x10 (100 dispositifs).

Les résultats suivants vont porter sur les dispositifs uniques et les réseaux de 25 dispositifs. Les réseaux de 100 dispositifs se sont révélés plus difficiles à réaliser que prévu. En effet, puisque tous les dispositifs sont connectés en parallèle, un seul dispositif court-circuité peut court-circuiter l'ensemble du réseau. Etant donné la quantité importante de dispositifs dans le réseau de 100, il m'a été difficile d'avoir un bon taux de réussite. Les longueurs d'antenne choisies en fonction des simulations numériques sont, pour toute cette partie, de 5/7/9/11 µm.

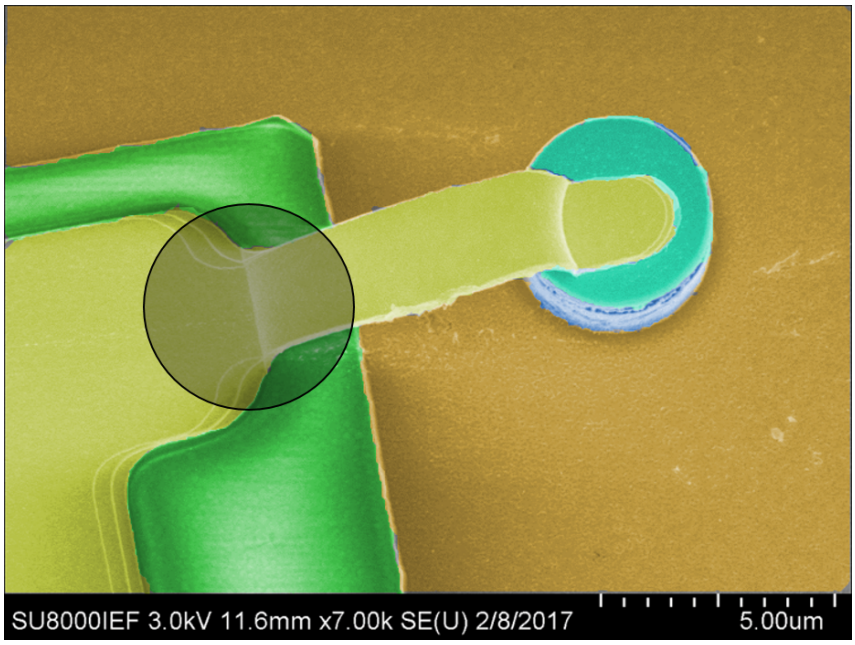


FIGURE 4.4 – Image MEB typique d'un QWIP LC, 1ère génération. L'image est colorisée avec le code suivant : le jaune correspond à l'or évaporé, le vert au nitrure de silicium déposé par PECVD, le bleu foncé à la région active des QWIPs, le bleu clair au chrome sur le plot et l'orange au plan de masse (Pd/Ge sur Au). Le cercle montre le profil étroit de l'antenne, il s'agit potentiellement d'une région à haute résistance ohmique.

### 4.1.2 Caractéristiques IV à température ambiante

Les premières mesures expérimentales IV sont présentées dans la Fig. 4.5, elles proviennent d'une première fabrication. Les mesures sont réalisées dans une station sous pointes cryogénique qui permet de tester les dispositifs sans effectuer de micro-soudure. La caractérisation électrique a été faite en utilisant un sourcemètre Keithley 2636. Les dispositifs uniques ont une résistance différentielle de 1 MΩ à 200 mV et conduisent un courant de 30 nA à 200 mV à 300 K. La forme de type Schottky est reconnaissable (voir également Réf [93]) et provient de l'interface du haut Ti/Au sur la région active composée de GaAs. En effet, le contact du bas a été recuit avec du Pd/Ge pour le rendre ohmique. On peut ainsi remarquer que la courbe IV dans la Fig. 4.5 est asymétrique ce qui est dû à l'asymétrie des contacts. Cependant, cette première fabrication a été en partie endommagée par la gravure ICP et seuls les dispositifs uniques ont permis une première caractérisation à température ambiante.

La deuxième fabrication a permis de caractériser électriquement les dispositifs uniques et les réseaux 2D de 25 dispositifs. Les courants à 200 mV sur les dispositifs uniques (Fig. 4.6 a)) sont cohérents avec la première fabrication et sont d'environ 1-10 nA. On note cependant que la courbe est symétrique entre -200 et 200 mV. Les résultats des mesures électriques des réseaux de 25 dispositifs (Fig. 4.6 b) ) montrent également un comportement de type Schottky ainsi qu'un courant allant jusqu'à 150 nA à 200 mV, ce

qui est cohérent avec le résultat précédent en tenant compte du fait que certains dispositifs au sein du réseau sont en circuit ouvert (en raison par exemple d'un défaut au niveau de l'antenne). La résistance est en moyenne de l'ordre de 100 kΩ à 200 mV pour les réseaux 2D.

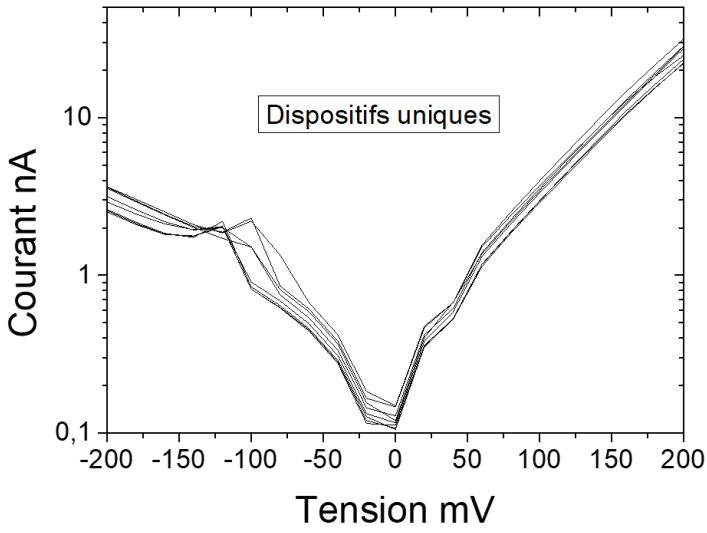


FIGURE 4.5 – Mesures I-V à 300 K sur les dispositifs uniques de la première génération (première fabrication).

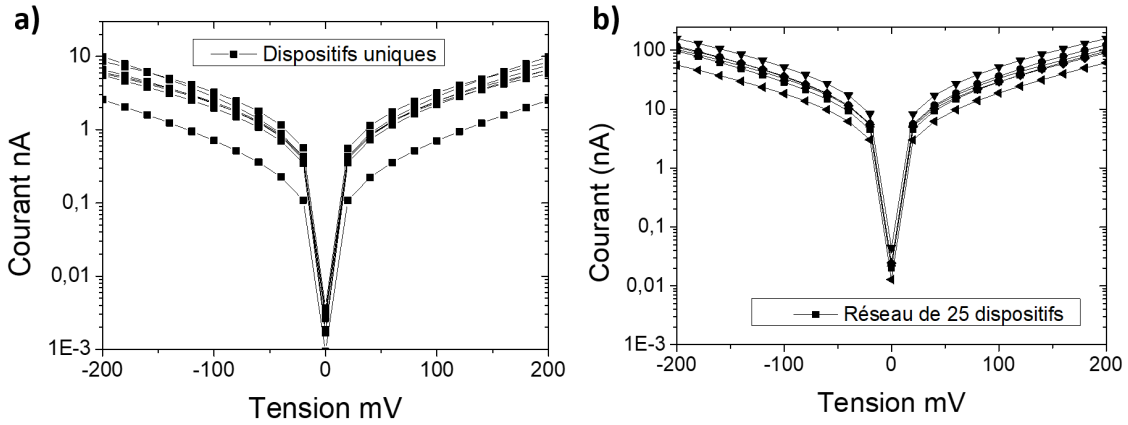


FIGURE 4.6 – Mesures I-V à 300 K sur a) les dispositifs uniques b) le réseau 2D de 25 dispositifs de la première génération (deuxième fabrication).

Cependant, les contacts de nitrure de silicium recouverts d'or sont très difficiles à souder (car mécaniquement fragiles). De plus, les résistances des QWIPs à 200 mV à température ambiante baissent drastiquement à 5 Ω au cours des mesures ce qui signifie que la micro-soudure, l'injection électrique avec un fil d'or et le refroidissement à 4 K endommagent tous les dispositifs. Tester les dispositifs bien au-delà de 200 mV a permis de démontrer que la tension de claquage pour les dispositifs uniques de cette génération est de 1.5-2.5 V et de 1.1 V pour les réseaux.

Pour comprendre l'origine de la fragilité, un test a été mené sur l'influence du Pd/Ge dans la tenue mécanique et électrique du nitrure de silicium. En effet, les premiers tests de nitrure de silicium déposé par PECVD sur une surface d'or évaporé avaient montré des résultats très positifs. Pour vérifier cette hypothèse, j'ai fabriqué des patchs en nitrure de silicium recouverts d'or sur une surface de Pd/Ge recuit sur or thermocompressé, la même surface que dans le contexte des QWIPs. La caractérisation électrique de ces patchs montre que la tension de claquage est de 10 V. On peut donc affirmer que le nitrure de silicium est plus fragile électriquement en raison de la surface de Pd/Ge. La caractérisation électrique est montrée dans la Fig. 4.7 jusqu'à 5 V maximum. On remarque que la densité de courant mesurée est inférieure au bruit de mesure du sourcemètre, ce qui confirme une bonne tenue électrique jusqu'à 5 V. La surface de Pd/Ge n'explique donc pas le court-circuit des QWIPs, puisqu'au voltage considéré de 200 mV, le nitrure de silicium déposé par PECVD reste bien au-dessus des exigences en termes de densité de courant.

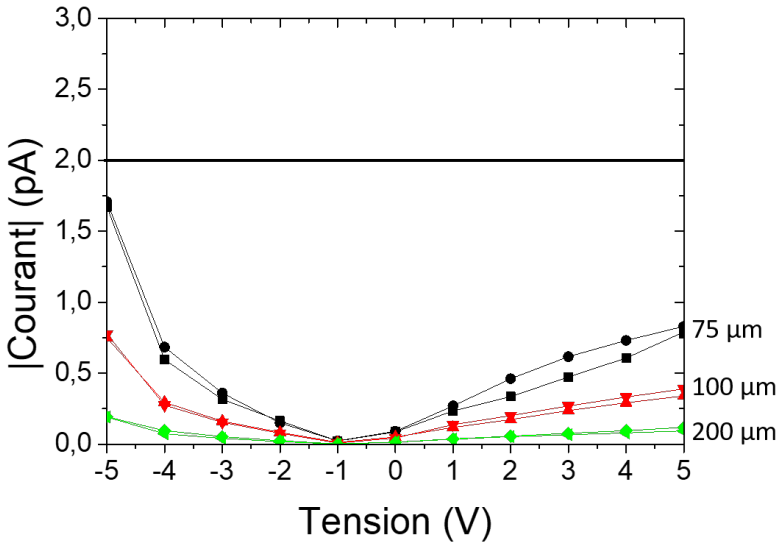


FIGURE 4.7 – Caractérisation courant-tension à température ambiante pour des patchs circulaires de diamètre 75/100/200 µm et d'épaisseur 300 nm de nitrure de silicium déposé par PECVD sur une surface de Pd/Ge recuit sur or thermocompressé. La ligne horizontale représente le bruit de mesure du sourcemètre.

Une autre étape de la fabrication pourrait permettre de comprendre la fragilité des QWIPs en tant que telle : le dépôt de $Si_3N_4$ à 300°C par PECVD pendant 30 minutes. Étant donné la présence de Pd/Ge, le recuit à 300°C pourrait endommager les puits quantiques par diffusion thermique. En tenant compte de cette hypothèse, trois isolants peuvent encore convenir dans les tests : l'alumine déposée par évaporation à température ambiante ; le nitrure de silicium déposé par pulvérisation à température ambiante ; et l'oxyde de silicium déposé par PECVD à 150°C. Les résultats sur les trois isolants sont exposés dans le tableau récapitulatif 3.1 et même si les densités de courant sont équivalentes à 200 mV, le $Si_3N_4$ déposé par pulvérisation possède la densité de courant la plus

basse à 15 V. Ceci m'a conduit à fabriquer une deuxième génération en déposant le nitrure de silicium par pulvérisation plutôt que par PECVD.

## 4.2 Deuxième génération des LC QWIPs avec le nitrure de silicium déposé par pulvérisation : dispositifs fonctionnels

### 4.2.1 Fabrication en salle blanche

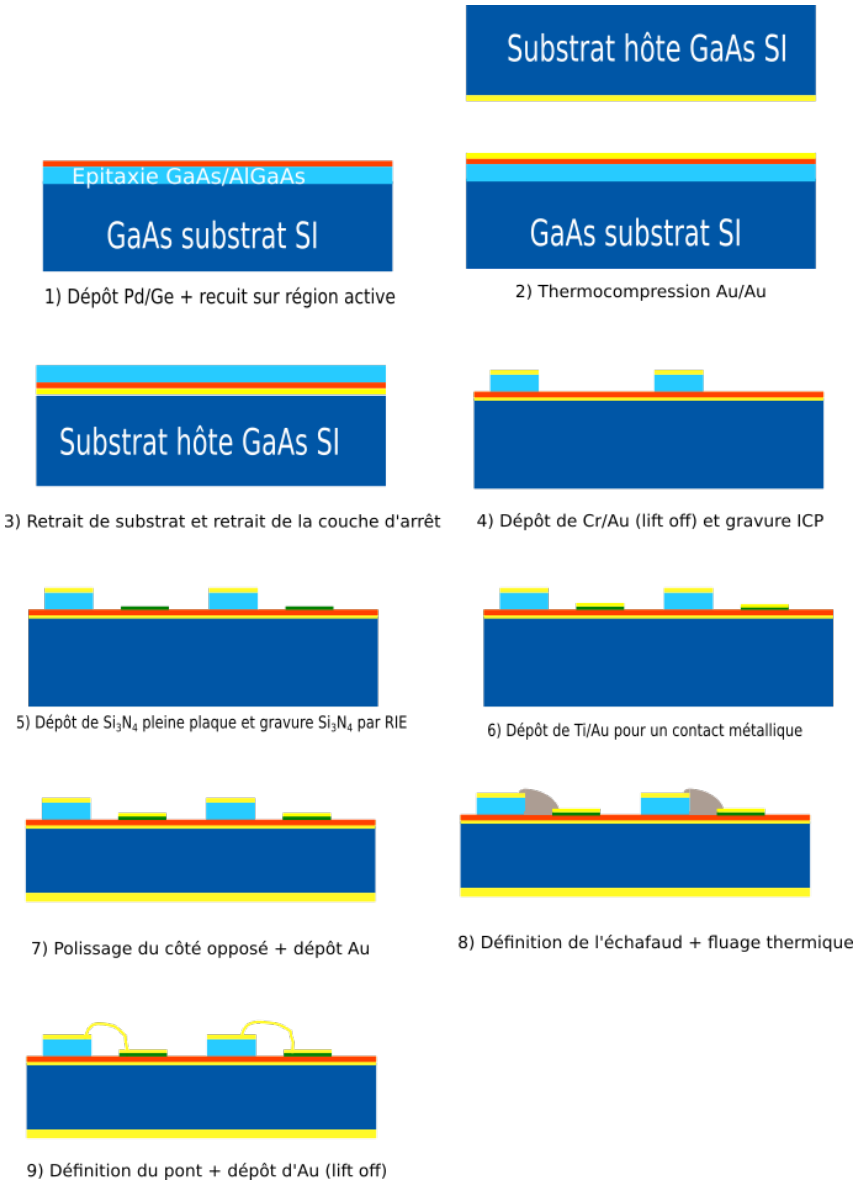


FIGURE 4.8 – Fabrication des QWIPs deuxième génération avec du nitrure de silicium pulvérisé à température ambiante.

Tout d'abord, pour améliorer l'injection électrique entre le contact métallique et le haut de l'antenne, j'ai décidé de séparer le dépôt de Ti/Au qui servait à la fois de contacts métalliques et de formation d'antenne (étape 8 dans la Fig. 4.1) en deux étapes. Le dépôt des contacts métalliques (étape 6 dans la Fig. 4.8) est de 30/300 nm de Ti/Au, la couche de Ti de 30 nm au lieu de 8 nm permet de faire adhérer l'or au nitrure de silicium de manière beaucoup plus stable. De plus, cela permet d'augmenter la couche d'or de 250 nm à 300 nm pour permettre une micro-soudure plus durable. Le dépôt de Ti/Au pour l'antenne (étape 8 dans la Fig. 4.8) reste le même : 8/250 nm avec un dépôt d'un angle de -15 à 15° pendant l'évaporation. Ainsi, le dépôt de Ti/Au pour les antennes se fait cette fois-ci sur une surface métallique à la fois sur le haut du plot (Cr) et sur les contacts d'isolant recouverts d'or.

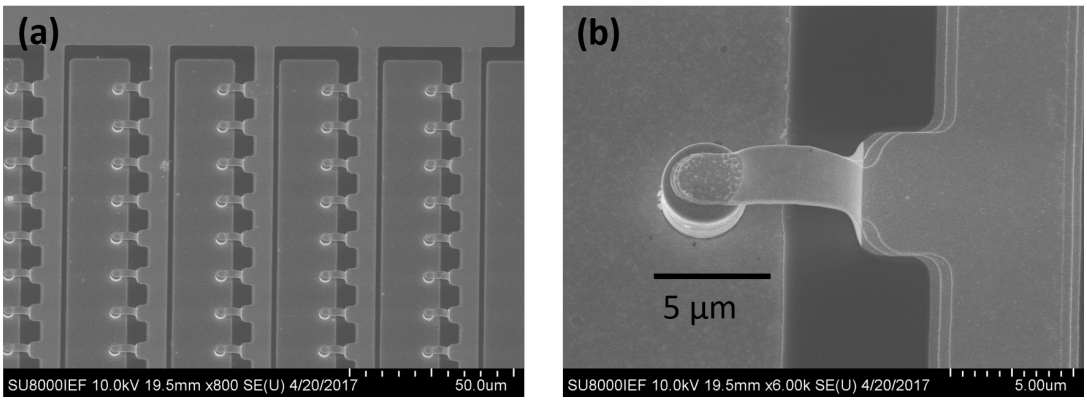


FIGURE 4.9 – Images MEB lors de la fabrication de la 2ème génération a) Réseau 2D de 10x10 détecteurs soit 100 dispositifs LC QWIPs en parallèle. b) Zoom sur un des dispositifs LC QWIPs.

La principale différence va être l'étape 5 dans la Fig. 4.8, le $Si_3N_4$ n'est plus déposé par PECVD à 300°C mais par pulvérisation. Cette étape s'est faite en collaboration avec Xavier Lafosse et le C2N site Marcoussis.

Durant l'étape de gravure du nitrure de silicium déposé par pulvérisation, la gravure RIE dure dans ce cas 4 minutes, ce qui suggère que la densité du $Si_3N_4$ déposé par pulvérisation est supérieure à celle du $Si_3N_4$ déposé par PECVD.

Les images MEB correspondantes à cette génération sont montrées dans la Fig. 4.9.

### 4.2.2 Défis technologiques

Si la deuxième génération de LC QWIPs a permis de caractériser entièrement les détecteurs, quelques soucis technologiques se sont produits au cours de cette fabrication.

I La gravure du nitrure de silicium déposé par pulvérisation a posé deux soucis majeurs.

Premièrement, il reste des traces de polymères sur le haut des plots de région active. Deuxièmement, de manière plus problématique, le nitrure de silicium est visiblement contraint et il a pu se détacher de la surface de l'échantillon au cours d'un des essais. (voir Fig. 4.11).

II Les plots de région active ont tendance à se décoller à la fois au cours de la fabrication et aussi lors de la micro-soudure. L'image dans la Fig. 4.12 permet de visualiser le plot de région active qui s'est détaché du plan de masse. L'antenne est restée accrochée au plot ce qui prouve que l'antenne est ici plus stable sur le plot que le plot sur la surface de Pd/Ge.

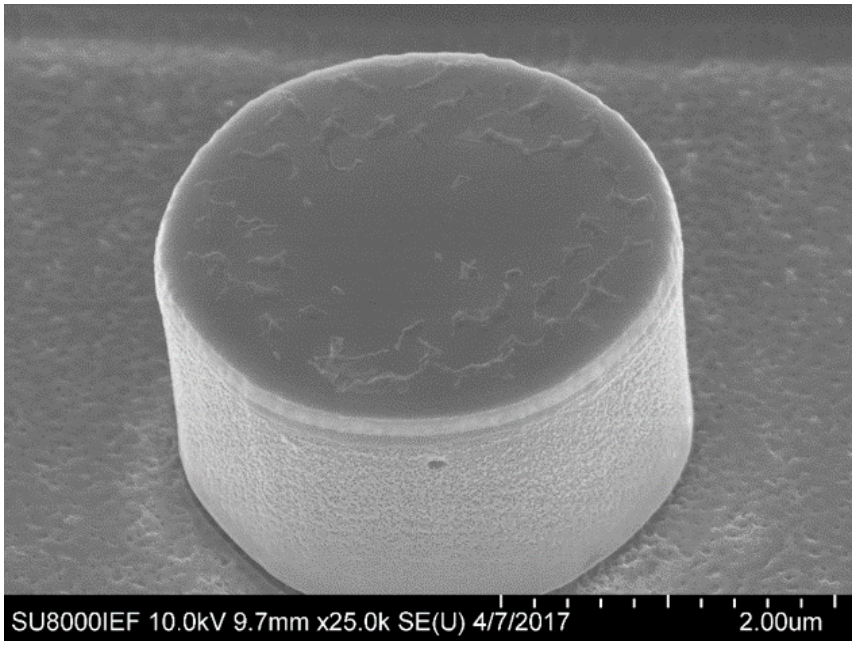


FIGURE 4.10 – Image MEB des résidus de polymère sur le contact du haut après gravure par RIE du $Si_3N_4$ déposé par pulvérisation.

Ce problème s'est toujours présenté au cours des deux générations. Mes différentes analyses suggèrent que l'étape de gravure RIE grave le nitrure de silicium, mais également l'alliage Pd/Ge dans le contact du bas. Vu que cette gravure est extrêmement isotrope et dure plus longtemps que prévu, il y a vraisemblablement sous-gravure à l'interface région active - Pd/Ge.

En effet, les Réfs. [94] [95] montrent que le Pd et le Ge sont gravés dans un plasma $CF_4/O_2$. Cela dépend exclusivement de cette fabrication car les plots réalisés ont un diamètre très petit ce qui explique les soucis liés à la sous-gravure.

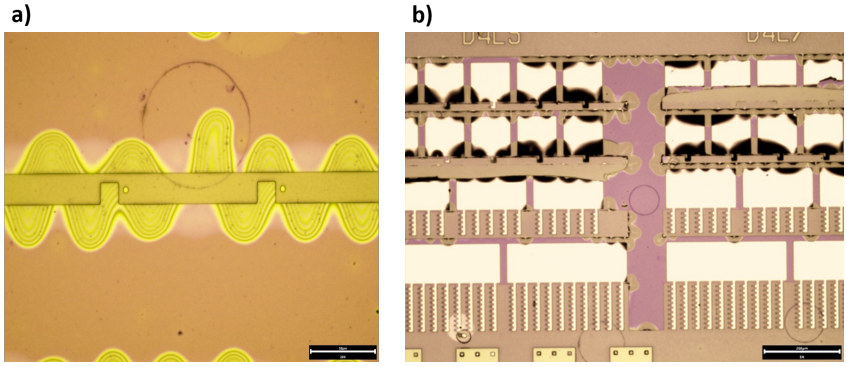


FIGURE 4.11 – a) Image optique après l'étape de gravure de nitrure de silicium. On peut voir le plot de région active avec le contact isolant en nitrure de silicium déposé par pulvérisation à côté, les halos jaunes sur les bords témoignent d'endroits où le nitrure de silicium se détache de la surface b) Image optique après la fin de la fabrication. On peut voir les dispositifs uniques sur les deux premières lignes, les réseaux 2D avec 25 dispositifs sur la troisième ligne et les réseaux 2D de 100 dispositifs sur la quatrième ligne. L'aspect sombre sur les contacts dénote des endroits où le nitrure de silicium recouvert d'or se détache.

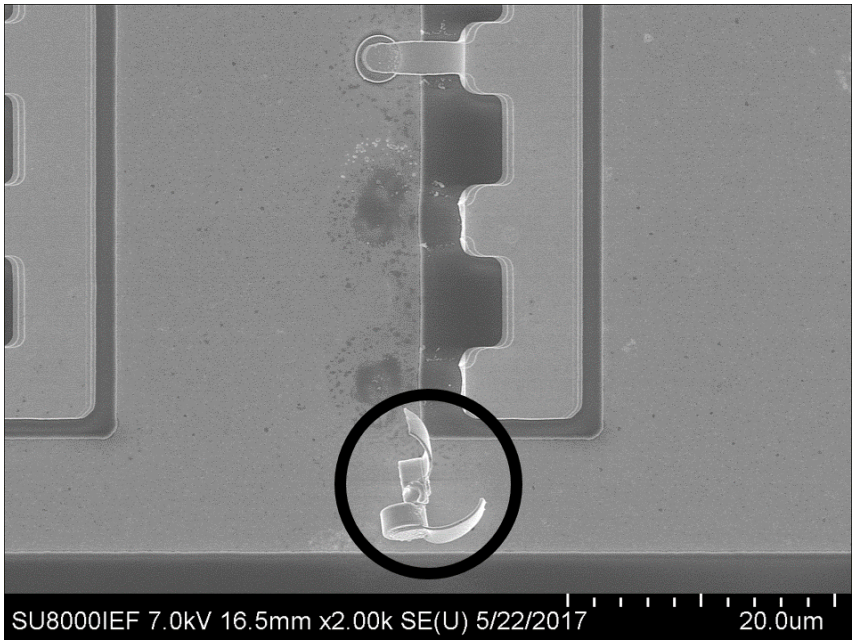


FIGURE 4.12 – Image MEB des dispositifs de 2e génération vus de haut. Le cercle noir indique deux plots avec antenne qui se sont détachés du plan de masse.

### 4.2.3 Premières mesures expérimentales

Malgré les défis technologiques que j'ai dû relever pour cette fabrication, j'ai pu effectuer des mesures optiques sur des dispositifs LC QWIPs. Les résultats vont se focaliser sur les dispositifs en réseaux car les dispositifs uniques étaient à la fois plus fragiles et le signal plus difficile à mesurer. Les réseaux 2D ont un photocourant a priori 25 fois plus grand que les dispositifs uniques ce qui rend la mesure plus simple. C'est pour cela que

seules les mesures de réseaux 2D sont présentées par la suite.

#### 4.2.3.1 Mesures électriques, courant d'obscurité et photo-détection

De premières mesures électriques IV ont permis de caractériser le photocourant de la structure à 78 K (Fig. 4.13). Le courant est multiplié par 10 entre 78 K et 300 K. Ceci provient du courant d'obscurité des QWIPs qui augmente avec la température en raison de l'activation thermique des électrons [96].

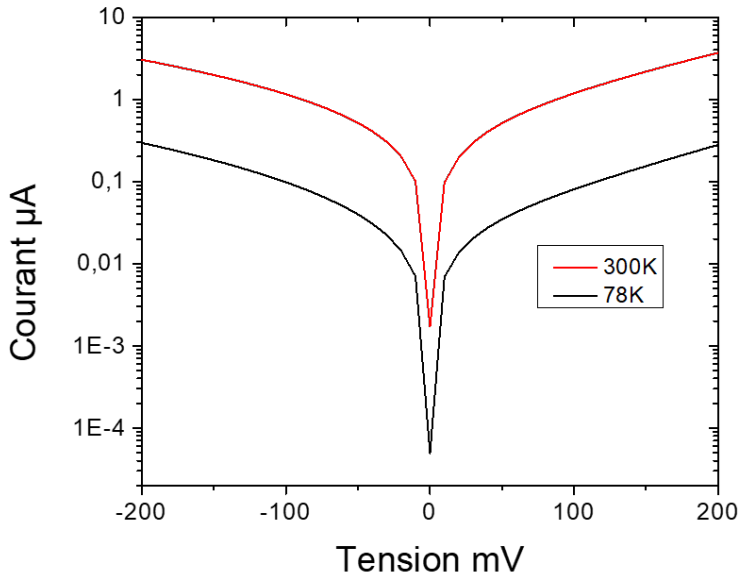


FIGURE 4.13 – Caractéristiques courant-tension typiques d'un réseau 2D de 25 QWIPs, mesurées à 300 K et à 78 K.

Les mesures pour déterminer la $T_{BLIP}$ étant déjà décrites dans le chapitre 2.2.2, je vais directement donner les résultats concernant la $T_{BLIP}$ pour des réseaux avec une longueur d'antenne de 5 µm. Les QWIPs sont placés dans un cryostat avec un thermocouple qui permet de mesurer la température. Le cryostat est refroidi à l'hélium liquide et la température est indiquée par un contrôleur de température. Les résultats sont présentés dans la figure 4.14. Les températures auxquelles les mesures IV sont effectuées sont 4.5 K, 5 K, 6 K, 7 K, 8 K, 9 K, 10 K, 12 K.

La température $T_{BLIP}$ est calculée comme la température telle que $\frac{I_{total}}{I_{obscurite}} \geqslant 2$. En combinant les deux mesures dans la Fig. 4.14, on trouve une $T_{BLIP}$ de 8K telle que montrée dans la Fig. 4.15, ce qui est cohérent avec les mesures faites dans la Réf. [1].

Les mesures électriques permettent également de mesurer la réponse du détecteur qui

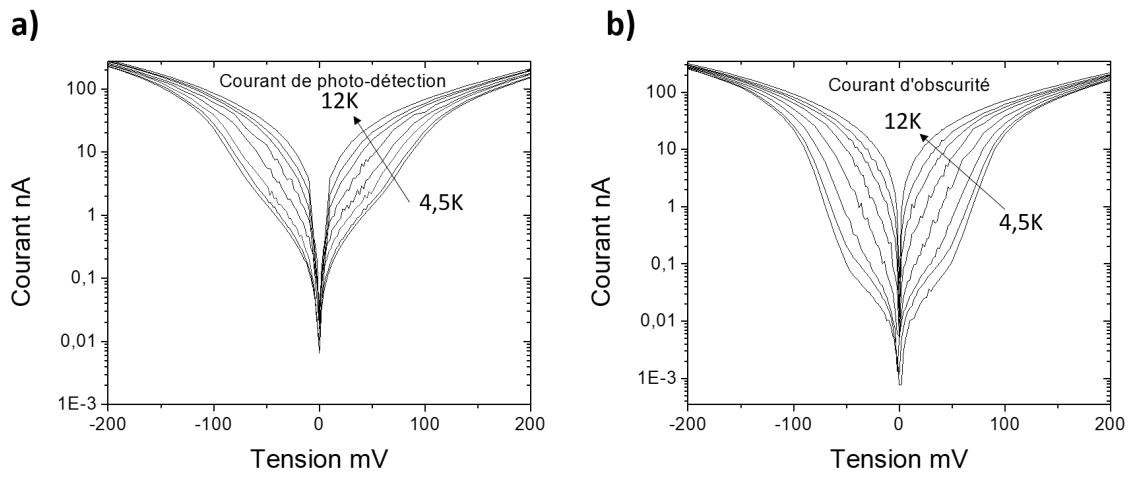


FIGURE 4.14 – Caractéristiques IV des QWIPs à des températures entre 4 K et 12 K dans des conditions d'obscurité et de photo-détection d'un corps noir à 300 K.

est un paramètre important en utilisant la formule suivante :

$$R = \frac{I_{300K} - I_{dark}}{P} \tag{4.1}$$

où P est la puissance sur le détecteur dans la gamme spectrale entre 2.39-3.27 THz pour ce détecteur. Un corps noir qui rayonne à 300 K est utilisé sur la fenêtre du cryostat. La loi de Planck donne une luminance de 0.51 W/(m$^2$sr), avec une gamme de fréquences entre 2.39-3.27 THz, d'après les mesures de photo-détection sur ce LC QWIP (section 4.2.3.2). De plus, le champ de vue est de 48° ce qui donne un angle solide de 0.519 sr. L'aire considérée pour le calcul regroupant les 25 dispositifs est de 175·60 µm$^2$. Il est tout de même intéressant de noter que l'aire effective de la région active n'occupe que 4 % sur toute l'aire de détection. En tout, on arrive à une puissance de 2.8 nW en tenant compte de l'aire totale occupée par l'ensemble du réseau de détecteurs.

La réponse du détecteur va jusqu'à 1.3 A/W ce qui est compatible avec des études similaires sur des détecteurs QWIPs THz [37].

#### 4.2.3.2 Mesures de photo-détection

Les mesures de photo-détection sont effectuées avec la méthode expliquée dans le chapitre 2. Les mesures effectuées dans cette section sont des balayages pas à pas en raison du faible signal sur bruit des détecteurs utilisés.

L'amplificateur bas bruit est utilisé avec une sensibilité de 5 nA/V dans les mesures présentées. Toutes les mesures ont une résolution de 16 cm$^{-1}$ soit 0.48 THz.

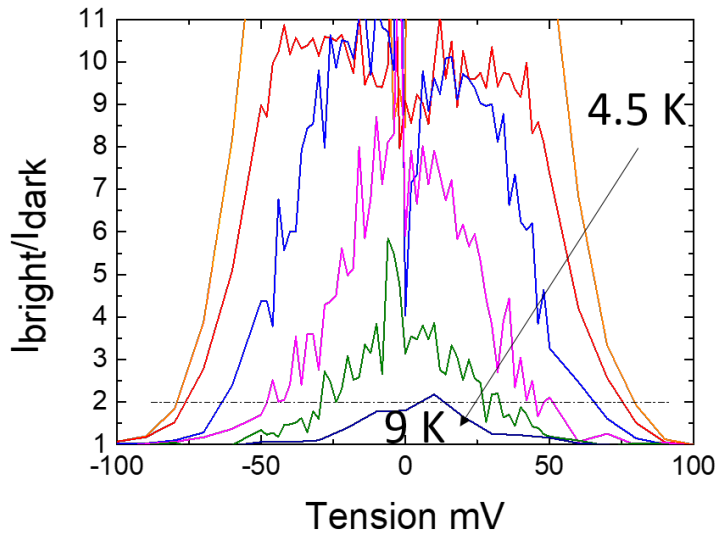


FIGURE 4.15 – Ratio $I_{total}/I_{dark}$ pour les différentes températures entre 4.5 K et 9 K. La ligne horizontale montre le ratio de 2 qui sépare le régime BLIP du régime limité par le courant d'obscurité.

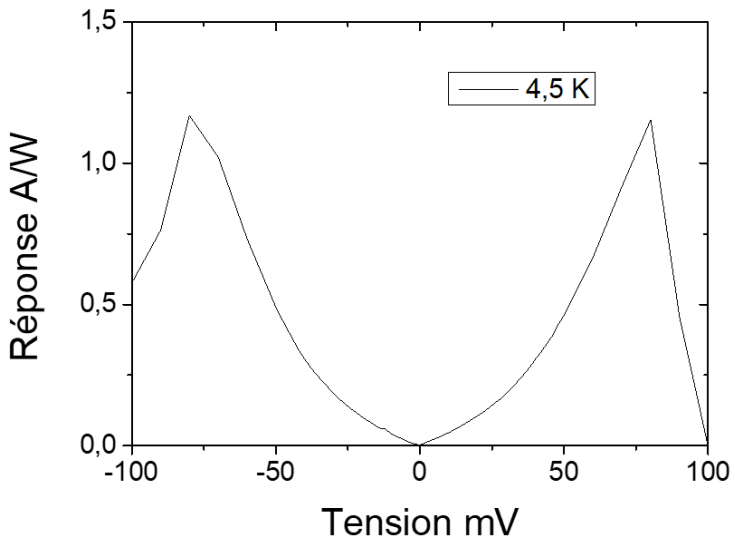


FIGURE 4.16 – Réponse typique d'un détecteur QWIP LC à 4.5 K.

La figure 4.17 a) montre que seule la lumière avec un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de l'antenne couple avec le détecteur LC ce qui prouve qu'on a bien un dipôle magnétique provenant du mode LC. De plus, plus on applique une tension au détecteur (de 0 à 50 mV), plus le photocourant augmente, ce qui est visible dans la Fig. 4.17 b).

Finalement, les photocourants de deux réseaux d'une longueur d'antenne 5 et 7 µm sont comparés dans la Fig. 4.18. La courbe du photocourant pour le réseau avec une longueur d'antenne de 7 µm est décalée vers les basses fréquences de 0.2 THz, comme prévu par la théorie.

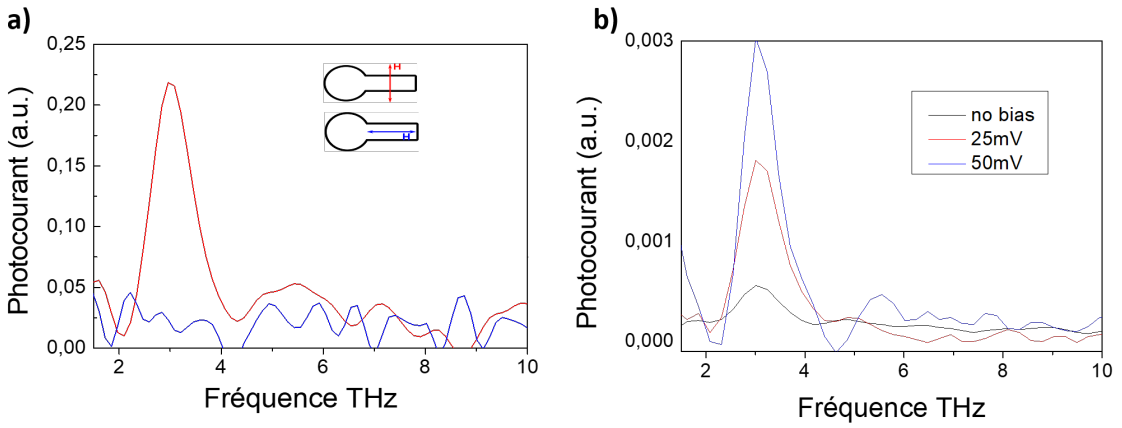


FIGURE 4.17 – a) Photocourant à 4.5 K selon la polarisation de la lumière b) Photocourant à 4.5 K en fonction de la tension appliquée au détecteur.

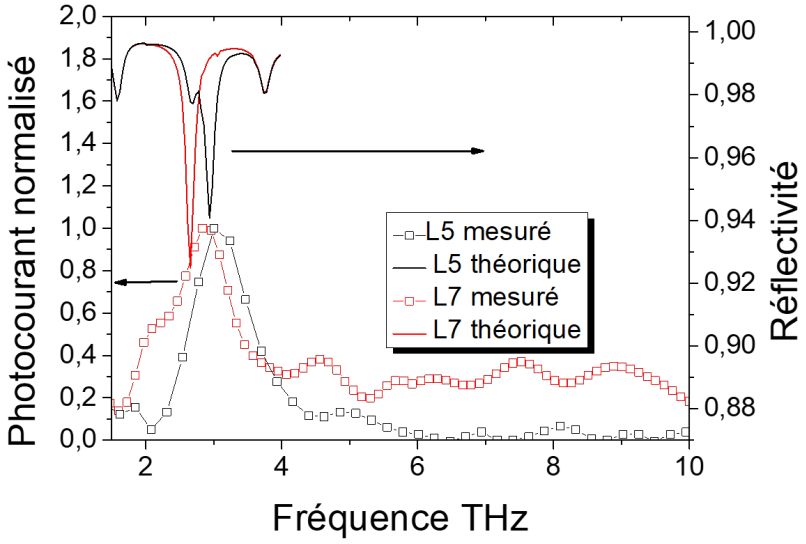


FIGURE 4.18 – Photocourant (à gauche) à 4.5 K avec une tension appliquée au détecteur de 25 mV avec deux réseaux : un avec des longueurs d'antenne à 5 µm et le deuxième à 7 µm. Réflectivité (à droite) pour deux réseaux de même longueur d'antenne (5 et 7 µm) pour la résonance LC théorique obtenue par les simulations numériques.

Quelques commentaires sur ces mesures s'imposent cependant :

I Avec une résolution aussi grande, il est difficile d'affirmer avec certitude un décalage de pic. La difficulté d'obtenir des photocourants avec une meilleure résolution s'explique par le faible signal du photodétecteur.

II Les réseaux étant extrêmement fragiles, il a été impossible de souder un réseau de longueur d'antenne de 9 µm pour vérifier un décalage sur 3 longueurs d'antenne au lieu de 2.

III La mesure avec une longueur d'antenne de 11 µm montre que lorsque la fréquence de résonance LC est fixée à 2.2 THz et donc en dehors de la gamme de détection,

le signal du détecteur n'est plus détectable alors que le dispositif reste fonctionnel électriquement.

Les résultats sont encourageants mais de futurs développements sont nécessaires pour prouver expérimentalement la possibilité d'accorder en fréquence la réponse spectrale d'un LC QWIP THz.

## 4.3 Perspectives sur l'accordabilité en fréquence et la vitesse de détection

### 4.3.1 Troisième génération de QWIPs LC avec l'alumine comme isolant : dispositifs non fonctionnels, mais l'alumine validée comme meilleure solution.

Compte tenu des difficultés de fabrication en utilisant le nitrure de silicium déposé par pulvérisation, j'ai fabriqué une troisième génération de QWIPs en remplaçant l'étape dépôt/gravure du nitrure de silicium par un dépôt d'alumine suivi d'un lift off. Cette génération n'a pas donné de résultats en raison d'une gravure ICP problématique. Elle m'a permis toutefois de vérifier que l'alumine avait de bonnes propriétés isolantes jusqu'à 20 V, comparables au nitrure de silicium et une tenue mécanique qui permettait la microsoudure. Cela explique pour quelles raisons j'ai choisi d'utiliser l'alumine pour les QCLs développés avec la géométrie LC dans la partie 2 de la thèse.

### 4.3.2 Perspectives sur l'augmentation de la vitesse de détection : réalisation de contacts ohmiques

Les perspectives des LC QWIPs proposés résident non seulement dans l'accordabilité de la fréquence de résonance mais également dans la vitesse de détection du dispositif. L'objectif de cette thèse était d'obtenir un QWIP LC combinant accordabilité en fréquence et vitesse ultra rapide. Je vais expliquer dans cette section les études menées pour augmenter la vitesse de détection des QWIPs LC. Dans la continuité de l'étude présentée au chapitre 2 et de l'article [36], un des avantages de la génération de QWIPs proposée est la vitesse de détection qui peut atteindre 3 GHz et théoriquement bien plus. La Fig. 4.19 montre le signal RF possible à extraire en utilisant l'architecture LC présentée dans le chapitre 2.3. La Réf. [36] démontre que les deux facteurs limitant la vitesse de détection sont le contact Schottky à l'interface région active / (Ti/Au) sur le haut du plot et la capacité du plot de contact électrique. Si la nouvelle géométrie LC proposée dans

cette thèse permet l'accordabilité en fréquence, la perspective attendue par la suite est d'augmenter l'extraction du signal RF en rendant le contact ohmique des deux côtés de la région active.

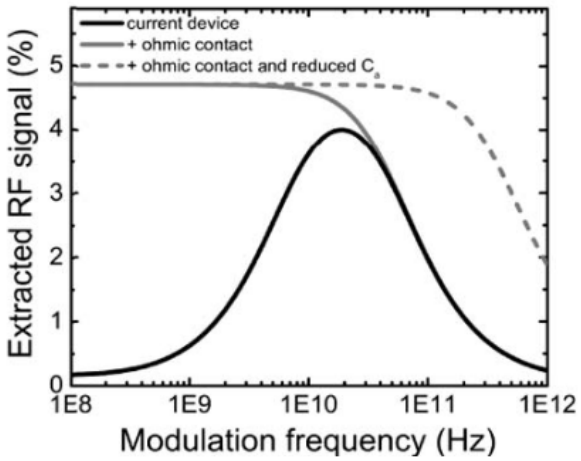


FIGURE 4.19 – Extraction du signal RF en pourcentage par rapport à la fréquence de modulation, avec l'architecture LC et le QWIP développé dans la Réf. [36] (courbe noire), en rajoutant un contact ohmique sur le haut du plot (courbe grise), en rajoutant un contact ohmique sur le haut du plot et en diminuant la capacité du contact qui permet de relier le dispositif à l'électrode (courbe grise en tiret).

Sur le bas de la région active, le contact ohmique est déjà effectué avec un recuit de Pd/Ge de 20/70 nm à 360°C pendant 5 minutes dans un four à recuit rapide avant la thermocompression. Passer d'un contact Schottky sur le haut des plots à un contact ohmique permettrait d'améliorer le signal RF extrait dans les fréquences en dessous de 10 GHz d'après la Fig. 4.19.

Au cours des deux fabrications détaillées dans ce chapitre de QWIPs LC, j'ai montré que la température d'un dépôt pouvait endommager la région active des QWIPs. J'ai donc étudié d'autres types de contacts ohmiques à plus basse température, compatibles avec la fabrication des LC QWIPs THz. En m'inspirant des différents alliages dans la Réf. [97], j'ai choisi de tester deux contacts ohmiques sur du GaAs semi-isolant. L'alliage Pd/Ge étant déjà validé pour le contact du bas, j'ai décidé de rester sur ce type d'alliage : l'alliage Pd/Ge avec des épaisseurs de 50/136 nm recuit à 250°C pendant 30 minutes, et l'alliage Pd/Ge/Au avec des épaisseurs de 10/40/100 nm recuit à 180°C pendant 1 heure. L'intérêt du dernier alliage est de ne pas nécessiter une reprise sur le contact du haut. Ces recuits sont effectués dans une étuve à polymères avec une atmosphère en $N_2$.

### Méthode "Transmission Line Measurement"

Pour étudier ces contacts, une méthode utilisée généralement dans la littérature est la méthode TLM ou "Transmission Line Measurement" (voir Réf. [98] ou [99]). Cette

méthode permet de mesurer la résistivité de contact de l'interface semi-conducteur / alliage métallique en $\Omega \cdot cm^2$. Les résistivités de contact typiques mesurées sont entre $10^{-3}$ et $10^{-8}$ $\Omega \cdot cm^2$. Plus la résistivité de contact est basse, plus le contact ohmique est efficace.

Pour mesurer cette résistivité de contact, j'ai choisi un motif constitué de patchs rectangulaires de l'alliage choisi, séparés d'une longueur de plus en plus grande, sur des galettes de GaAs dopé. On peut voir un exemple dans la Fig. 4.20. Ces échantillons sont ensuite recuits à une température donnée pendant une certaine durée.

L'idée est d'effectuer des caractérisations courant-tension avec une station sous pointes qui utilisera deux pointes, une sur le patch i et l'autre sur le patch i+1 avec i allant de 1 à 5 dans ce cas précis. Des exemples de mesures courant-tension sont donnés dans la Fig. 4.21 pour des patchs rectangulaires de Pd/Ge/Au pour la gamme de tension entre -200 et 200 mV.

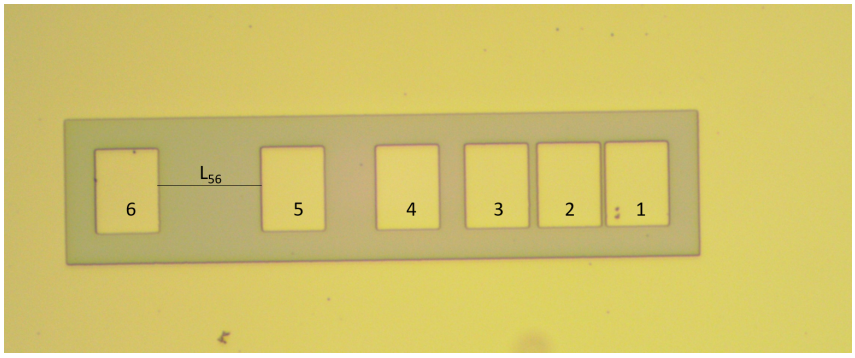


FIGURE 4.20 – Image optique du schéma utilisé pour les mesures TLM (Transmission Line Measurements).

Le principe théorique est le suivant ; la résistance totale entre le contact 1 (patch rectangulaire nommé 1 dans la Fig. 4.20) et le contact 2 est de $R_T$ telle que :

$$R_T = 2R_C + R_{SC} \tag{4.2}$$

où $R_C$ est la résistance de contact entre les interfaces semi-conducteur / alliage qui nous intéresse et $R_{SC}$ la résistance du semi-conducteur entre les deux contacts. La résistance totale est mesurée avec une caractérisation courant-tension telle que montrée dans la Fig. 4.21. La résistance $R_{SC}$ est par définition :

$$R_{SC} = \rho * \frac{L}{S} \tag{4.3}$$

où $\rho$ est la résistivité du semi-conducteur, S la surface du semi-conducteur et L la longueur entre les deux contacts, par exemple nommé $L_{56}$ dans la Fig. 4.20 entre les contacts 5 et 6. Ainsi, en augmentant L de $L_{12}$ = 6 µm à $L_{56}$ = 120 µm, on peut trouver

$R_C$ en effectuant une régression linéaire de la résistance totale par rapport à la longueur entre les contacts pour trouver l'ordonnée à l'origine qui est de $2R_C$.

Le calcul de la résistivité de contact se fait ensuite à partir de la résistance de contact avec cette formule :

$$R_C = \rho_c / S_C \tag{4.4}$$

où $S_C$ est la surface du patch rectangulaire de 100 µm · 70 µm et $\rho_C$ la résistivité du contact.

**Mesures TLM**

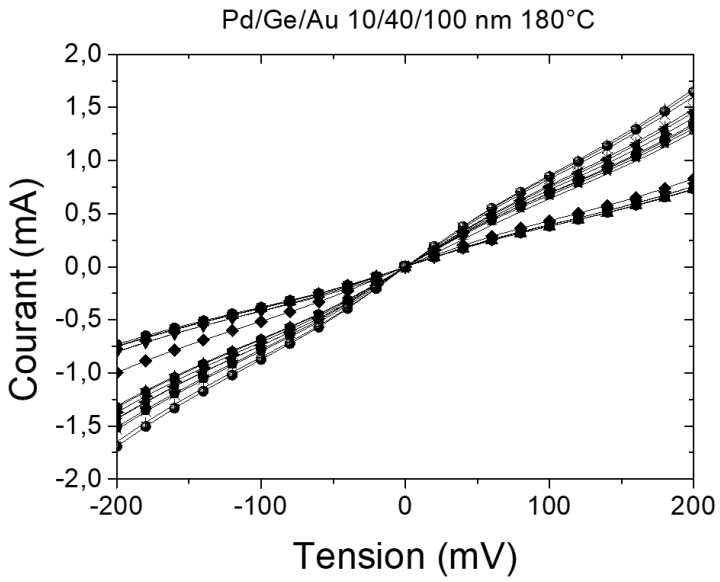


FIGURE 4.21 – Mesures courant-tension en DC à 300 K sur des contacts de Pd/Ge/Au d'épaisseurs 10/40/100 nm recuit à 180°C pendant une heure sur une plaque de GaAs.

La résistance du contact Pd/Ge 50/136 nm (dans la Fig.4.22 c)) recuit pendant 5 minutes à 250°C est de 48 ± 13 kΩ ce qui est très élevé par rapport aux autres contacts. Une des explications est que les contacts de Pd/Ge 50/136 nm s'oxydent facilement et ne sont pas stables contrairement aux autres. Ceci explique également pour quelle raison la régression linéaire pour ce dernier contact possède un coefficient de corrélation de Pearson de 0.59 pour la régression linéaire 1 et de 0.80 pour la régression linéaire 2, qui sont des valeurs assez faibles. La résistance de contact Pd/Ge/Au 10/40/100 nm recuit à 180°C pendant une heure (dans la Fig.4.22 b)) est de 116 ± 11 Ω, ce qui est dix fois plus grand que celle du contact classique Pd/Ge 20/70 nm (dans la Fig.4.22 a)) recuit à 360°C pendant 5 minutes, qui est de 11.24 ± 0.04 Ω. Le bilan de ces mesures dans la Fig. 4.23 nous montre que le contact Pd/Ge à plus basse température a une résistivité de contact très élevée comparée aux ordres de grandeur habituels dans les contacts ohmiques.

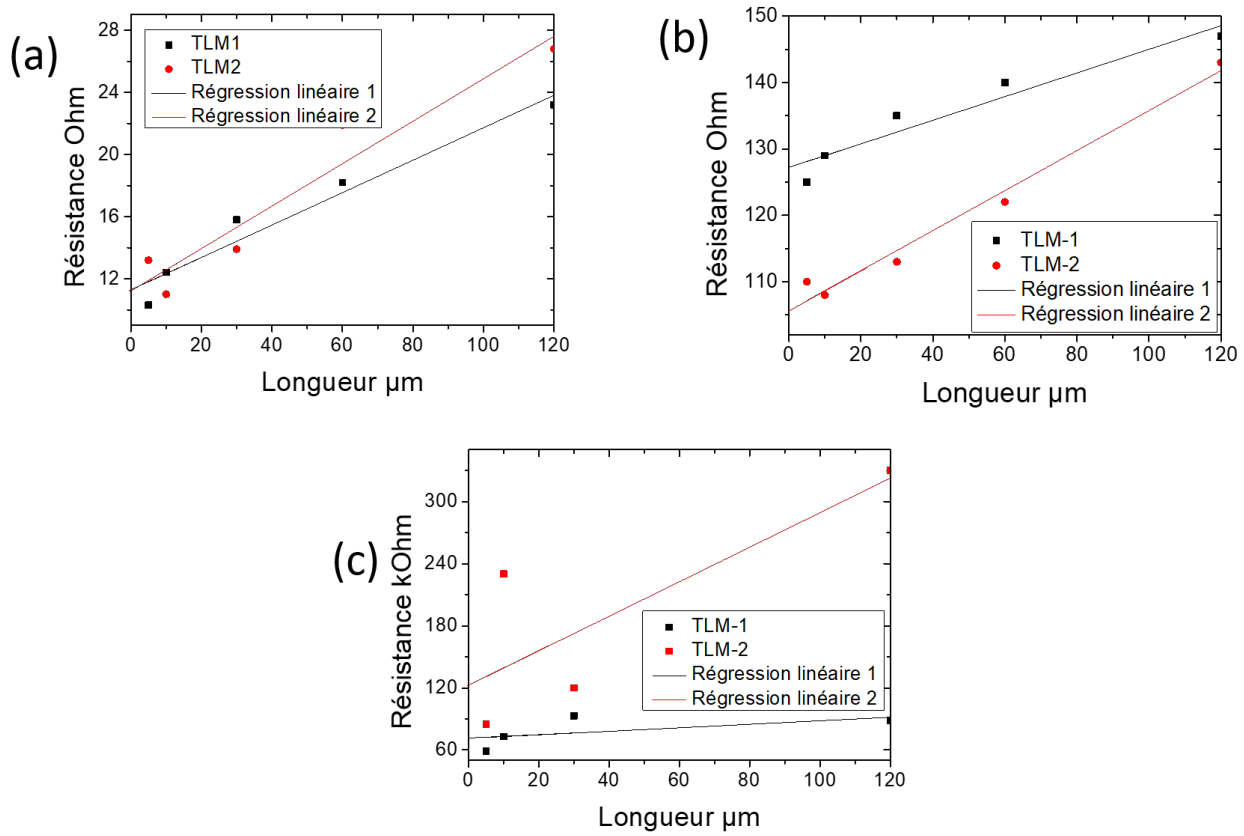


FIGURE 4.22 – Résistance en fonction de la longueur entre les électrodes pour les contacts a) Pd/Ge 20/70 nm recuit pendant 5 minutes à 360°C b) Pd/Ge/Au 10/40/100 nm recuit pendant 1 heure à 180°C c) Pd/Ge 50/136 nm recuit pendant 30 minutes à 250°C.

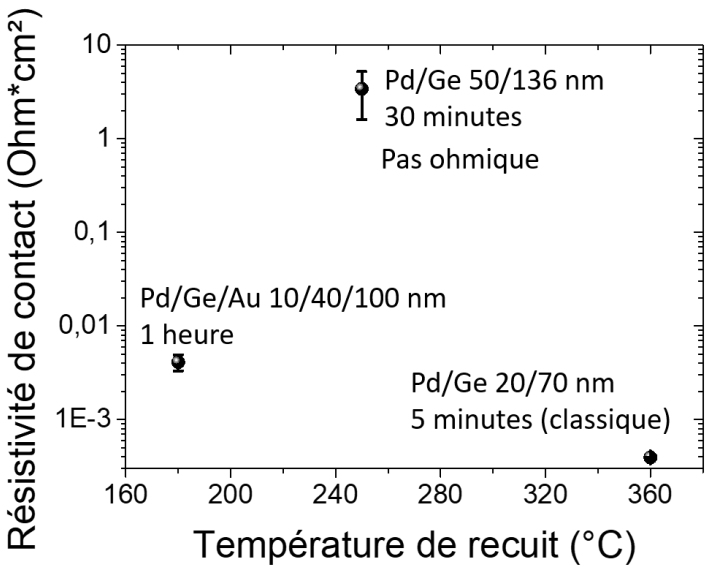


FIGURE 4.23 – Résistivités de contact ($\Omega \cdot cm^2$ ) par rapport aux températures de recuit (°C) pour les trois types de contacts testés.

La résistivité du contact Pd/Ge/Au est de (4.1 ± 0.8 ) $\cdot 10^{-3}\ \Omega \cdot cm^2$ ce qui est dix fois supérieur à la résistivité de contact du Pd/Ge 20/70 nm à 360°C de (3.94 ± 0.02) $\cdot 10^{-4}\ \Omega \cdot cm^2$ mais reste suffisant dans le cadre d'un contact ohmique pour une fabrication QWIP. Ce contact ohmique Pd/Ge/Au possède une température de recuit très faible (180°C) par rapport aux autres contacts ohmiques. De plus, le contact ohmique en or sur le plot permet d'intégrer cette étape sans nécessiter des étapes supplémentaires de lithographie au cours de la fabrication. Il suffit de remplacer le dépôt habituel Ti/Au/Cr 10/100/100 nm par un dépôt Pd/Ge/Au 10/40/100 nm et ajouter uniquement une étape de recuit. Ceci représente une des perspectives d'amélioration sur le travail QWIP LC réalisé dans la gamme du THz.

# Deuxième partie

# Microlasers à cascade quantique

Chapitre 5

# Conception des micro-lasers THz basés sur l'architecture résonateur LC

L'architecture des résonateurs LC a montré des résultats prometteurs sur les QWIPs sub-longueur d'onde. Dans la partie I de la thèse, j'ai pu concevoir un détecteur sub-longueur d'onde de fréquence accordable et les premiers résultats ont corroboré la conception. La prochaine étape du projet est de concevoir un laser à cascade quantique sub-longueur d'onde en utilisant la même architecture LC. Les deux chapitres suivants vont décrire la conception de micro-lasers ainsi que leur réalisation.

## 5.1 Lasers à cascade quantique : paramètres fondamentaux

Un laser à cascade quantique est un laser unipolaire, c'est-à-dire qu'un seul type de porteur est impliqué dans l'effet laser, les électrons. Les transitions radiatives se situent dans la bande de conduction d'une hétérostructure à base de puits quantiques. En termes de transport électronique, dans la structure de bande montrée dans la Fig. 5.1, on peut voir cela comme une succession d'injecteur/transition/extracteur. L'inversion de population se produit entre les niveaux $|3>$ et $|2>$. L'injection vers le niveau 3 est défini par l'efficacité d'injection $\eta_3$ qui représente le ratio entre le courant injecté $J_3$ dans le niveau 3 sur le courant total J provenant de l'injecteur. On suppose $\eta_3$=1. On observe une période de QCL non soumis à une tension dans la Fig. 5.1. Les électrons dans le niveau $|3>$ peuvent se désexciter dans le niveau $|2>$ de façon radiative (caractérisé par un temps de vie $\tau_{32R}$) ou se désexciter de manière autre que radiative (caractérisé par le temps de vie $\tau_{3NR}$). Le

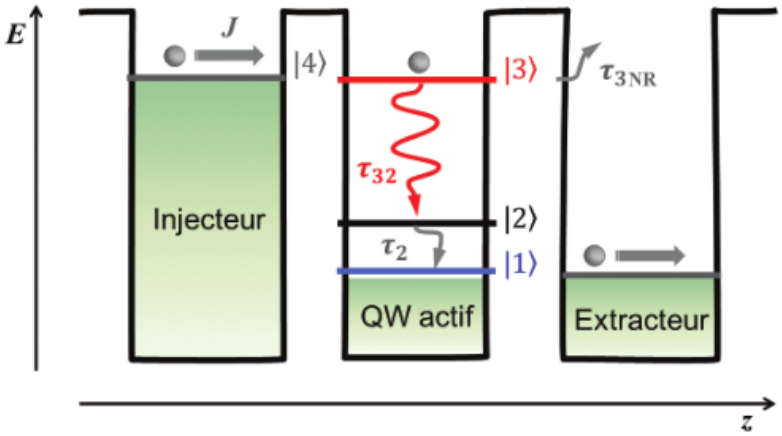


FIGURE 5.1 – Schéma simplifié d'une période de région active de QCL. La transition radiative se situe entre le niveau /3> et le niveau /2>. $\tau_{32R}$ correspond au temps de désexcitation radiative d'un électron du niveau 3 au niveau 2. $\tau_{3NR}$ correspond à tous les mécanismes non radiatifs autres pour désexciter l'électron du niveau 3 vers le niveau 2. $\tau_2$ correspond au temps de vie total du niveau |2>. [2]

temps de vie total du niveau 3 vers le niveau 2 est de :

$$\frac{1}{\tau_{32}} = \frac{1}{\tau_{32R}} + \frac{1}{\tau_{3NR}} \tag{5.1}$$

Les électrons dans le niveau 2 peuvent provenir de la transition 3->2 (radiative ou pas) mais également de l'excitation thermique de l'extracteur ou de l'injection non désirée de l'injecteur. La quantité d'électrons injectés dans le niveau |2> depuis l'injecteur est quantifiée par l'efficacité $\eta_2$ telle que : $\eta_2 = \frac{J_2}{J}$. La quantité d'électrons $n_{2th}$ provenant de l'excitation thermique de l'extracteur vaut :

$$n_{2th} = n_{extr} e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}} \tag{5.2}$$

telle que E est la différence d'énergie entre le niveau |2> et les niveaux de Fermi de l'extracteur et $n_{extr}$ la densité surfacique des électrons dans l'extracteur.

Les équations de population du niveau 2 et du niveau 3 dans une période de région active sont régies par [100] :

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = \frac{J}{e} - \frac{n_3}{\tau_3} - \Gamma_p g_c \frac{c}{n} \Phi_p \Delta n \\ \frac{dn_2}{dt} = \eta_2 \frac{J}{e} + \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2 - n_{2th}}{\tau_2} + \Gamma_p g_c \frac{c}{n} \Phi_p \Delta n \end{cases} \tag{5.3}$$

où $n_3$ et $n_2$ sont les densités électroniques surfaciques des niveaux 3 et 2, $\Delta n$ la différence de densités électroniques entre le niveau 3 et le niveau 2, $\Gamma_p$ le recouvrement du mode laser avec la région active, $g_c$ le gain de la région active, n l'indice du milieu, $\Phi_p$ le flux

de photons par période de région active et par unité de longueur de puits quantique, c la célérité de la lumière, e la charge électrique.

La densité totale de photons $\Phi$ sur l'ensemble des puits quantiques s'écrit :

$$\frac{d\Phi}{dt} = (\Gamma g_c \Delta n - \alpha_{tot})\frac{c}{n}\Phi + \beta_{sp}\frac{n_3}{\tau_{sp}} \tag{5.4}$$

avec $\beta_{sp}$ la probabilité de photons émis en émission spontanée, $\tau_{sp}$ le taux d'émission spontanée des photons et $\alpha_{tot}$ l'ensemble des pertes de la structure et du laser.

Sous le seuil laser en régime stationnaire, d'après les équations 5.3,

$$\Delta n = \frac{J}{e}\left(\tau_3 - \eta_2\tau_2 - \frac{\tau_2\tau_3}{\tau_{32}}\right) - n_{2th} \tag{5.5}$$

Le seuil laser est atteint lorsque cette équation est respectée :

$$\Gamma g_c \Delta n = \alpha_{tot} \tag{5.6}$$

ou de manière équivalente

$$\Gamma G_{RA} = \alpha_{tot} \tag{5.7}$$

avec $G_{RA}$ étant le gain de la région active, ce qui signifie alors que le gain permet de compenser entièrement les pertes du laser.

A ce seuil laser, la densité de courant $J_{th}$ est de (d'après les équations 5.5 et 5.6 ) :

$$J_{th} = \frac{e}{\tau_3 - \eta_2\tau_2 - \frac{\tau_2\tau_3}{\tau_{32}}}\left(\frac{\alpha_{tot}}{\Gamma g_c} + n_{2th}\right) \propto \frac{\alpha_{tot}}{g_c} \tag{5.8}$$

## 5.2 Guides d'ondes pour les QCLs THz

Un des enjeux critiques de la miniaturisation d'un laser est donc l'ingénierie des pertes. Les pertes totales dans un laser, $\alpha_{tot}$, proviennent soit des pertes miroirs $\alpha_m$ soit des pertes du guide d'onde $\alpha_g$ telles que :

$$\alpha_{tot} = \alpha_m + \alpha_g \tag{5.9}$$

Prenons un cas simple d'une cavité Fabry-Pérot [101] : deux miroirs face à face, de réflectivités $R_1$ et $R_2$ et distants d'une longueur L. Entre les deux miroirs se trouve un milieu de gain G et de pertes internes provenant du guide d'onde $\alpha_g$. L'intensité du champ

après un aller-retour dans la région active est de :

$$I(2L) = I(0) \cdot R_1 R_2 \cdot exp(2(G - \alpha_g)L) \cdot exp(j\frac{4\pi nL}{\lambda_0}) \tag{5.10}$$

avec n l'indice du milieu de gain, et $\lambda_0$ la longueur d'onde de la lumière dans le vide.

Cette relation 5.10 pose une condition sur la phase : $exp(j\frac{4\pi nL}{\lambda_0}) = exp(j2\pi) = 1$ et donc sur L qui est égale au minimum à :

$$L = \frac{\lambda_0}{2n} \tag{5.11}$$

On retrouve donc la limite de diffraction pour les lasers qui émettent sur un mode de type Fabry-Pérot. Je réaliserai tout d'abord des micro-lasers sur des modes de type Fabry-Pérot pour comprendre les difficultés liées à la réalisation des micro-lasers, comme étape préliminaire pour la conception des lasers LC qui s'affranchissent des limites de diffraction.

On obtient également à la suite de l'équation 5.10 :

$$1 = R_1 R_2 \cdot exp(2(G - \alpha_g)L) \tag{5.12}$$

ce qui nous ramène à la définition du gain du laser comme étant égal à :

$$G = \alpha_m + \alpha_g \tag{5.13}$$

tel que les pertes miroirs peuvent être exprimées comme :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \tag{5.14}$$

On comprend alors intuitivement un des enjeux de la miniaturisation des lasers puisque les pertes augmentent proportionnellement à l'inverse de la dimension du laser. Ceci est vrai que pour des modes Fabry-Pérot, mais en général, pour aller vers la miniaturisation des lasers, il faut développer des régions actives avec un fort gain.

Une autre manière de définir les pertes, dans le domaine temporel, est de calculer le facteur de qualité Q, défini comme la fraction entre l'énergie stockée dans la cavité résonnante sur la puissance dissipée pendant une période. De manière numérique, cela revient à poser une fréquence complexe, f = Re(f) + j Im(f), dans l'équation de Helmholtz et à définir :

$$Q = \frac{Re(f)}{2Im(f)} \tag{5.15}$$

En supposant un champ électromagnétique monochromatique $\vec{E}$ tel que

$$\vec{E} = \vec{E_o} e^{j\omega t - jkx} \tag{5.16}$$

avec k complexe étant le vecteur d'onde, et $\omega$ la pulsation, on en déduit :

$$\alpha_{total} = \frac{4\pi n Im(f)}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda Q} \tag{5.17}$$

où n est l'indice du milieu et c la vitesse de la lumière. Pour donner un exemple de conversion, des pertes optiques à $\alpha = 20$ cm$^{-1}$ (comme dans les QCLs avec des cavités de type métal-métal) correspondent à un facteur de qualité de 113 à $\lambda = 100$ µm.

Les pertes optiques totales sont la somme des pertes de la région active $\alpha_g$ et des pertes de miroir de la cavité $\alpha_m$, ce qui se traduit aussi en termes de facteur de qualité par $\frac{1}{Q_{tot}} = \frac{1}{Q_g} + \frac{1}{Q_m}$.

## 5.3 Mesures expérimentales de la région active

Comme pour le travail sur la partie I, il est très important de vérifier le bon fonctionnement de la région active. Nous avons choisi d'utiliser un QCL épitaxié par MBE à l'université de Leeds constitué de 85 périodes. L'épaisseur totale de la région active est de 6 µm. Les épaisseurs habituelles des QCLs dans le THz sont de 10/12 µm et donc de l'ordre de $\lambda_0/2n$. Le travail de cette thèse est de construire des dispositifs en dessous de la longueur d'onde. Dans cet esprit, notre équipe a déjà travaillé sur des QCLs d'une épaisseur de plus en plus petite et a démontré que la miniaturisation des QCLs dans ce sens ne pose pas de problèmes en termes d'efficacité et de gain (voir Réfs.[102] [58]). J'ai donc repris une région active de QCLs déjà mesurée dans notre équipe (Réf. [1]) qui s'appelle L1187. Je remets ci-dessous les principaux résultats dans la figure 5.2 concernant cette structure en termes de caractérisation spectrale et de caractérisation tension-courant-intensité lumineuse. Toutes les mesures sont réalisées à 8 K, avec un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR), en régime pulsé (1 % de cycle de fonctionnement). Les lasers mesurés sont des lasers rubans de dimensions 210 x 1010 µm$^2$ et le détecteur utilisé est un détecteur pyroélectrique DTGS, interne au FTIR.

D'après la Fig. 5.2 a), la densité de courant seuil est de 160 A/cm$^2$ et on observe un alignement parasite sur la courbe tension-densité de courant avant le seuil laser, caractéristique des lasers QCLs THz. Le laser fonctionne entre 2.8 et 3.2 THz d'après la Fig. 5.2 b).

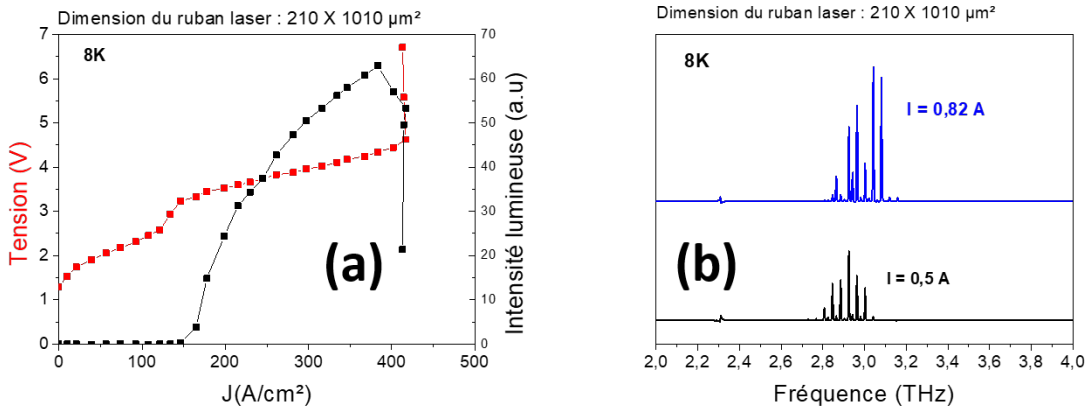


FIGURE 5.2 – a) Caractéristiques tension-densité de courant (en rouge) et signal-densité de courant (en noir) pour un laser ruban de dimensions 210 x 1010 µm² à 8 K en régime pulsé à 1% pour la région active utilisée au cours de cette thèse L1187 b) Spectres d'émission à différents courants à 8 K pour la même structure.

## 5.4 Contexte des micro-lasers

Un des objectifs du projet englobant cette thèse et soutenu par les résultats de la Réf. [1] est de construire un laser ultra compact, sub-longueur d'onde en intégrant l'architecture LC développée dans la partie I de cette thèse.

Les nanolasers sont définis dans la littérature comme des lasers de dimensions proches de la longueur d'onde ou inférieures. Ces nanolasers peuvent permettre l'intégration des lasers à des circuits électroniques qui sont miniaturisés et dont les dimensions sont bien inférieures à la longueur d'onde [103]. Cependant, ils présentent de nombreuses contraintes en termes de confinement, de gain modal et de pertes optiques. En effet, avec la réduction du volume, les pertes miroirs doivent être optimisées en parallèle d'une augmentation du gain de la région active.

L'étude précédente sur les photodétecteurs à puits quantiques nous a montré qu'il est possible de franchir la limite de diffraction et de concevoir des dispositifs à la frontière de l'optique et de l'électronique. Cette architecture LC permet l'injection électrique à travers des dispositifs d'un diamètre de 4 µm pour les QWIPs et peut donc s'adapter à des QCLs.

Dans un cadre plus général, les applications des nanolasers pourraient être nombreuses, de l'intégration aux circuits intégrés, à un laser qui a une vitesse conséquente et une faible dissipation de puissance.

Les différentes manières de réduire la taille des lasers dans le proche infrarouge (1.5 µm) et dans la gamme du visible au cours des dernières dizaines d'années ont été documentées dans l'article [104]. L'étude est résumée dans la figure 5.3. Le carré rouge correspond au QWIP avec une cavité métal-métal construit lors de cette thèse. En termes de dimension

critique, le volume de cette cavité correspond à 1.9 $\times 10^{-5}$ $\lambda_0^3$.

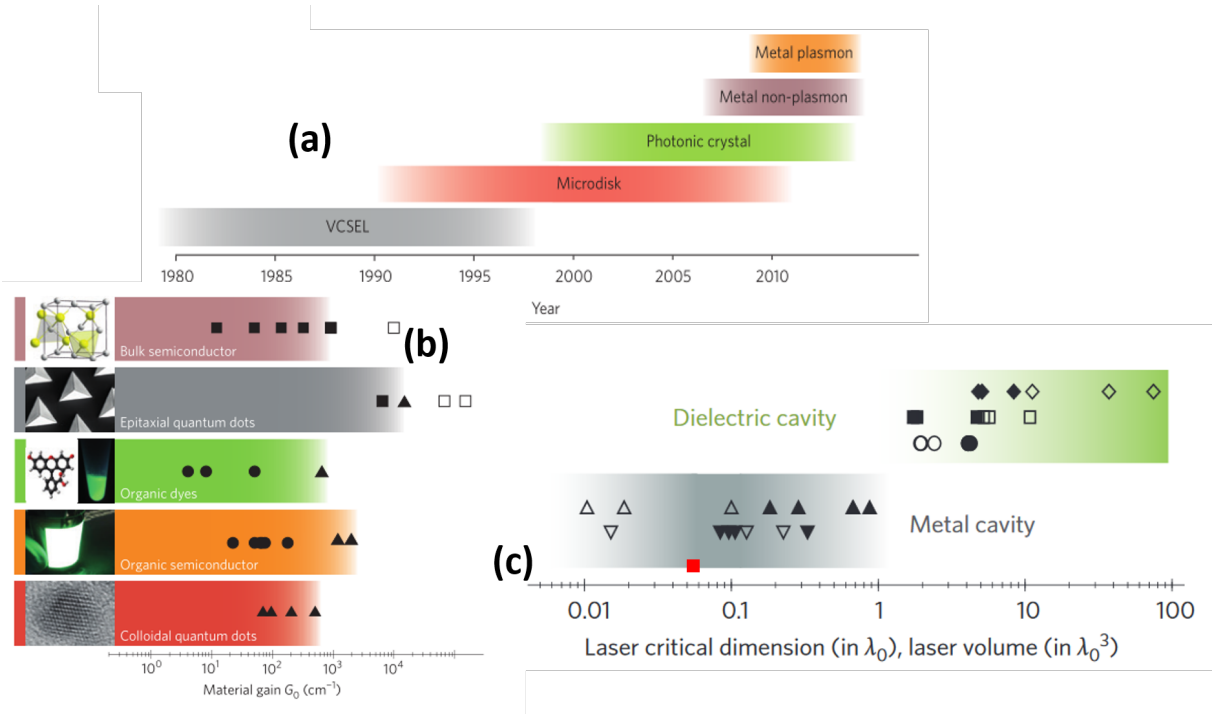


FIGURE 5.3 – Résumé des différentes avancées sur les nanolasers au cours des dernières dizaines d'années a) Les différents nanolasers proposés dans la littérature b) Classification de certains lasers en termes de gain (les symboles creux sont des valeurs de mesures à température cryogénique) c) ou en termes de dimension du laser (les symboles pleins représentent la plus petite dimension du laser par rapport à $\lambda_0$ et les symboles creux le volume du laser par rapport à $\lambda_0^3$). Le carré rouge indique la plus petite dimension (4 µm) des QWIPs LC réalisés dans le chapitre 4 au cours de cette thèse. Les figures sont tirées directement de [104]

Comme on peut le constater dans la Fig. 5.3 a), différentes approches ont été tentées pour construire des nanolasers dans le proche infrarouge depuis les années 1980. Les premiers lasers "petits" sont les diodes lasers à cavités verticales (VCSELs) qui associent deux miroirs de Bragg avec des fortes réflectivités et des pertes de matériaux faibles [105]. Les microdisques [106] utilisent les modes de chuchotement en galerie (également appelés "whispering gallery modes" en anglais), ce qui permet d'obtenir un facteur de qualité très important avec des volumes de région active très faibles. Les lasers à cristaux photoniques sont des lasers qui utilisent la structuration des matériaux pour obtenir de nouvelles propriétés [107]. Les résonateurs métal-métal (Réf. [108]) permettent une miniaturisation optimale grâce aux propriétés de confinement du métal mais les pertes optiques sont grandes en raison de la présence de métal. On peut effectivement se rendre compte avec la Fig. 5.3 c) que le passage d'une cavité diélectrique à une cavité métallique a permis de miniaturiser les cavités à des longueurs très inférieures à la longueur d'onde $\lambda_0$. Les derniers types de cavités utilisées sont les cavités métalliques avec un mode plasmonique autrement appelé les "spasers", qui se basent, par exemple, sur des nanoparticules métalliques [109]

[110]. Ce type de lasers permet d'aller bien en dessous de la longueur d'onde. Dans la Fig. 5.3 b), on observe que différents matériaux avec des gains de régions actives ont pu être utilisés dans le cadre des nanolasers. Ma thèse se situe dans la perspective des épitaxies à puits quantiques, qui se rapproche dans cette figure des "epitaxial quantum dots" dont les gains sont parmi les plus élevés.

Dans la gamme spectrale du THz, on travaille en dehors du régime plasmonique et on s'intéresse plus particulièrement aux cavités métalliques qui permettent à la fois un bon confinement (et donc un haut facteur de qualité Q) et une possibilité de miniaturisation bien plus accrue qu'avec les cavités diélectriques.

Conceptualiser des nanolasers représente un défi scientifique en termes de :

— conception : le gain modal est faible dû au faible confinement dans la cavité avec des cavités sub-longueur d'onde
— en termes de fabrication d'architecture LC : il s'agit de fabriquer un laser de 5 µm de diamètre sur 6 µm d'épaisseur avec une antenne qui ferait une largeur de 3 µm maximum
— en termes de mesures : ce laser devrait avoir une puissance faible (0.12 mW pour notre région active).

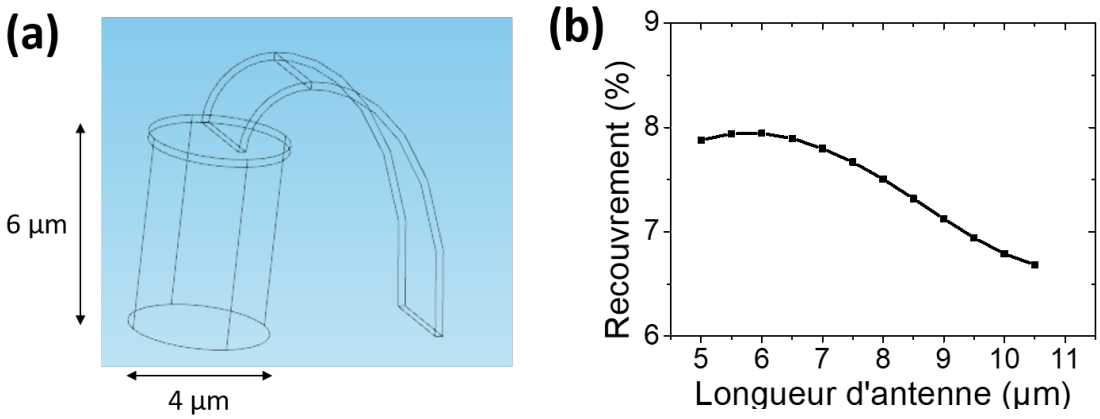


FIGURE 5.4 – a) Schéma d'un laser LC avec une épaisseur de 6 µm déterminée par la région active b) Recouvrement (en %) de la région active en fonction de la taille de l'antenne

Dans la continuité du travail sur les QWIPs, on peut concevoir un laser QCL de type résonateur LC. En prenant un diamètre de 4 µm (voir Fig. 5.4 a) par souci de cohérence avec l'étude précédente, j'ai effectué des simulations numériques par éléments finis sur ces résonateurs. D'après la Fig. 5.4 b), le recouvrement de la région active avec le mode LC est seulement entre 6.5 et 8 % quelle que soit la longueur de l'antenne. Or, de manière générale, les recouvrements permettant un fonctionnement laser optimal dans le THz sont au minimum de 25 %. Par conséquent, il faudrait grandement améliorer le recouvrement avant de songer à réaliser concrètement ces lasers LC. C'est pour cela que cette thèse étudie d'abord les résonateurs sur des modes patch, de diamètres plus grands que le

diamètre du résonateur LC. L'architecture de type LC avec le pont suspendu est toujours utilisée mais l'antenne ne sert cette fois-ci que pour permettre l'injection électrique dans un dispositif petit et non pour permettre un mode LC sub-longueur d'onde.

Le résonateur proposé dans cette thèse est donc un résonateur métal-métal de type patch qui permettra de réduire les tailles du résonateur jusqu'au mode patch fondamental. Je vais expliquer le calcul des modes dans des lasers micro-disques avant de montrer comment ils ont déjà été utilisés dans le THz (Réfs. [111] et [112]).

## 5.5 Conception des lasers micro-disques

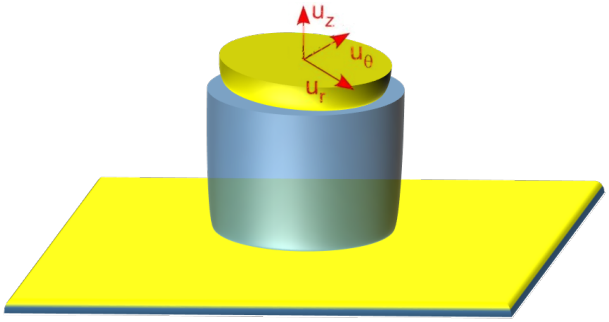


FIGURE 5.5 – Schéma d'un laser micro-disque, concept exploité pour construire des résonateurs métal-métal avec les coordonnées cylindriques utilisées pour le calcul dans cette section

Le schéma d'un micro-disque laser THz en géométrie métal-métal est montré dans la Fig. 5.5. Les équations de Maxwell dans un tel système peuvent être exprimées en géométrie cylindrique en raison de la symétrie circulaire du système par rapport à l'axe (Oz) comme démontré également dans la thèse Réf. [91] :

$$\nabla^2 \vec{E}(r,\theta,z) + \mu_0 \epsilon_0 \omega^2 \epsilon_r(r,\theta,z) \vec{E}(r,\theta,z) = 0 \tag{5.18}$$

avec $\vec{E}$ le champ électromagnétique dans la cavité considérée, $\mu_0$ et $\epsilon_0$ la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique dans le vide, $\epsilon_r$ la permittivité diélectrique relative dans le matériau, et $\omega$ la pulsation du champ électromagnétique considéré comme un champ avec une amplitude sinusoïdale. On suppose le champ électrique nul en dehors de la cavité. Les directions r, $\theta$, z correspondent aux directions respectivement radiale, azimutale et verticale (voir Fig. 5.5). Étant donné la symétrie axiale du problème, l'expression du champ électromagnétique peut être simplifiée par :

$$\vec{E}(r,\theta,z) = e^{iM\theta} \vec{e}(r,z) \tag{5.19}$$

avec M étant un nombre entier qui s'appelle le nombre azimutal et le vecteur $\vec{e}$(r,z) qui

ne dépend plus que des directions r et z. On peut supposer que z est très petit devant la longueur d'onde, ce qui est cohérent car 6 µm (l'épaisseur de la région active) est très petit devant 100 µm (la longueur d'onde du problème), et simplifier à nouveau par [60] :

$$\vec{E}(r,\theta,z) = \vec{E}(r,\theta) = e^{iM\theta}\vec{e}(r)E_0 \tag{5.20}$$

avec $E_0$ la valeur du champ électrique dans la région active selon z. On se retrouve donc avec un problème bidimensionnel dans lequel on peut construire les modes $\mathrm{TM}^z_{NM}$ tels que N correspond au nombre radial et M au nombre azimutal. Le nombre N correspond donc au nombre de lobes dans la direction radiale et 2M au nombre de maxima dans la direction azimutale.

Pour reprendre les micro-disques lasers publiés dans les Réfs. [111] et [112], les diamètres des lasers étudiés dans la Réf. [112] sont de 64/90/190 µm pour des lasers d'émission à 3.6 THz et les diamètres du laser dans la Réf. [111] sont de 55/70/100 µm pour des lasers d'émission à 2.7 THz. Ces lasers sont assez proches de la région active que j'utilise. Si on étudie le mode électromagnétique pour le plus petit laser dans ces deux références, il s'agit du mode $\mathrm{TM}_{14}$. La Fig. 5.6 montre le champ électromagnétique associé à un tel mode.

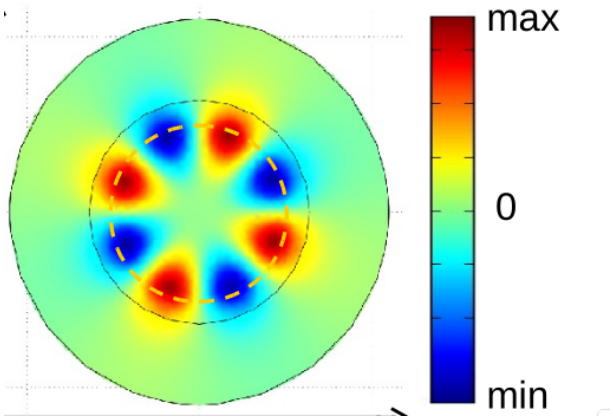


FIGURE 5.6 – Schéma du laser microdisque THz de 55 µm de diamètre vu du dessus avec le champ électromagnétique représenté : la couleur correspond à l'intensité du champ électromagnétique et il s'agit du mode $\mathrm{TM}_{14}$ [112]

D'après la Réf. [60], les fréquences de résonance des modes $\mathrm{TM}_{NM}$ s'expriment comme :

$$(f_r)_{NM0} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}}\frac{\chi'_{NM}}{a} \tag{5.21}$$

avec $\chi_{NM}$ étant les valeurs des zéros de la dérivée de la fonction de Bessel, $\mu$ et $\epsilon$ respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique du milieu

diélectrique, $a$ le rayon du microdisque. Quelques exemples de valeurs de $\chi'_{NM}$ dans l'ordre croissant sont : $\chi'_{11} = 1{,}8412$ , $\chi'_{12} = 3{,}0542$ , $\chi'_{10} = 3{,}8318$ , $\chi'_{13} = 4{,}2012$.

On comprend donc que, pour explorer les dimensions les plus petites avec des modes purement photoniques, il faut atteindre le mode $TM_{11}$.

Je vais donc calculer numériquement les modes pour des lasers microdisques en GaAs/AlGaAs en tenant en compte uniquement des effets des phonons dans un cristal de GaAs avec un logiciel de calcul d'éléments finis. Ceci me permettra de concevoir les dispositifs lasers micro-disques à fabriquer.

Pour donner un exemple plus exhaustif, j'ai calculé l'ensemble des modes jusqu'au mode $TM_{14}$ pour un diamètre de 30 µm dans la Fig. 5.7. Les modes patch ont des fréquences de résonance allant de 1.31 THz jusqu'à 5.28 THz. Il s'agit des modes patch provenant des conditions de bord et de l'équation 5.18. Dans le cadre du mode $TM_{10}$, ce mode patch possède un unique nœud radial et aucun lobe azimutal. Pour caractériser chaque diamètre étudié, je vais sélectionner les modes compatibles avec la région active QCL présentée dans la section 5.3. Si je fais le même calcul de modes avec la présence d'une antenne dans le cadre d'une architecture de type LC, cela rajoute un mode supplémentaire sub-longueur d'onde, qu'on peut appeler $TM_{00}$ si on reprend la nomenclature des modes patch. En ce qui concerne ce mode LC (voir Fig. 5.8), il se trouve à 0.38 THz, assez loin du gain de fonctionnement du QCL. Nous ne prêterons donc pas attention au mode LC pour les QCLs réalisés par la suite.

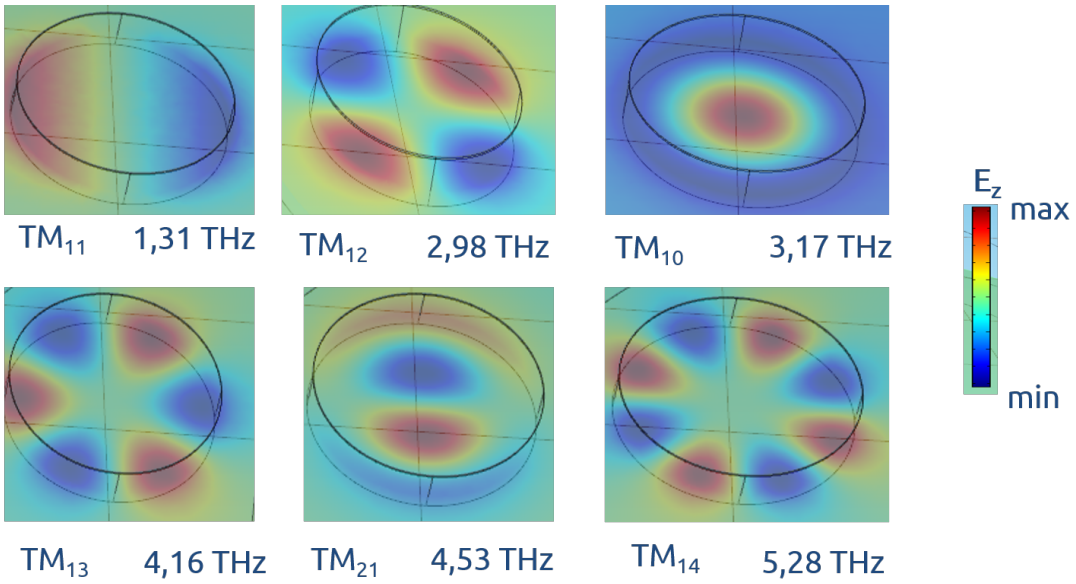


FIGURE 5.7 – Schéma en coupe à travers la région active d'un microdisque de diamètre 30 µm avec la valeur du champ électrique $\vec{E_z}$ représentée en couleur et la valeur de la fréquence de résonance pour chaque mode patch de $TM_{11}$ jusqu'à $TM_{14}$ .

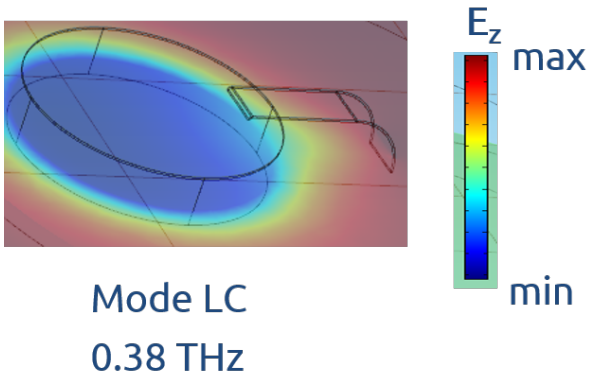


FIGURE 5.8 – Schéma en coupe à travers la région active d'un dispositif QCL microdisque avec une antenne de diamètre 30 µm avec la valeur du champ électrique $\vec{E_z}$ représentée en couleur et la valeur de la fréquence de résonance pour le mode LC .

## 5.6 Calcul numérique des lasers micro-disques

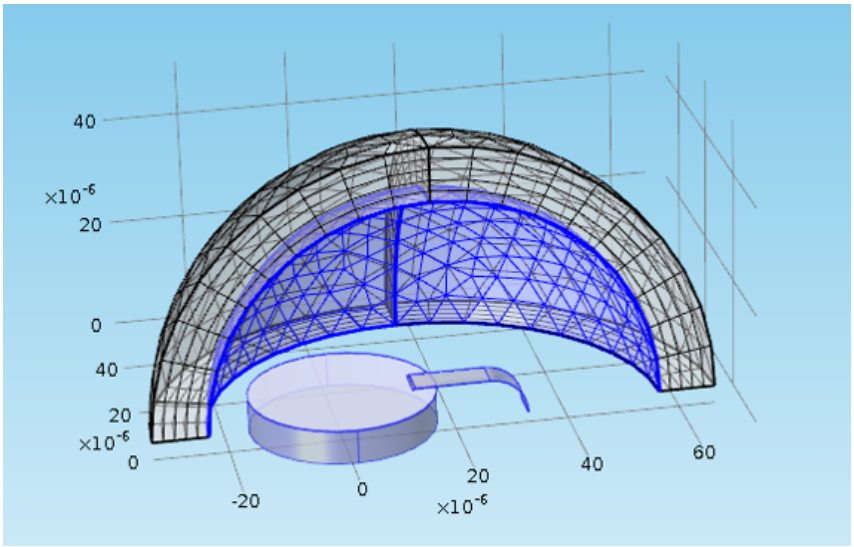


FIGURE 5.9 – Schéma en coupe d'une simulation par éléments finis en modes propres avec le dispositif (patch circulaire lié par une antenne) au centre d'une demi-sphère maillée qui sert de Perfectly Matched Layers c'est-à-dire qui simule un espace infini.

Les simulations numériques par éléments finis permettent d'estimer avec précision les différentes fréquences de résonance et les différents modes. Dans le cadre de cette thèse et de la fabrication des lasers, l'injection électrique à travers ces petits dispositifs sera permise par la fabrication d'une antenne qui fera le pont vers des structures de contacts électroniques plus grandes. Pour les modes patchs, cette architecture de type LC a un effet petit sur la fréquence de résonance, mais non négligeable.

Le principe des simulations à éléments finis a déjà été présenté au chapitre 3.2.2 dans le cadre de simulations en fréquence. Si le module RF est toujours utilisé dans

ce chapitre, il ne s'agit plus de simulations en fréquence (c'est-à-dire en changeant la fréquence) mais de simulations en mode propre ("eigenfrequency" en anglais). L'idée est de résoudre l'équation de Helmholtz en recherchant les modes propres du système autour d'une certaine fréquence donnée. Lorsque les constantes diélectriques des matériaux sont complexes, les fréquences également complexes trouvées permettent de calculer les pertes du mode optique avec la formule déjà donnée (voir l'équation 5.17) et de les convertir aussi en facteur de qualité de manière équivalente.

Concrètement, j'ai choisi d'étudier un dispositif laser dans un hémisphère, comme présenté dans la Fig. 5.9. L'espace infini est représenté par un système de Perfectly Matched Layer ou PML. On utilise un domaine de simulation fini pour calculer numériquement les modes mais la cavité se trouve dans un espace infini. Les PML sont des domaines non réfléchissants associés à une permittivité et une perméabilité complexes et anisotropes qui permettent de simuler une cavité dans un espace infini. Le bas du dispositif et de l'hémisphère sont caractérisés par des PECs (Perfect Electric Conductor) tels que toute la lumière est réfléchie dessus sans perte, comme décrit au chapitre 3.2.2. Les régions actives de lasers ont une bande de gain entre 2.8 et 3.2 THz. Les simulations changeront le diamètre d du patch circulaire de 50 à 15 µm et à chaque diamètre, je cherche les modes propres proches de la gamme de fréquences de fonctionnement du laser.

### d=50 µm : Modes $TM_{21}$ et $TM_{14}$

Les lasers les plus grands conçus, mesurés et fabriqués au cours de cette thèse sont des lasers de 50 µm de diamètre. Deux modes distincts sont présents dans cette cavité autour de 3 THz comme vus dans la figure 5.10, les modes $TM_{21}$ et $TM_{14}$. Les simulations sont faites uniquement en représentant une cavité patch et une architecture d'antenne. Comme vue dans la partie I, l'architecture LC présentée possède un court-circuit intrinsèque que j'ai choisi d'éviter en déposant un isolant entre l'antenne et le plan de masse. J'ai négligé dans ce contexte l'apport de l'isolation aux modes optiques de la cavité patch.

Pour le diamètre 50 µm, les modes restent les mêmes avec ou sans antenne et les deux modes symétriques $TM_{21}$ restent à la même fréquence (voir Fig. 5.10 a) et b) ).

Les différents paramètres (pertes optiques totales et facteur de qualité total) pour ces modes sont donnés dans le tableau ci-dessous.

| Modes | Fréquence THz | Pertes ($cm^{-1}$) | Facteur de qualité Q |
|---|---|---|---|
| $TM_{21}$ | 2.76 | 42.62 | 49.64 |
| $TM_{14}$ | 3.17 | 11.67 | 208.28 |

En-dessous de d = 50 µm, la figure 5.11 montre les modes existants autour de 3

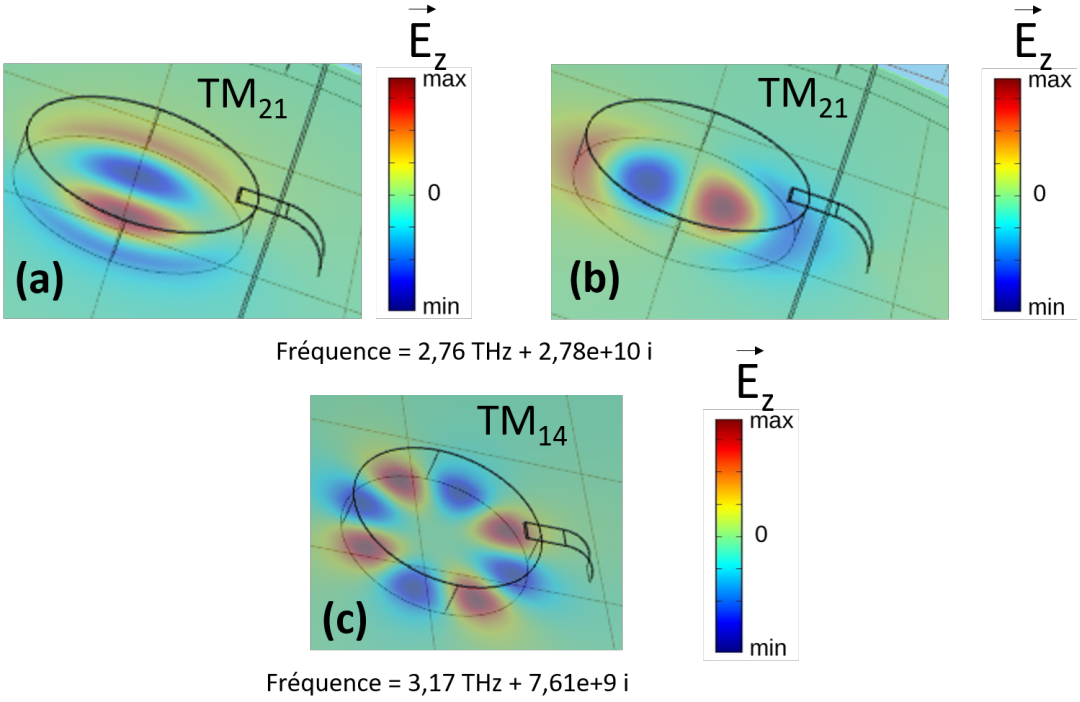


FIGURE 5.10 – Schéma en coupe à travers la région active (et parallèle au plan de masse) des dispositifs QCLs microdisques de diamètre 50 µm avec la valeur du champ électrique représentée par les mêmes couleurs que la Fig. 5.6. a) et b) Modes symétriques $TM_{21}$ avec les parties réelle et imaginaire de la fréquence de résonance en dessous. c) Mode $TM_{14}$ avec les mêmes informations.

THz pour des patchs (sans antenne) de diamètre entre 15 et 33 µm. Les deux zones intéressantes de cette figure sont les diamètres entre 29 et 33 µm qui permettent d'explorer les modes $TM_{10}$ et $TM_{12}$ et les diamètres entre 17-19 µm qui permettent d'explorer le mode fondamental dipolaire ($TM_{11}$).

## d=30 µm : Modes $TM_{12}$ et $TM_{10}$

J'ai donc choisi de me focaliser sur le diamètre de 30 µm et de faire des simulations numériques en incluant l'antenne de contact. La Fig. 5.12 montre que, dans le cas du mode $TM_{10}$, l'antenne décale la résonance vers les hautes fréquences. Pour le mode $TM_{12}$ (aussi appelé mode quadripolaire), on observe une levée de dégénérescence après ajout d'une antenne ainsi qu'un décalage vers le bleu.

Les valeurs et la répartition du champ électrique pour chaque mode sont montrées dans la Fig. 5.13.

Les différents paramètres pour ces modes sont donnés dans le tableau ci-dessous. On remarque que le facteur de qualité des modes a diminué de moitié par rapport à des cavités de 50 µm.

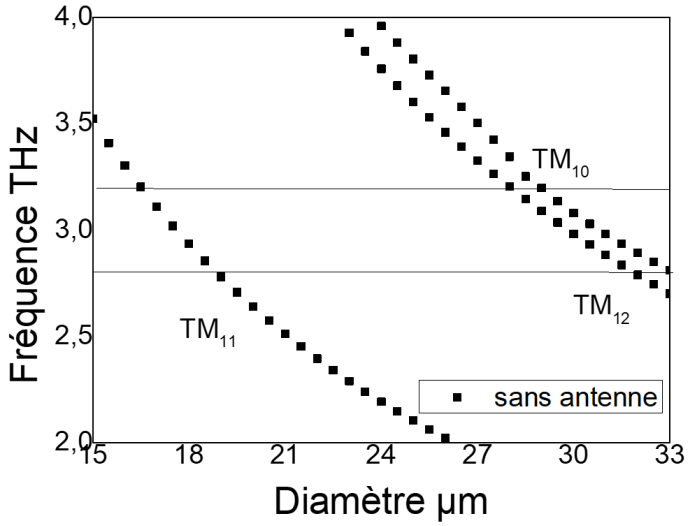


FIGURE 5.11 – Fréquences de résonance d'un patch circulaire, en fonction du diamètre du résonateur, simulées numériquement. Les lignes horizontales symbolisent la courbe de gain de la région active entre 2.8-3.2 THz. Les simulations ont été réalisées sur un patch sans antenne.

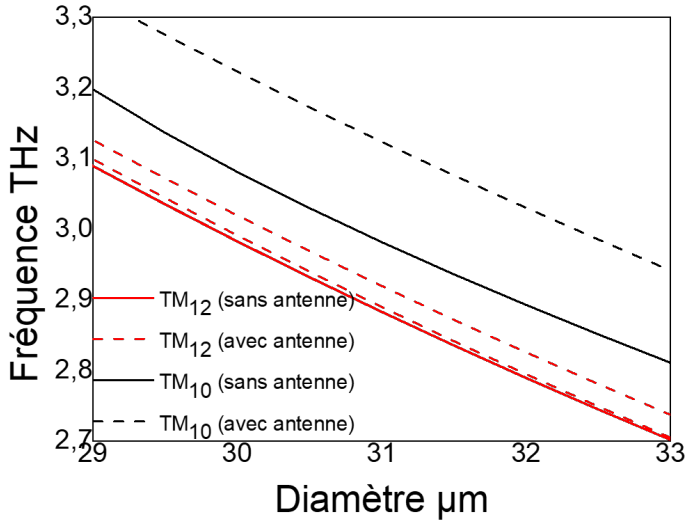


FIGURE 5.12 – Fréquences de résonance, en fonction du diamètre du résonateur (29-33 µm), simulées numériquement avec ou sans antenne. Les lignes droites symbolisent les simulations sans antenne et les lignes hachées avec antenne.

| Modes | Fréquence THz | Pertes ($cm^{-1}$) | Facteur de qualité Q |
|---|---|---|---|
| $TM_{12}$ | 2.99 | 25.60 | 89.52 |
| $TM_{12}$ | 3.02 | 24.99 | 92.64 |
| $TM_{10}$ | 3.22 | 93.98 | 26.26 |

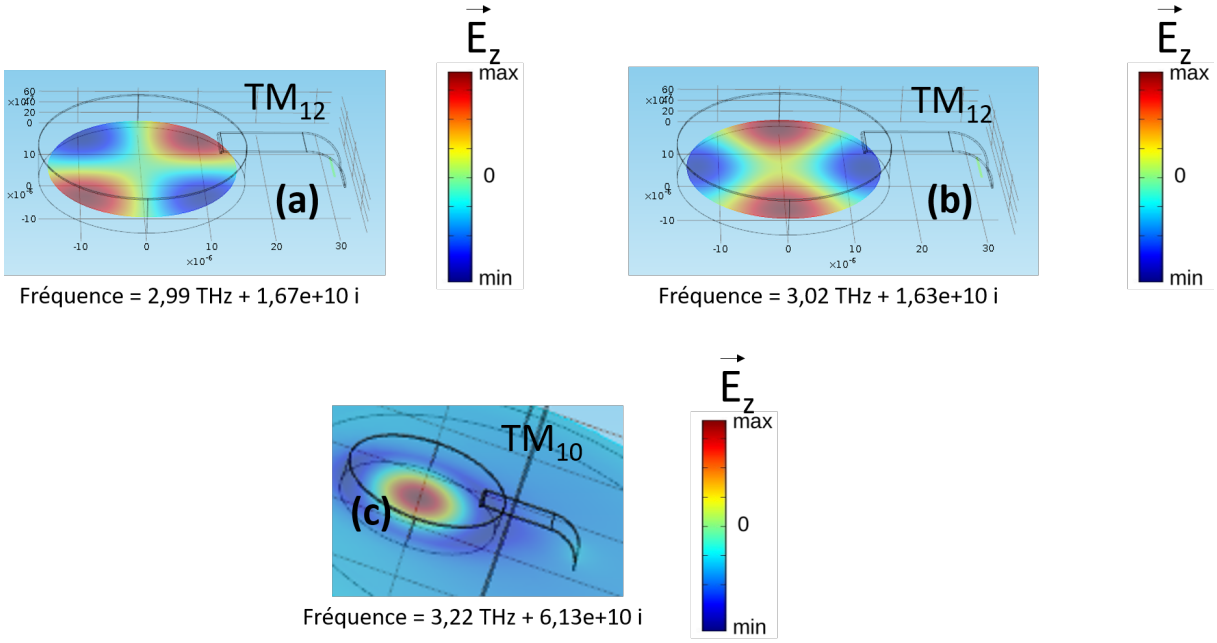


FIGURE 5.13 – Schéma en coupe à travers la région active (et parallèle au plan de masse) des dispositifs QCLs microdisques de diamètre 30 µm avec la valeur du champ électromagnétique représentée par les mêmes couleurs que la Fig. 5.6. a) et b) Modes $TM_{12}$ avec les parties réelle et imaginaire de la fréquence de résonance. On observe une levée de dégénérescence puisque les deux modes symétriques n'ont plus la même fréquence de résonance. c) Mode $TM_{10}$ avec les mêmes informations.

## d=18 µm : Mode $TM_{11}$

La figure 5.14 montre l'influence de l'antenne sur le mode dipolaire fondamental. Comme pour le mode quadripolaire, on observe une levée de dégénérescence. La distribution du champ électrique est montrée dans la Fig. 5.15 ainsi que sa valeur. D'après la figure 5.14, le diamètre le plus adapté pour laser sur un mode $TM_{11}$ (le mode fondamental) est entre 16.5 et 19 µm. Par conséquent, les calculs suivants seront faits sur le patch à 18 µm pour optimiser le mode. Les différents paramètres pour les modes d'une cavité patch de 18 µm sont :

| Modes | Fréquence THz | Pertes ($cm^{-1}$) | Facteur de qualité Q |
|---|---|---|---|
| $TM_{11}$ | 2.93 | 57.34 | 39.17 |
| $TM_{11}$ | 3.06 | 46.76 | 50.16 |

Ainsi, la simulation numérique montre que l'antenne, qui n'est pourtant qu'un contact, affecte suffisamment le mode pour devoir la prendre en compte. De plus, on trouve que pour obtenir un laser sur le premier mode fondamental, le diamètre est de l'ordre de 16,5-20 $\mu$m et de l'ordre de 28-33 $\mu$m pour le deuxième mode. L'étape suivante va consister à mener la fabrication de ces dispositifs.

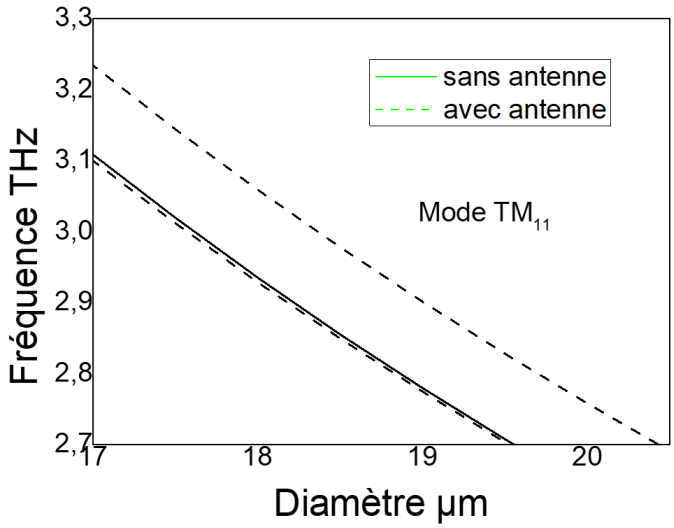


FIGURE 5.14 – Fréquences de résonance, en fonction du diamètre du résonateur (17-20.5 µm), simulées numériquement avec ou sans antenne. Les lignes rouges symbolisent les simulations sans antenne et les lignes vertes avec antenne.

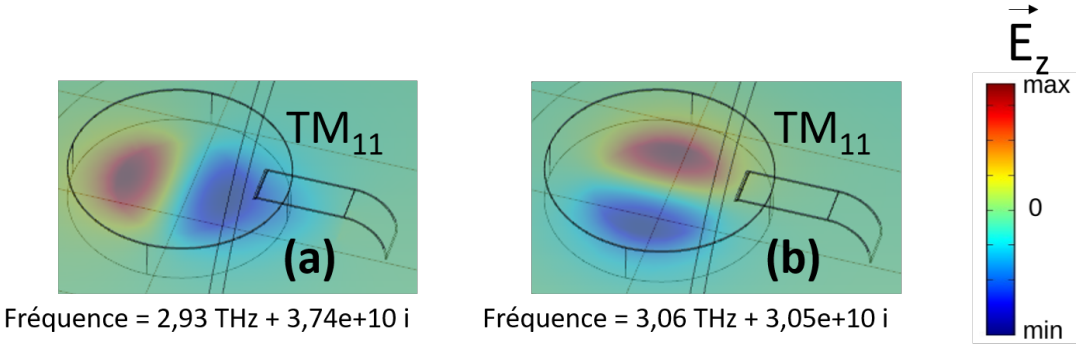


FIGURE 5.15 – Schéma en coupe à travers la région active (et parallèle au plan de masse) des dispositifs QCLs microdisques de diamètre 18 µm avec la valeur du champ électromagnétique représentée par les mêmes couleurs que la Fig. 5.6. a) et b) Modes symétriques $TM_{11}$ avec les parties réelle et imaginaire de la fréquence de résonance, la fréquence de résonance n'est pas la même après levée de dégénérescence.

Chapitre 6

# Fabrication et mesures

## 6.1 Fabrication des dispositifs en salle blanche : Spécificité des lasers THz LC

L'architecture LC peut s'intégrer aux QCLs d'après l'étude du chapitre 5 au niveau théorique. Au niveau fabrication, les QCLs présentaient un problème que cette thèse s'est appliquée à résoudre. Les QCLs THz sont en général d'une épaisseur épitaxiée de 10/15 µm. Une étude préliminaire effectuée dans notre équipe avait déterminé que réduire la région active d'un QCL jusqu'à 6 µm ne réduisait pas de manière significative les performances du QCL (Réf. [91]).

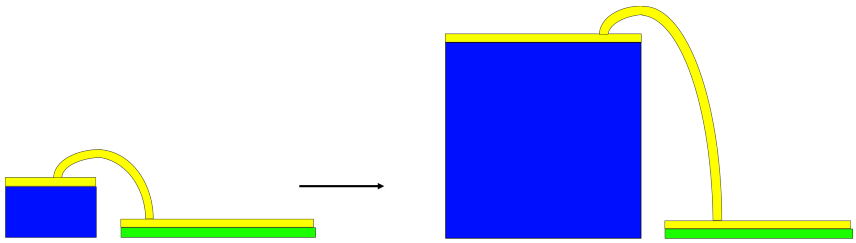

FIGURE 6.1 – Schéma du ratio d'aspect pour passer des QWIPs aux QCLs avec la même architecture : le jaune représente l'or, le vert l'isolant et le bleu la région active. Le premier schéma est un schéma du dispositif des QWIPs avec une épaisseur de 1.5 µm. Le deuxième schéma représente un dispositif de QCLs de 6 µm avec la même épaisseur d'isolation et la même architecture.

Dans le cadre de cette thèse, les épitaxies utilisées sont de 6 µm, et proviennent d'épitaxies de Leeds faites en MBE [54]. Ainsi, fabriquer un pont suspendu de 1.5 µm (dans le cadre des QWIPs) ou de 6 µm (dans le cadre des QCLs) n'est pas équivalent au niveau des résines utilisées puisque l'antenne doit être 4 fois plus haute. De plus, déposer une isolation de 300 nm et un contact de 300 nm également sur une surface par lift off avec

déjà des plots de 6 µm sur cette même surface s'est avéré un défi (voir la Fig. 6.1 pour comprendre ce défi).

### 6.1.1 Gravure du GaAs

L'étape de gravure ICP pour les QWIPs était effectuée en utilisant un masque métallique en Cr (de 100nm) qui permettait à la fois de graver 1.5 µm de région active tout en évitant le micromasquage sur la surface du bas. Même si les flancs n'étaient pas parfaits, la recette utilisée en ICP-RIE suffisait pour cette application. Cette recette est composée de 40 sccm de $BCl_3$, 1 sccm de $Cl_2$, d'une pression dans la chambre de 20 mTorr, et d'une puissance de 200 W au niveau de la bobine et 800 W au niveau du support. Cette recette a d'abord été testée pour des plots de 4 µm de diamètre avec une région active de QCL. Les flancs sont très rugueux et la recette nécessite une amélioration pour pouvoir adapter le processus QWIP au processus QCL (voir Fig. 6.2). La suite des tests a été effectuée en utilisant systématiquement du GaAs semi-isolant dans un souci de coût technologique. Les tests sur GaAs et sur hétérostructure se sont révélés identiques au niveau des caractéristiques. Dans la Fig. 6.3, la même recette a été utilisée sur du GaAs semi-isolant dans le but de comparer deux masques métalliques différents : Au de 300 nm d'épaisseur, Cr de 150 nm d'épaisseur. On remarque que les flancs sont fortement sur-gravés sur les côtés avec les deux masques. La gravure avec masque Cr permet tout de même une bien meilleure passivation et moins de sur-gravure.

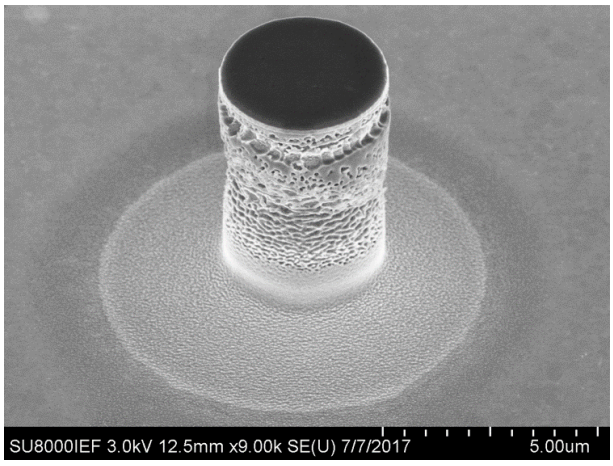


FIGURE 6.2 – Gravure de 6 µm de région active de QCL avec un masque métallique de 10/100/150 nm de Ti/Au/Cr. Gravure de 5 minutes dans la ICP-RIE avec la recette utilisée pour la fabrication des QWIPs dans la section 4.1.1.

Une étude a été menée dans notre équipe sur l'amélioration du procédé de gravure dans la Réf. [113] en utilisant un masque épais de résine (AZ9230). La nouvelle recette consiste en un mélange de 50 sccm de $BCl_3$, 2.5 sccm de $Cl_2$, 3 sccm de $N_2$, 5 sccm de Ar, une pression de 10 mTorr et des puissances de 100 W pour la bobine et 800 W pour le

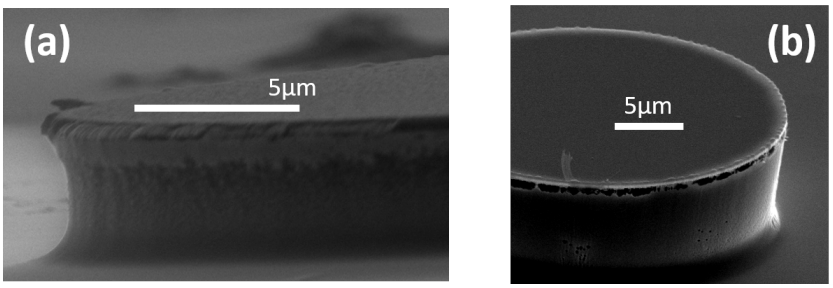


FIGURE 6.3 – Gravure de 6 µm de GaAs semi-isolant avec un masque métallique a) en Au (300 nm) b) en Cr (150 nm).

support. La principale différence entre les deux recettes réside dans l'ajout de gaz neutres comme l'Ar et le $N_2$ qui permettent de passiver les flancs tout en évitant le micromasquage dû à une atmosphère dans la chambre riche en $BCl_3$. Un essai en utilisant directement cette technique s'est montré infructueux, on peut voir le résultat Fig. 6.4. Si les flancs sont parfaitement verticaux et si la sur-gravure est minime par rapport à la technique précédente, deux soucis majeurs empêchent cette méthode d'être utilisée telle quelle dans le processus QCL que j'ai élaboré.

Tout d'abord, la résine utilisée (AZ9260) adhère extrêmement bien à l'Au (avec l'aide du promoteur d'adhérence HMDS) et ne s'enlève que par des techniques agressives, comme l'utilisation du technistrip P1316, qui peuvent graver l'or présent dans la surface du bas. De plus, la gravure par la résine nécessite un alignement d'un cercle de résine plus grand que le plot, pour protéger le dessus du plot. Par conséquent, on a une marche entre le cercle de GaAs et celui d'or qui est visible dans la Fig. 6.4. Ceci pose des problèmes pour fabriquer l'échafaudage dans l'étape de l'antenne.

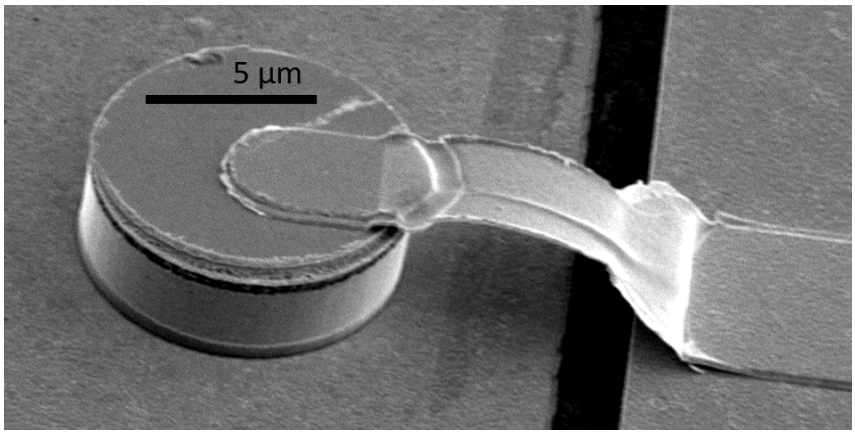


FIGURE 6.4 – Image MEB d'un dispositif QCL utilisant la gravure développée par notre équipe avec un masque résine. Le haut du plot possède une marche entre le cercle en or et le cercle en GaAs. On observe également des traces de résine à côté de l'antenne.

Il a donc fallu optimiser la gravure du GaAs dans le cadre strict d'un masque métallique tout en choisissant quel masque métallique utiliser entre le chrome et l'or. L'or permet

d'obtenir une meilleure adhésion pour l'étape d'évaporation/lift off de l'antenne et le chrome est un matériau plus dur et déjà utilisé dans le cadre du processus précédent sur les QWIPs. En termes de propriété pour les deux métaux (Réf. [114]), les modules de Young pour l'Au et le Cr sont respectivement de 75 GPa et de 289 GPa. Les photos des deux gravures avec les masques Au et Cr en utilisant du GaAs semi-isolant sont montrées dans la Fig. 6.5. Les masques choisis pour les essais sont de 10/250 nm de Ti/Au pour le masque d'or et de 10/100/150 de Ti/Au/Cr pour le masque de chrome.

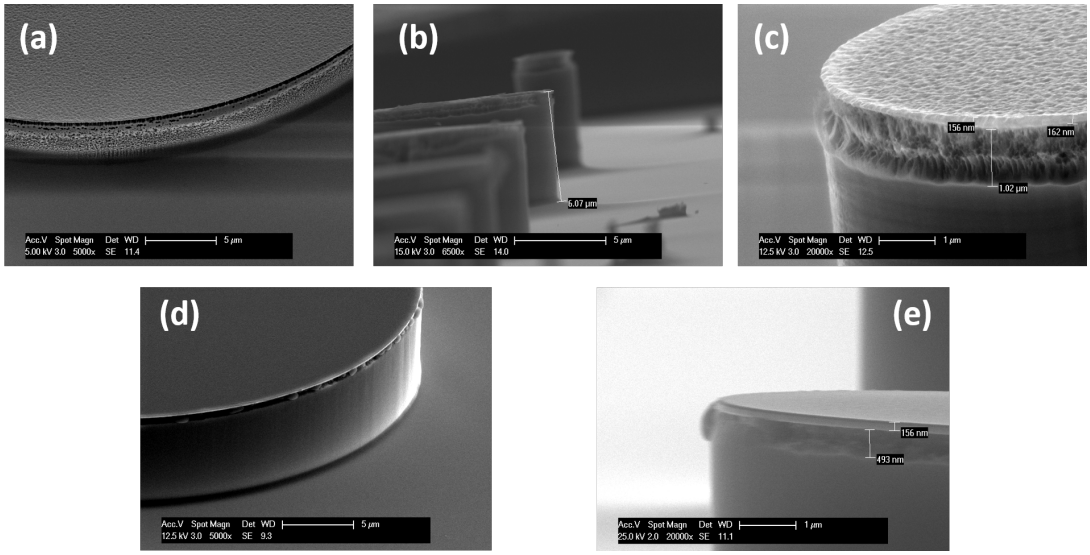


FIGURE 6.5 – Gravure de 6 µm de GaAs semi-isolant pendant 5 minutes en ICP DRIE avec un masque métallique a-b-c) en Au d-e) en Cr en utilisant la nouvelle technique développée dans notre équipe.

Il est donc possible à travers ces figures et les données de fabrication de comparer les gravures avec un masque d'or et un masque de chrome. En termes de vitesse de gravure du masque, elle est de 0.05 µm/min pour l'or et de 0.025 µm/min pour le chrome. La sélectivité est alors deux fois plus grande pour le chrome (60) que pour l'or (30). Dans le cadre des deux métaux, on observe une gravure parfaitement droite. Cependant, les flancs de la gravure avec l'or présentent de nombreuses irrégularités et une surface beaucoup plus rugueuse que pour la gravure avec du Cr. De plus, l'or est un métal mou contrairement au chrome ce qui explique dans la Fig. 6.5 c) les aspérités sur l'or attaqué par les ions $BCl_3$ et $Cl_2$. Tout porterait à choisir le chrome pour la gravure dans le cadre des QCLs.

Un point important du processus de fabrication avec une étape d'isolation m'a poussée cependant au cours de cette thèse à préférer l'or comme masque métallique en augmentant de beaucoup son épaisseur car la gravure du masque est plus rapide pour l'or que pour le chrome. En effet, pour déposer une isolation utile sur l'échantillon, il faut une surface du bas sans aucun micromasquage. Or, le chrome étant beaucoup plus dur que l'or, il est possible d'avoir du micromasquage sur certains endroits malgré l'amélioration conséquente de cette recette. Par conséquent, l'utilisation de l'or permet de s'affranchir de ce problème.

Les résultats de cette étude sont expliqués également dans la Réf. [115].

### 6.1.2 Développement des procédés lithographiques pour le lift off de l'isolation/contact et pour le pont suspendu de 7 µm

Les deux étapes majeures que j'ai développées au cours de cette thèse sont le lift off de l'isolation/contact électrique ainsi que la fabrication d'un pont suspendu de 7 µm de hauteur.

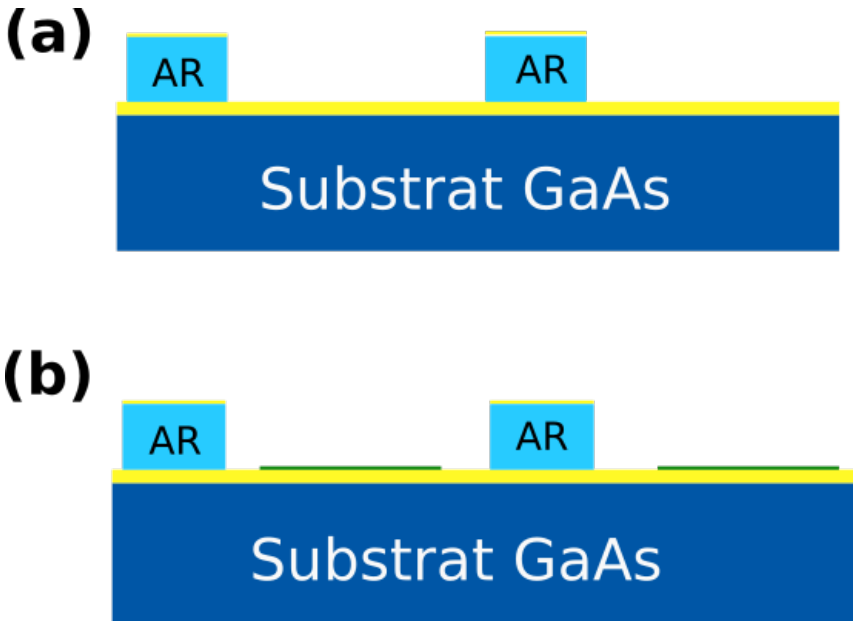


FIGURE 6.6 – a) Schéma du dispositif après gravure des plots et avant dépôt de l'isolant et du contact métallique sur isolant. b) Schéma de la fabrication après le dépôt de l'isolant puis le dépôt du contact métallique. Le ratio d'aspect est assez important et justifie de développer de nouvelles techniques de lift off.

La première étape requiert l'usage d'une résine suffisamment haute pour recouvrir les plots de 6 µm (Fig. 6.6) et simple pour retirer la résine après évaporation. La résine choisie est la TI35ESX. Elle s'enlève assez rapidement à l'acétone et peut atteindre 7 µm en double couche. Le résultat d'une double couche de TI35ESX, procédé que j'ai optimisé au cours de cette thèse et dont je parle plus longuement dans la section 6.1.3 se révèle très positif : on peut voir les résultats avec l'image du microscope optique dans la Fig.6.7.

En ce qui concerne l'antenne, la fabrication des QWIPs permettait de fabriquer une antenne de l'ordre de 1.5 µm de hauteur avec une lithographie positive de résine S1818 suivie d'une lithographie réversible de résine AZ5214. Bien évidemment, la résine S1818 (de hauteur 1.8 µm à 4000 tours/min) et la résine AZ5214 (de hauteur 1.4 µm à 4000 tours/min) sont toutes les deux trop fines pour un pont suspendu de hauteur 7 µm. De plus, au cours de la fabrication du pont suspendu, la résine S1818 doit être recuite pendant 1 heure

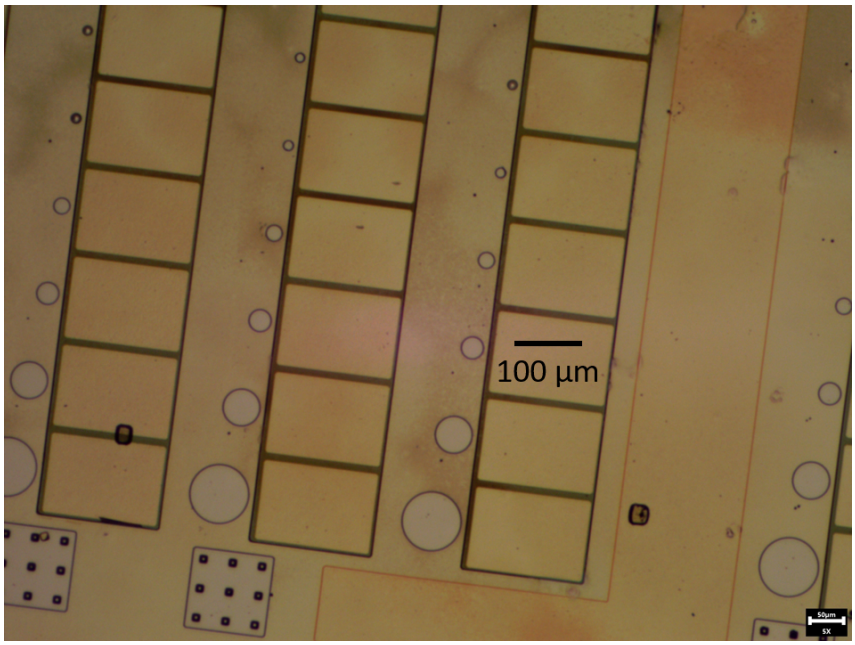


FIGURE 6.7 – Image optique de l'échantillon pendant la fabrication. Les contacts électriques et les patchs isolants sont déposés puis structurés par lift off avec une double couche de résine TI35ESX.

10 minutes pour obtenir la forme de l'échafaudage. Une résine plus épaisse (pour obtenir une hauteur de pont plus élevée) nécessite un recuit plus long dans le but de durcir la résine.

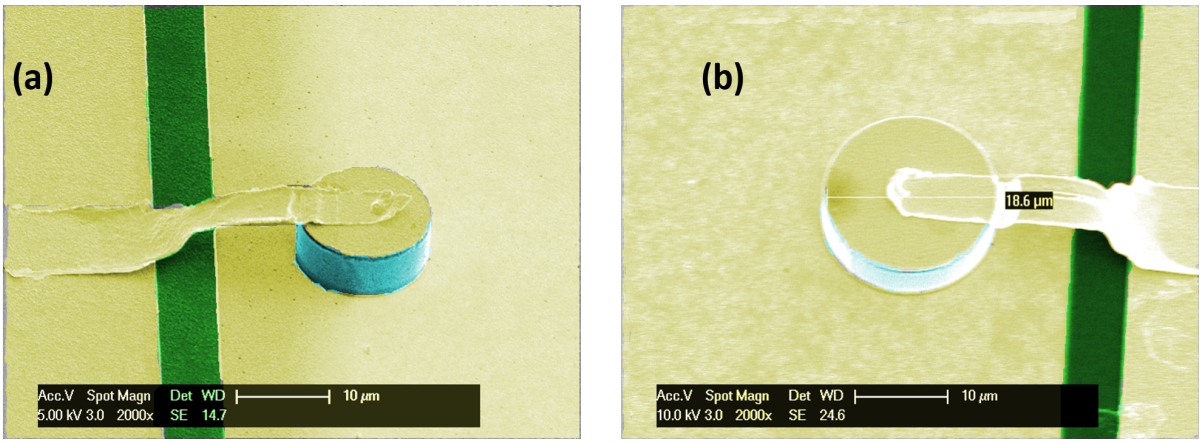


FIGURE 6.8 – a) Image MEB colorisée du plus petit dispositif QCL fabriqué au cours de cette thèse (12 µm de diamètre). b) Image MEB colorisée du plus petit dispositif laser qui émet au mode fondamental (19 µm de diamètre). La couleur jaune correspond à l'or, la couleur verte à l'alumine et la couleur bleue à la région active.

J'ai dans le cadre de cette thèse, optimisé la fabrication des antennes. La lithographie pour délimiter la structuration de l'échafaudage est effectuée avec une double couche de S1828. Cette double couche est recuite 1 heure 30 minutes de 110°C à 150°C dans le but de fluer la résine et de lisser les contours. La lithographie pour structurer l'antenne est effectuée avec la même procédure que précédemment avec une double couche de résine

TI35ESX (voir Fig. 6.8). Tout ceci est détaillé ci-dessous dans la section 6.1.3. Ces deux développements majeurs m'ont permis d'aboutir au dispositif QCL de diamètre le plus petit (12 µm) dans la Fig. 6.8 a) et au dispositif qui fonctionne de diamètre le plus petit (19 µm) dans la Fig. 6.8 b).

### 6.1.3 Description de la fabrication finale

Les premières étapes (voir Fig. 6.9) sont assez classiques et très proches des étapes pour les QWIPs avec une thermocompression de deux substrats de taille égale sur lesquels sont déposés du Ti/Au avec des épaisseurs de 8/200 nm.

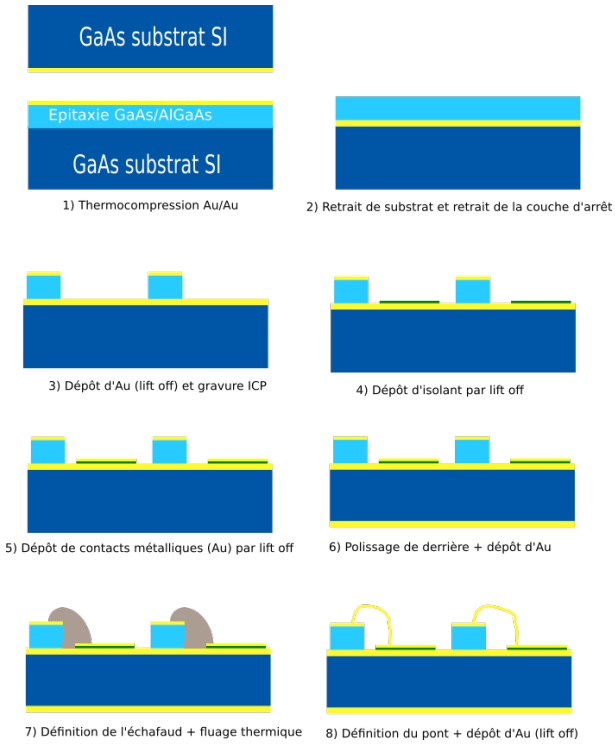


FIGURE 6.9 – Étapes de fabrications pour les QCLs.

Le début de la fabrication commence comme toujours par un retrait de substrat expliqué de manière détaillée dans la section 4.1.1 jusqu'à arriver à l'épitaxie.

L'étape 3 procède d'une lithographie réversible (AZ5214) pour déposer par lift off une couche de Ti/Au de 10/300 nm. Le tout est gravé par ICP-DRIE avec la recette donnée dans la section 6.1.1. La recette est arrêtée au bout de 4 minutes dès que l'or en dessous de la région active se découvre.

Les étapes 4-5 sont effectuées grâce à une double couche de TI35ESX. La première est déposée par enrésinement semi-automatique à 2000 tours par minute pour homogénéiser la résine sur la surface. La deuxième couche est déposée à 4000 tours par minute et la lithographie est faite de manière réversible avec un développement par la base AZ400 K

(diluée à 1 :4) qui peut aller jusqu'à 3 minutes. Lors de l'étape 4, cette lithographie est suivie par un dépôt de Ti/$Al_2O_3$ de 30/300 nm. Lors de l'étape 5, la lithographie est suivie par un dépôt de Ti/Au de 30/300 nm également. Cette épaisseur de titane permet de s'assurer de l'accroche de l'isolant sur la couche d'or du bas. L'alumine est l'isolant choisi à la suite de son intégration dans le processus QWIP qui donnait de bons résultats en termes à la fois électrique et mécanique.

L'étape 6 est un polissage mécanique par derrière pour lisser la surface puis un dépôt de Ti/Au de 15/250 nm.

La définition du pont dans l'étape 6 se fait avec une double couche de S1828, déposée grâce à un enrésinement avec une vitesse de 4000 tours par minute pour les deux couches et un développement avec la base MF319 pure jusqu'à 1 minute et 15 secondes. Le recuit de fluage est augmenté de 20 minutes par rapport au recuit pour les QWIPs dans le but de durcir la double couche de S1828. Il s'agit donc de faire un recuit de 10 minutes à 110°C, 10 minutes à 120°C, 30 minutes à 130°C, 20 minutes à 140°C et 30 minutes à 150°C, le principe reste le même.

L'étape 8 se fait avec la même lithographie réversible en double couche de TI35ESX déjà pratiquée à l'étape 4-5. Le dépôt de Ti/Au à la fin est de 10 nm/250 nm avec les mêmes étapes que lors de la fabrication des QWIPs.

Après un lift off dans un bain d'acétone pendant toute une nuit, il est possible de couper l'échantillon à la scie (en le protégeant avec de la résine), de le coller sur une embase en cuivre et de contacter les dispositifs avec du micro-câblage par fil d'or sur les contacts électriques posés sur l'alumine.

## 6.2 Mesures expérimentales

Après avoir réussi à fabriquer les micro-lasers, nous avons utilisé un système expérimental classique (voir Fig. 6.10) pour les mesurer. Tous les spectres sont faits avec le même FTIR IFS 66 que dans la partie QWIP mais cette fois-ci en balayage rapide avec une résolution systématique de 0.25 $cm^{-1}$. La détection synchrone sert cependant à aligner le signal laser avec le détecteur pour avoir une meilleure résolution. Quelques éléments sont cependant à noter : on met en parallèle sur l'oscilloscope une résistance de 50 $\Omega$ et la sonde qui mesure le courant qui passe dans le QCL est une sonde qui multiplie le signal par cinq dans le but de faciliter la mesure du signal par l'oscilloscope. En effet, les intensités qui passent à travers le laser sont extrêmement faibles dues à la petite taille du laser. Les graphiques IV (tension-courant) qu'on voit dans la littérature (voir par exemple Réf. [116]) sont en général faits avec un contrôle des tensions et des courants sur l'oscilloscope

puisque les tensions appliquées sont pulsées par l'impulsateur. Dans notre étude, toutes les mesures IV sont faites en continu avec un sourcemètre de marque Keithley (cette étude utilise de manière indifférente le numéro 2636 et le numéro 2401) puisque le laser conduit trop peu de courant pour que la mesure à l'oscilloscope soit fiable.

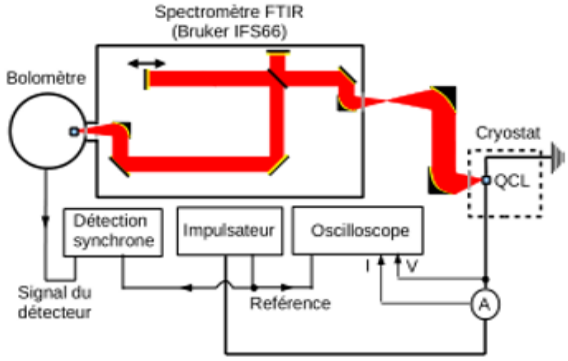


FIGURE 6.10 – Montage de mesure des lasers QCLs THz avec un spectromètre à transformée de Fourier, une détection synchrone, et un bolomètre Si (refroidi à 4 K) ([91]).

### 6.2.1 Micro-lasers avec un diamètre de 50 µm

Les résultats obtenus pour les lasers de 50 µm de diamètre sont résumés dans la Fig. 6.11. Les densités de courants obtenues sont équivalentes à celles observées avec des lasers rubans (voir la Fig. 5.2), ce qui montre que la réduction de taille jusqu'à 50 µm n'a pas impacté la performance du laser. Les points noirs dans le spectre d'émission correspondent aux modes théoriques calculés par simulation numérique : le mode $TM_{21}$ à 2.76 THz et le mode $TM_{14}$ à 3.17 THz (dont le champ électrique est représenté dans les Figs. 6.11 d) et e)). Cela correspond à la réalité observée malgré un léger décalage vers les hautes fréquences. Le spectre laser présenté est mesuré en régime pulsé à 455 kHz avec des impulsions de 400 ns dans la Fig. 6.11 a). Le graphe d'intensité lumineuse par rapport au courant (Fig. 6.11 c)) a été effectué en régime pulsé à 50 kHz pour des impulsions de 400 ns et la courbe V-J (Fig. 6.11 b)) a été faite en DC.

La Fig. 6.12 présente les spectres d'émission du laser de 50 µm pulsé à 400 kHz avec des impulsions à 400 ns, en fonction de la température. La tension appliquée est de 4 V (environ la tension idéale pour cette région active pour obtenir le courant maximal). On observe que le pic à 2.8 THz reste parfaitement reconnaissable jusqu'à 55 K et le pic à 3.15 THz continue à être perceptible jusqu'à 80 K. La différence d'intensité entre les pics provient probablement du fait que, même si le facteur de qualité calculé est assez grand pour le mode à 3.17 THz, le gain du laser est très faible à 3.2 THz, car on est à la limite du gain. La température maximale de fonctionnement en pulsé de ces lasers dans le cadre classique du guide métal-métal est de 123 K. Les lasers fabriqués sont donc moins

performants ($T_{MAX} \simeq 80$ K).

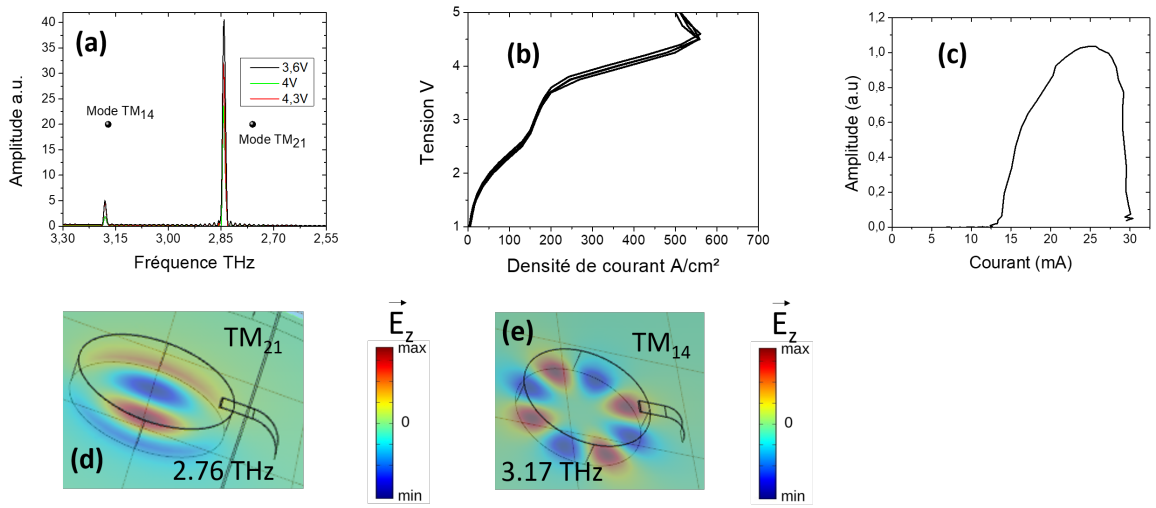


FIGURE 6.11 – Mesures à 15 K pour des lasers de 50 µm de diamètre a) Spectre d'émission pour différentes valeurs de courant. Le laser est en régime pulsé avec un cycle de travail à 10%, c'est-à-dire à 455 kHz pour des impulsions de 400 ns. b) Caractéristique tension-densité de courant en DC et c) signal-densité de courant (en noir) en régime pulsé avec un cycle de travail de 1%, c'est-à-dire à 50 kHz pour des impulsions de 400 ns. d) Schéma des dispositifs micro-disques de diamètre 50 µm avec la valeur du champ électrique $\vec{E}$ pour le mode $TM_{21}$ à 2.76 THz et e) pour le mode $TM_{14}$ à 3.17 THz.

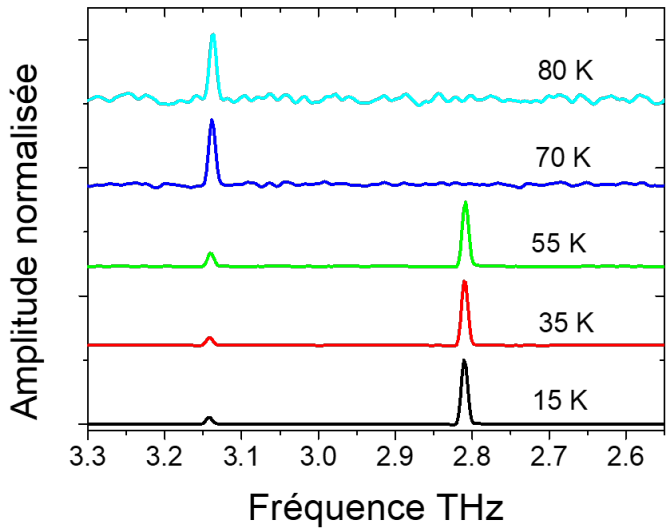


FIGURE 6.12 – Spectre d'émission laser du dispositif de 50 µm de diamètre à des températures entre 15 K et 80 K pour un courant injecté de 4 V.

Ces lasers ont un volume de 0.58 ($\lambda^3_{effective}$) tel que $\lambda_{effective} = \frac{\lambda_0}{n}$.

### 6.2.2 Micro-lasers avec un diamètre de 30 µm

Les courbes expérimentales typiques LIV des lasers de diamètre 30 µm sont montrées dans la Fig. 6.13. La courbe LI (Fig. 6.13 b)) a été obtenue avec un laser pulsé à 50 kHz avec des impulsions de 400 ns et la courbe IV (Fig. 6.13 a)) a été obtenue en DC.

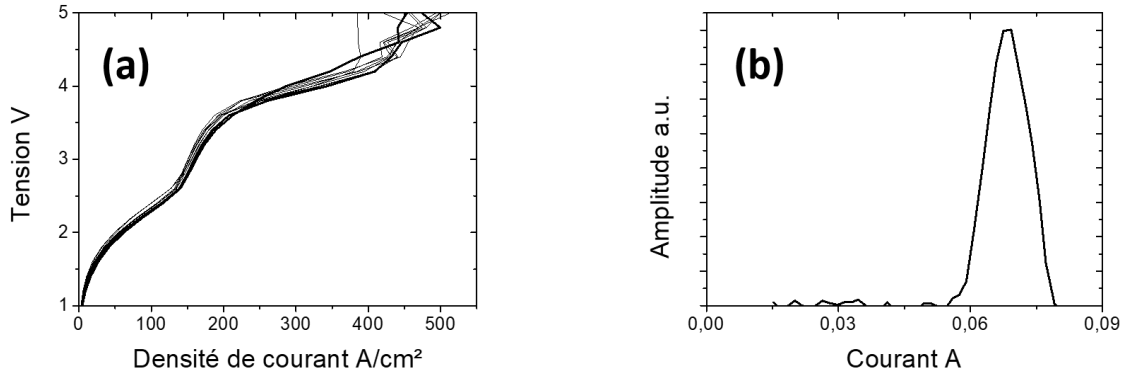


FIGURE 6.13 – a) Caractéristique tension-densité de courant à 10 K pour un laser de 30 µm de diamètre en DC. b) Caractéristique signal-densité de courant à 10 K pour le même laser pulsé à 2 %, c'est-à-dire à 50 kHz pour des impulsions de 400 ns.

Dans le schéma de mesure, l'oscilloscope utilisé est un oscilloscope de la marque Tektronix TDS2014 de sensibilité minimale de 2 mV. Or, les intensités seuils pour les lasers de 30 µm sont de 0.9 mA et en convertissant avec la sonde 5 mV/1 mA, on obtient des valeurs très faibles rapidement bruitées. Le seul moyen d'obtenir une courbe propre est d'utiliser une résistance en série de 50 Ω.

La conversion est simple en général : ($I_{dispositif} = I_{mesure} - V_{bias}/50$) avec $I_{mesure}$ étant le courant mesuré avec la sonde, $I_{dispositif}$ le courant qui passe à travers le dispositif et $V_{bias}$ la tension imposée au dispositif. En réalité, $I_{dispositif}$ est extrêmement faible par rapport au courant qui passe par la résistance de 50 Ω et cette conversion souffre donc d'une erreur assez large. Pour cette raison, on a opté pour ne pas représenter LI et VI sur la même échelle. Les différentes courbes IV de tous les dispositifs à 30 µm (Fig. 6.13 a)) se superposent ce qui montre qu'il n'y a aucune fuite par la surface.

La Fig. 6.14 a) montre l'intensité lumineuse du laser en fonction de la tension appliquée aux bornes du dispositif, allant de 3.7 à 4.6 V. Ces spectres ont été obtenus avec des lasers pulsés à 455 kHz avec des impulsions de 400 ns pour une température fixe de 10 K. Comme précédemment, les points noirs dans le spectre correspondent aux modes théoriques prévus : Modes $TM_{12}$ à 2.99 et 3.02 THz (voir figures 6.14 c) et d)), dédoublés du fait de la présence de l'antenne. On observe deux modes "en oreilles de lapin" cohérents avec les deux modes $TM_{12}$, et décalé vers les fréquences hautes. Ceci est démontré aussi par les intensités égales cohérentes avec les facteurs de qualité très proches théoriquement.

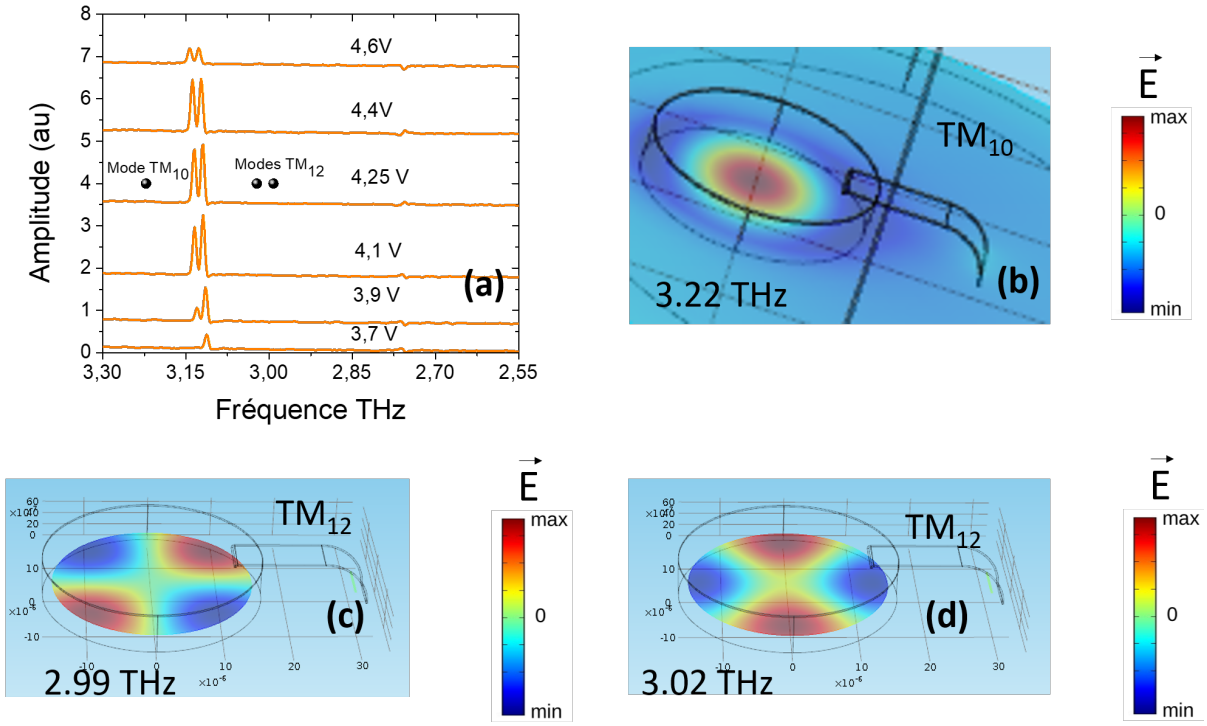


FIGURE 6.14 – a) Spectre d'émission laser pour un dispositif de 30 µm de diamètre à 10 K pour différentes valeurs de tension. Schéma des dispositifs micro-disques de diamètre 30 µm avec la valeur du champ électrique $\vec{E}$ pour b) le mode $TM_{10}$ à 3.22 THz et c) d) pour les modes $TM_{12}$ à 2.99 THz et 3.02 THz, dédoublés en raison de la levée de dégénérescence due à la présence de l'antenne.

Ces lasers fabriqués et mesurés ont un volume de 0.21 ($\lambda^3_{effective}$).

### 6.2.3 Dispositifs avec des diamètres inférieurs à 30 µm

J'ai ensuite fabriqué des lasers avec des diamètres de 22 µm à 12 µm, par pas de 1 µm. L'idée était à la fois de maîtriser la fabrication des micro-lasers (pour arriver jusqu'à 4 µm de diamètre) et de mesurer les diamètres entre 17 et 19 µm par rapport aux simulations numériques effectuées précédemment.

La Fig 6.15 présente les courbes tension-densité de courant à 10 K pour les 3 catégories de lasers : les lasers ayant déjà produit une émission laser (50-30 µm), les lasers ne possédant aucun mode photonique résonnant (22-20 µm et 16-12 µm) et les petits lasers avec un mode photonique résonnant (17-19 µm). Comme nous pouvons le constater de manière immédiate, les lasers de diamètre 50 µm présente une variation de la résistance différentielle $R_{DIFF}$ à 3.5 V plus importante que pour les lasers de diamètre 30 µm. Ceci montre que plus le diamètre rétrécit, moins le "photon-assisted tunneling" est important.

De manière plus problématique, la grande majorité des lasers (90%) de diamètres entre

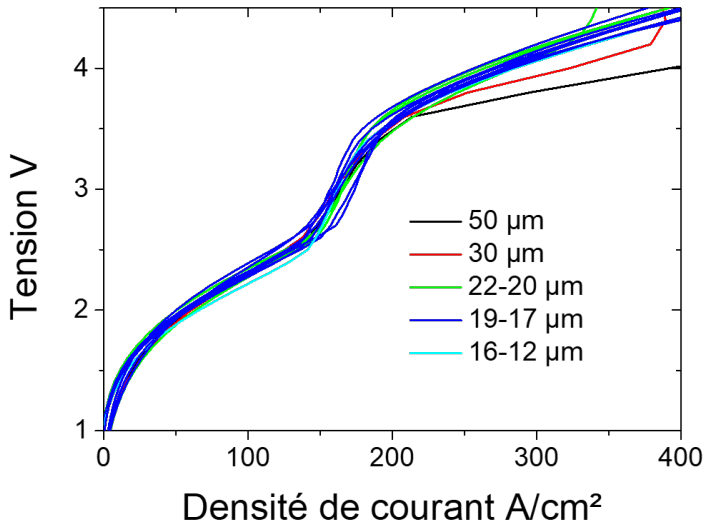


FIGURE 6.15 – Caractéristique tension-densité de courant pour tous les lasers fabriqués de 12 à 50 µm de diamètre à 10 K en DC.

17-19 µm présente une V-J exactement semblable aux lasers de diamètres 12-16 µm et 20-22 µm qui ne présentent pas d'effet laser. (Les 10 % restants seront explicités lors de la section suivante 6.2.4.)

Si les courbes sont identiques dans le cas 12-16 µm et dans le cas 17-19 µm, cela signifie que l'émission laser est soit très affaiblie soit inexistante.

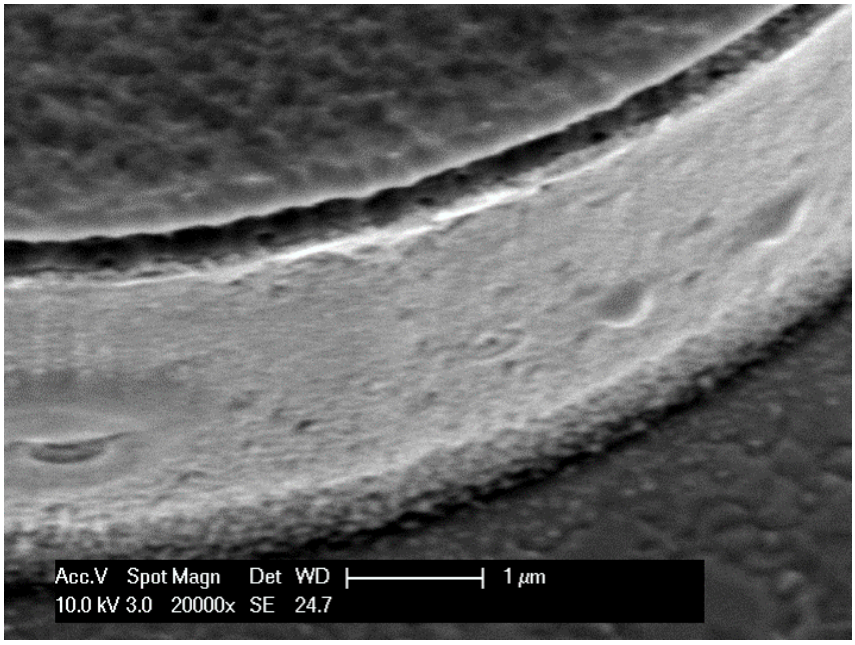


FIGURE 6.16 – Image MEB de la paroi des lasers gravés par masque métallique par ICP

Plusieurs explications peuvent s'ensuivre. Tout d'abord, les pertes radiatives sont proportionnelles à l'inverse du rayon du laser donc plus le diamètre rétrécit, plus le $J_{th}$

augmente potentiellement au point d'arriver à un $J_{th}$ supérieur au désalignement. Dans ces conditions, il faudrait refaire le même processus avec un QCL de gain très fortement amélioré. Une autre explication se situe dans la gravure des lasers. En effet, comme on peut le voir dans l'image 6.16, la gravure avec un masque en Au présente deux problèmes visibles : la paroi, même si elle est très verticale, reste rugueuse, et le haut du plot, attaqué par l'ICP, permet un confinement moins efficace. Même si la solution de masque métallique en chrome présentait quelques risques, il semble qu'elle soit à privilégier dans les futurs essais de micro-lasers.

### 6.2.4 Mesures des lasers présentant une variation de résistance différentielle

Si 90% des courbes IV obtenues sont peu propices à un comportement laser, ces lasers ont tout de même largement été étudiés avec un détecteur THz (bolomètre Si refroidi à l'hélium), pour vérifier si, malgré la résistance différentielle, les lasers pouvaient émettre un signal. Aucun signe d'émission laser n'a pu être mis en évidence sur la majorité de ces lasers.

Cependant, $\simeq 10\%$ des dispositifs présentent une variation de la résistance différentielle (voir figure 6.17) qui indique un possible effet laser. Ces lasers, dont le comportement électrique est montré, n'ont témoigné d'aucun signal laser visible non plus cependant.

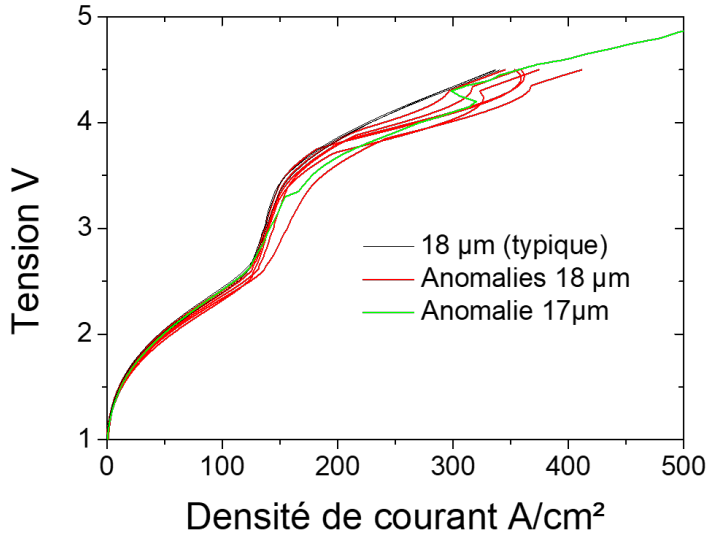


FIGURE 6.17 – Caractéristique tension-densité de courant en DC pour les lasers de diamètre 18-17 µm ayant montré des comportements différents en termes de $R_{DIFF}$.

Le paragraphe qui suit va décrire les résultats LIV de la Fig. 6.18 et le spectre laser de la Fig. 6.19 a) pour un unique dispositif laser à 19 µm, qui a présenté un comportement

à la fois différent électriquement par rapport aux autres lasers de même diamètre, mais aussi optiquement par rapport aux autres lasers de diamètres 30 et 50 µm. Ceci peut suggérer qu'avec un processus de lithographie reproductible et en réduisant les pertes, il serait possible en principe d'obtenir le même comportement laser sur tous les dispositifs.

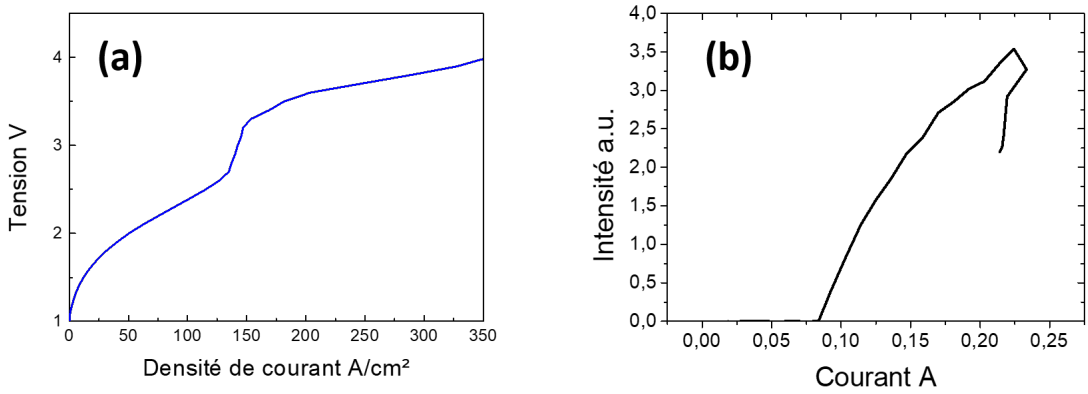


FIGURE 6.18 – a) Caractéristique tension-densité de courant DC pour un laser de diamètre 19 µm. b) Caractéristique signal-courant, en régime pulsé à 2 % de rapport cyclique dans les mêmes conditions de température pour le même dispositif.

La courbe LI (voir Fig. 6.18 b)) présente des caractéristiques similaires aux autres lasers. Elle a été effectuée en régime pulsé à 55 kHz avec des impulsions de 400 ns. La courbe IV de la Fig. 6.18 a) présente des caractéristiques tout à fait étonnantes. En effet, la courbe se superpose aux autres uniquement en divisant par l'aire d'un dispositif de 62 µm (or le plus grand dispositif dans cette série d'échantillons est de 50 µm). Il ne s'agit donc pas d'une erreur d'étiquetage au niveau des dispositifs. Ceci peut s'expliquer par exemple par un courant de fuite en parallèle qui court-circuite en partie le dispositif. Puisque la courbe possède une forme reconnaissable (et se superpose aux autres), on peut tout de même en conclure que cette fuite de courant n'a pas endommagé le dispositif.

La figure 6.19 a) montre le spectre du laser à 19 µm de diamètre. Deux points positifs sont à noter. Tout d'abord, les pics du laser à 3.3 V et les pics théoriques par simulation numérique sont très proches pour les modes $TM_{11}$ (voir les figures 6.19 b) et c) pour la distribution du champ électrique). De plus, le spectre laser est différent des autres lasers mesurés sur la même série de dispositifs ce qui suggère que nous sommes devant un nouveau laser pas encore observé. Cependant, les deux pics à 3.08 THz et 3.16 THz sont étonnants par rapport aux simulations effectuées et ne correspondent aux attentes théoriques. Une explication possible serait d'avoir une métallisation à un endroit non voulu sur le dispositif, ce qui changerait les conditions de bord et expliquerait que le courant observé était plus élevé que prévu.

Ce laser est en principe de volume modal 0.08 $\lambda^3_{effective}$.

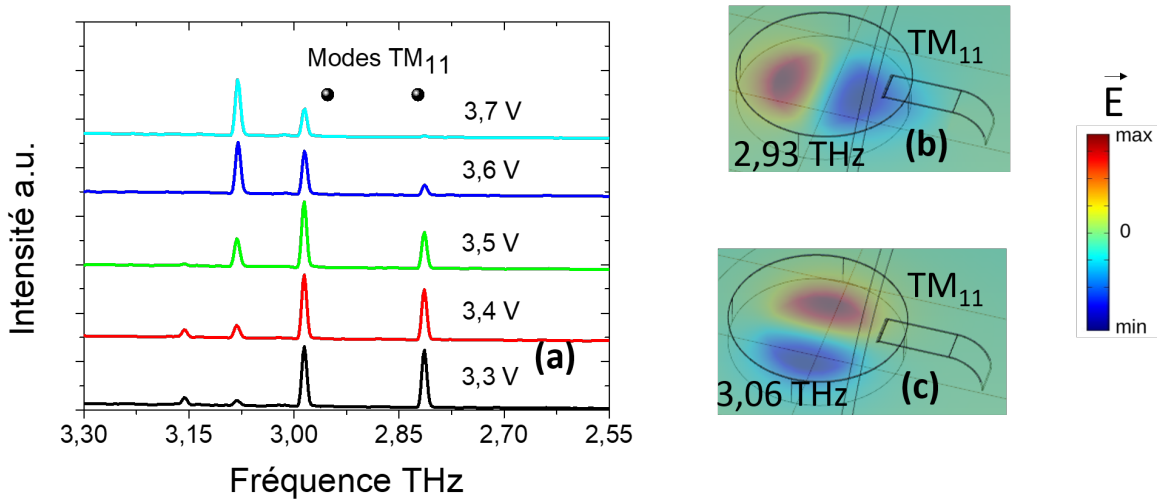


FIGURE 6.19 – a) Spectre laser du dispositif de 19 µm de diamètre à plusieurs tensions appliquées. b) et c) Schéma des dispositifs micro-disques de diamètre 19 µm avec la valeur du champ électrique $\vec{E}$ pour les modes $TM_{11}$ à 2.93 THz et 3.06 THz, dédoublés en raison de la levée de dégénérescence due à la présence de l'antenne.

## 6.3 Perspectives pour les lasers LC

Cette section suit en partie les informations données et les recherches sur les lasers LC avec des métamatériaux 3D dans la thèse [1]. Les lasers LC se distinguent de manière fondamentale des lasers construits précédemment puisque, dans un cas, il s'agit d'une résonance dipolaire magnétique non soumise à la limite de diffraction et dans l'autre cas, il s'agit de résonances de modes de cavités photoniques avec au moins une longueur égale à la limite de diffraction $\frac{\lambda}{2n}$. Cette thèse [1] avait principalement étudié les facteurs de qualité et le facteur de recouvrement $\Gamma$ des résonateurs LC dans le but d'améliorer ce facteur de qualité pour pouvoir obtenir un laser fonctionnant sur le mode LC. Le principal inconvénient de ce type de géométrie est le facteur de recouvrement (appelé overlap en anglais) entre le champ électromagnétique du mode et celui qui se trouve effectivement dans la région active.

$$\Gamma = \frac{\int_{V_{AR}} |Ez|^2}{\int_{V_{tot}} |E_z|^2} \tag{6.1}$$

Ce facteur est en général défini par l'équation 6.1, qui est le rapport entre l'intégrale du champ électrique $\vec{E_z}$ dans la région active comparée à l'intégrale du champ électrique sur tout le volume. Les facteurs $\Gamma$ dans ces structures d'après l'étude précédente sont de l'ordre de 10-30 %. Les optimisations théoriques ont permis de montrer la possibilité de monter ce facteur de recouvrement jusqu'à 80 % ce qui ramène à des valeurs raisonnables par rapport au gain de la région active dans les structures typiques des QCLs térahertz. Cependant,

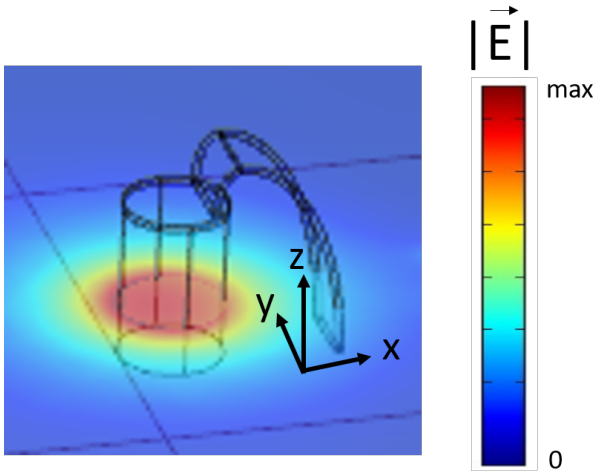


FIGURE 6.20 – Image du mode LC du laser par simulation d'éléments finis. Il s'agit d'une coupe dans le plan (xy) passant par la région active du dispositif. Les couleurs indiquent la norme du champ électrique $\vec{E}$.

cette étude n'a pas été concluante au niveau expérimental. Mon travail s'intègre dans le projet en proposant cette fois-ci non pas une étude d'optimisation du facteur de qualité mais une conception possible au niveau théorique et pratique (fabrication) pour avoir des lasers LC accordables en fréquence entre 2.8-3.2 THz.

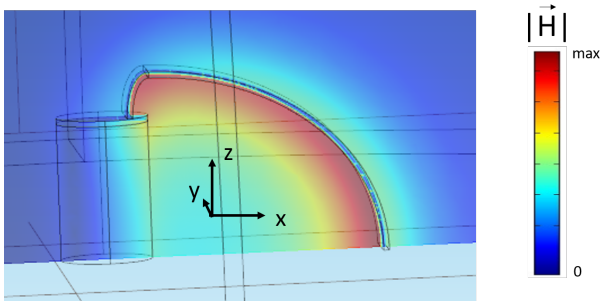


FIGURE 6.21 – Dispositif LC avec des couleurs qui indiquent la norme du champ magnétique $\vec{H}$ selon l'axe (Oy) dans une section du plan (xy) passant par l'antenne.

Des simulations par éléments finis ont permis de déterminer les modes propres LC du laser avec antenne. Ces simulations sont en principe identiques aux simulations du chapitre 5.2. L'image 6.20 présente le champ électromagnétique $E_z$ qui se répartit principalement au centre de la région active. Par analogie avec le travail déjà effectué sur les détecteurs THz LC, nous allons fixer le diamètre à 4 µm et laisser varier la longueur de l'antenne de 5-11 µm. L'épaisseur est fixée à 6 µm.

La figure 6.22 montre le facteur de recouvrement sur les structures LC avec des antennes de 4 à 11 µm qui oscille entre 8 et 6.6%. Comme dit précédemment, ce facteur est faible dans cette géométrie, les perspectives futures de ce travail doivent viser à optimiser ce facteur. Une piste possible serait la réduction de l'épaisseur de la région active.

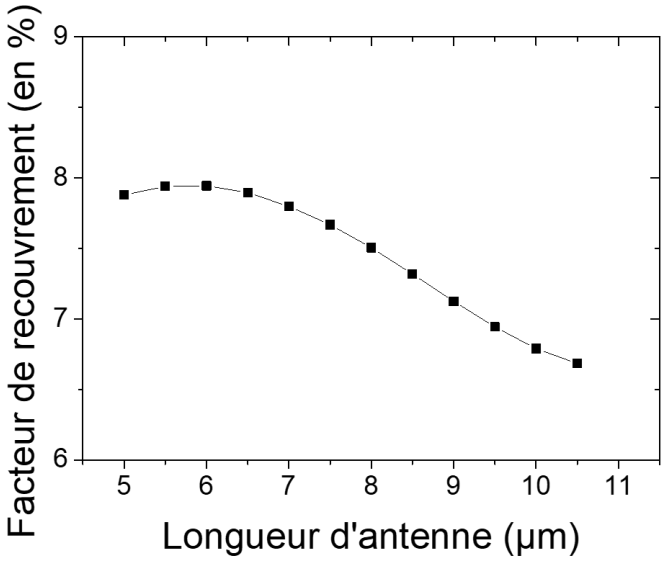


FIGURE 6.22 – Facteur de recouvrement des lasers LC selon la longueur de l'antenne

En ce qui concerne les fréquences propres LC en fonction de cette longueur d'antenne, on constate qu'avec le même type de structure que dans la partie I de la thèse, on obtient une accordabilité de 2.5 à 3.3 THz, la longueur d'antenne étant modulée de 5.5 µm à 8 µm.

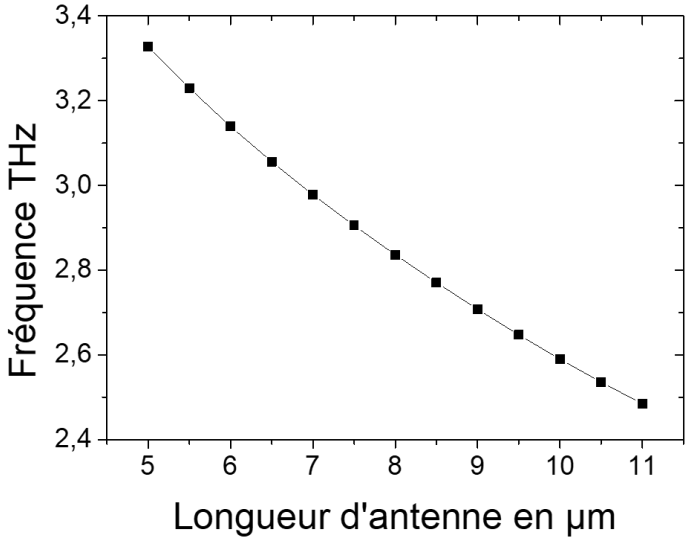


FIGURE 6.23 – Fréquence de résonance du mode LC en changeant la longueur de l'antenne.

En termes cette fois-ci de fabrication, il est important de noter deux éléments. Tout d'abord, l'aspect principal est le fait de pouvoir graver des plots de 6 µm de hauteur et de 4 µm de diamètre. Les résultats de gravure présentés dans le chapitre 6.1 sont suffisants pour avoir une qualité de gravure avec ces paramètres. De plus, les lasers micro-disques présentés avaient des antennes de largeur de 3 µm, ce qui est compatible avec des plots

de diamètre 4 µm. Même si, bien évidemment, l'alignement des antennes de 3 µm avec les plots risque d'être difficile techniquement, les structures QWIPs réalisées montrent que cela est tout à fait possible.

En conséquence, avec les moyens développés lors de la fabrication, il est techniquement possible d'obtenir des structures LC accordables de 2.8 à 3.2 THz, dans la gamme spectrale de la région active des QCLs mesurés. Le seul verrou reste le facteur de qualité qui doit être grandement amélioré avant de pouvoir démontrer un laser avec un facteur de confinement aussi petit. Par la suite, en améliorant le facteur de qualité, la structure proposée pourrait permettre de proposer des réseaux de lasers LC pour obtenir une puissance plus grande et mesurable facilement. Cette technique de réseaux a d'ailleurs déjà été appliquée lors de la partie I de cette thèse.

# Conclusion et perspectives

La gamme spectrale du THz est un domaine à la fois très important au point de vue applications et peu développé au niveau sources et émetteurs. Cette thèse s'est penchée sur la conception, la réalisation en salle blanche et la mesure des dispositifs dans la gamme du THz. L'enjeu de cette thèse a constitué à étudier la miniaturisation des dispositifs à des longueurs typiques en dessous de la longueur d'onde (100 µm) et à identifier les difficultés de cette miniaturisation pour construire des dispositifs sub-longueurs d'onde : détecteurs et lasers THz. Le contexte de cette thèse est expliqué dans le chapitre 1 avec une présentation des technologies THz actuelles ainsi qu'une explication sur les hétérostructures, les semiconducteurs III-V, les puits quantiques et les dispositifs à puits quantiques développés au cours de cette thèse (QWIP et QCL).

Ce travail est une continuation directe du travail doctoral précédent (Bruno Paulillo). Le deuxième chapitre montre les résultats précédents obtenus sur le développement dans notre équipe d'un résonateur SRR 3D qui permet d'accorder un circuit dans les fréquences THz grâce à une inductance externe. Ce résonateur a permis de démontrer un détecteur QWIP de diamètre de 4 µm (c'est-à-dire $\lambda_{eff}/10$) tout en diminuant le courant d'obscurité. L'injection électrique est permise par une gravure du plan de masse. Ce QWIP possède cependant le défaut de présenter un couplage entre les modes liés aux ouvertures du plan de masse et la résonance LC désirée.

Le chapitre 3 propose une nouvelle méthode d'injection électrique qui consiste en un contact externe relié par un pont suspendu. La première partie du travail a permis d'étudier de manière systématique la faisabilité du contact métal/isolant/métal dans l'isolation électrique et sa compatibilité avec la microsoudure. La deuxième partie montre une manière de réduire le couplage entre les modes liés au contact sur l'isolant et le mode LC en s'inspirant des filtres RF.

Le quatrième chapitre explique la fabrication d'un QWIP dans la géométrie établie précédemment et avec l'isolation adéquate. La mesure de ces dispositifs montre de premiers résultats encourageants sur la possibilité d'accorder ce système en fréquence avec une

inductance externe.

Grâce à ce premier résultat, il a été possible d'envisager une géométrie similaire pour construire un laser sub-longueur d'onde en contournant la limite de diffraction. Le chapitre 5 explore les différentes méthodes utilisées dans la littérature pour miniaturiser des lasers. Ma géométrie a permis de concevoir des lasers de diamètres 50-30-18 µm, pour une longueur d'onde $\lambda$= 100 µm, ces dimensions se rapprochent de $\lambda_{eff}$. Cette réalisation permet d'établir les paramètres importants expérimentaux et de valider l'approche de ma thèse.

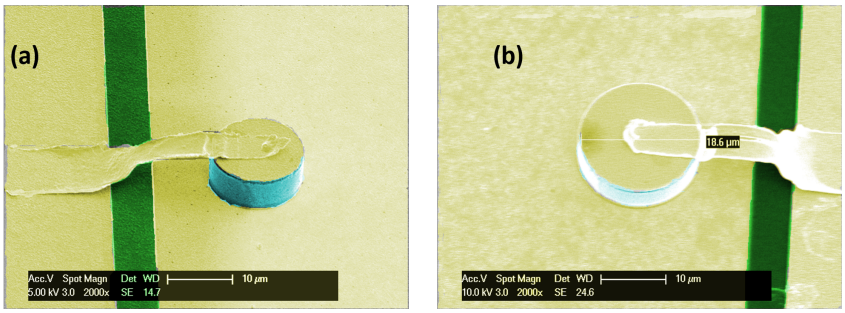


FIGURE 6.24 – a) Image MEB colorisée du plus petit dispositif QCL fabriqué au cours de cette thèse (12 µm de diamètre). b) Image MEB colorisée du plus petit dispositif laser fonctionnant (19 µm de diamètre). Le mode laser est un mode dipolaire. La couleur jaune correspond à l'or, la couleur verte à l'alumine et la couleur bleue à la région active.

Le chapitre 6 explique la fabrication des micro-lasers QCLs. Cette fabrication m'a permis de développer du début jusqu'à la fin de nouveaux procédés lithographiques et une nouvelle gravure en m'inspirant de l'expérience des QWIPs dans le chapitre 4. Ces micro-lasers ont pu être caractérisés, ce qui montre la possibilité de réaliser un laser sub-longueur d'onde techniquement. La Fig. 6.24 a) montre la réalisation d'un dispositif QCL de 12 µm de diamètre, qui est le dispositif réalisé avec le plus petit diamètre. La Fig. 6.24 b) montre le laser avec le plus petit diamètre qui fonctionne probablement sur le mode dipolaire. Les deux derniers chapitres ont pu mettre en valeur la possibilité technique de fabriquer un laser sub-longueur d'onde par injection électrique à travers les procédés mis en place. Le dernier chapitre explore également la conception théorique de ce laser LC sub-longueur d'onde à travers des simulations numériques.

Ce travail permettra de développer deux perspectives. La première est la réalisation de détecteurs QWIPs accordables en fréquence avec une inductance externe. Ceci peut être réalisé avec un contact ohmique sur le haut et en utilisant un isolant qui peut être structuré par lift off (nitrure de silicium pulvérisé ou alumine). La deuxième perspective de ce travail est la fabrication d'un laser LC sub-longueur d'onde, ce qui nécessite un travail en termes soit d'amélioration du confinement électromagnétique ou bien du gain de la région active.

# Bibliographie


[1] Bruno Paulillo. *Circuit-tunable subwavelength terahertz devices*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2016. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01544686.

[2] Élodie Strupiechonski. *Confinement photonique extrêmement sub-longueur d'onde pour les lasers à cascade quantique térahertz*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2013. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00943200.

[3] Carlo Sirtori. Bridge for the terahertz gap. *Nature*, 417(6885) :132133, 2002. doi:10.1038/417132b.

[4] Mike Cooke. Pushing semiconductor detectors into the terahertz gap. *III-Vs Review*, 19(8) :36–38, nov 2006. doi:10.1016/s0961-1290(06)71881-6.

[5] J.B. Johnson. Thermal agitation of electricity in conductors. *Physical Review*, 32(97), Juillet 1928. doi:10.1103/PhysRev.32.97.

[6] Amel Al-Ibadi. *Spectro Imagerie terahertz de tissues biologiques : application à la détection de cancers du sein*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2018. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01834560.

[7] Jean-Paul Guillet, M. Roux, K. Wang, et al. Art painting diagnostic before restoration with terahertz and millimeter waves. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 38(4) :369–379, jan 2017. doi:10.1007/s10762-017-0358-1.

[8] Craig Kulesa. Terahertz spectroscopy for astronomy : From comets to cosmology. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 1(1), Septembre 2011. doi:10.1109/TTHZ.2011.2159648.

[9] Mark S Pearce, Jane A Salotti, Mark P Little, et al. Radiation exposure from CT scans in childhood and subsequent risk of leukaemia and brain tumours : a retrospective cohort study. *The Lancet*, 380(9840) :499–505, January 2012. doi:10.1016/S0140-673660815-0.

[10] David J. Brenner and Eric J. Hall. Computed tomography — an increasing source of radiation exposure. *The New England Journal of Medecine*, 357 :2277–2284, 2007. doi:10.1056/NEJMra072149.

[11] Peter H. Siegel. Terahertz technology in biology and medicine. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(10), Octobre 2004. doi:10.1109/TMTT.2004.835916.

[12] A.G Markelz, A Roitberg, and E.J Heilweil. Pulsed terahertz spectroscopy of DNA, bovine serum albumin and collagen between 0.1 and 2.0 THz. *Chemical Physics Letters*, 320(1-2) :42–48, Mars 2000. doi:10.1016/S0009-2614(00)00227-X.

[13] Kodo Kawase. Terahertz imaging for drug detection and large-scale integrated circuit inspection. *Optics and Photonics News*, 15(10) :34, Octobre 2004. doi:10.1364/OPN.15.10.000034.

[14] Frederick Wooten. *Optical properties of solids.* Academic Press Inc, 1972.

[15] R. H. Lyddane, R. G. Sachs, and E. Teller. On the Polar Vibrations of Alkali Halides. *Physical Review*, 59(673), Avril 1941. doi:10.1103/PhysRev.59.673.

[16] Edward D. Palik. *Handbook of Optical Constant of Solids.* Elsevier, 1997.

[17] M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, et al. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared. *Optical Society of America*, 1983. doi:10.1364/AO.22.001099.

[18] Pierre-Yves Turpin and Thierry Fouchet. *Lumière et couleurs I.* 2009. URL : http://www.lesia.obspm.fr/perso/thierry-fouchet/optiqueI/chapitre1.pdf.

[19] Comsol Multiphysics. RF Module. Technical report, Comsol, 2007.

[20] Rosencher and Vinter. *Optoelectronics.* Cambridge University Press, 2004.

[21] Kittel. *Introduction to Solid State Physics, 8th edition.* John Wiley & Sons, 2004.

[22] L Esaki and R Tsu. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM Journal of Research and Development*, 14(1) :61–65, 1970. doi:10.1147/rd.141.0061.

[23] Simon Sze and Ming-Kwei Lee. *Semiconductor devices : Physics and Technology 3rd edition.* John Wiley & Sons Ltd, 2012.

[24] J. Davies. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors.* Cambridge University Press, 1998.

[25] H. C. Liu and Federico Capasso. *Intersubband Transitions in Quantum Wells : Physics and Devices Applications I.* Academic Press, 2000.

[26] Bastard. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures.* Wiley-Interscience, 1991.

[27] Arnaud Jollivet. *Dispositifs infrarouges à cascade quantique à base de semiconducteurs GaN/AlGaN et ZnO/ZnMgO.* PhD thesis, Université Paris Sud, 2019. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02114588.

[28] D. J. BenDaniel and C. B. Duke. Space-charge effects on electron tunneling. *Physical Review*, 152(2) :683–692, dec 1966. doi:10.1103/physrev.152.683.

[29] Mauro Nisoli. *Semiconductor photonics : Principles and Applications*. Società Editrice Esculapio, 2016.

[30] Olivier Offranc. *Composants pour la génération et la détection d'impulsions térahertz*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2010. URL : `https://ori-nuxeo.univ-lille1.fr/nuxeo/site/esupversions/2f748dd9-fb82-4fb1-8e76-6071ce0c54a2`.

[31] F. Sizov and A. Rogalski. THz detectors. *Progress in Quantum Electronics*, 34 :278–347, 2010. `doi:10.1016/j.pquantelec.2010.06.002`.

[32] Jean-Louis Coutaz. *Optoélectronique THz*. EDP Sciences, 2008.

[33] Marcel J. E. Golay. A pneumatic infra-red detector. *Review of Scientific Instruments*, 18(5) :357–362, 1947. `doi:10.1063/1.1740949`.

[34] Jeffrey L. Hesler and Thomas W. Crowe. Responsivity and noise measurements of zero-bias schottky diode detectors. In *18th International Symposium on Space Terahertz Technology*, 2007. URL : `https://www.nrao.edu/meetings/isstt/papers/2007/2007089092.pdf`.

[35] Alvydas Lisauskas, Sebastian Boppel, Dalius Seliuta, et al. Terahertz detection and coherent imaging from 0.2 to 4.3 THz with silicon CMOS field-effect transistors. *IEEE/MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2012. `doi:10.1109/MWSYM.2012.6259599`.

[36] B. Paulillo, S. Pirotta, H. Nong, et al. Ultrafast terahertz detectors based on three-dimensional meta-atoms. *Optica*, 4(12) :1451–1456, 2017. `doi:10.1364/OPTICA.4.001451`.

[37] D. Palaferri, Y. Todorov, Y. N. Chen, et al. Patch antenna terahertz photodetectors. *Applied Physics Letters*, 2015. `doi:10.1063/1.4918983`.

[38] B. F. Levine, K. K. Choi, C. G. Bethea, et al. New 10 $\mu$m infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices. *Applied Physics Letters*, 50(16) :1092–1094, 1987.

[39] HC Liu H. Schneider. *Quantum Well Infrared Photodetectors : Physics and Applications*. Springer, 2007.

[40] H. C. Liu, C. Y. Song, A. J. SpringThorpe, et al. Terahertz quantum-well photodetector. *Applied Physics Letters*, 84(20), Mai 2004. `doi:10.1063/1.1751620`.

[41] Emmanuel Rosencher, Borge Vinter, and Barry Levine. *Intersubband Transitions in Quantum Wells*. Springer Science + Business Media LLC, 1992.

[42] Joyce Bou Sleiman. *Imagerie et spectroscopie térahertz : application aux problématiques de défense et de sécurité*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2016. URL : `https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01343342/document`.

[43] ICONO 2005 Conference, editor. *Active two-terminal devices as sources at THz frequencies : Concepts, performance, and trends*, volume 6257, 2006. `doi:10.1117/12.678361`.

[44] Takeru Maekawa, Hidetoshi Kanaya, Safumi Suzuki, et al. Oscillation up to 1.92 THz in resonant tunneling diode by reduced conduction loss. *Applied Physics Express*, 9(2), January 2016. doi:10.7567/APEX.9.024101.

[45] A El Fatimy, T Suemitsu, T Otsuji, et al. Tunable room temperature terahertz sources based on two dimensional plasma instability in GaN HEMTs. *Journal of Physics : Conference Series*, 193(1), 2009. doi:10.1088/1742-6596/193/1/012072.

[46] Philipp Hillger, Janusz Grzyb, Rudolf Lachner, et al. An antenna-coupled 0.49 THz SiGe HBT source for active illumination in terahertz imaging applications. In *European Microwave Integrated Circuits Conference*. IEEE, 2015. doi:10.1109/EuMIC.2015.7345098.

[47] Dai Wu, Peng Li, Peng Zhang, et al. Preliminary measurement of the characters of CAEP THz free electron laser. In *9th International Symposium on Ultrafast Phenomena and Terahertz Waves*, 2018. doi:10.1364/ISUPTW.2018.TuK17.

[48] Thomas W. Crowe, Jeffrey L. Hesler, Steven A. Retzloff, et al. Higher power terahertz sources based on diode multipliers. *International conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, 2017. doi:10.1109/IRMMW-THz.2017.8067091.

[49] Shang-Hua Yang and Mona Jarrahi. Frequency-tunable continuous-wave terahertz sources based on GaAs plasmonic photomixers. *Applied Physics Letters*, 107(131111), 2015. doi:10.1063/1.4932114.

[50] Peter H. Siegel. Terahertz technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(3), Mars 2002. doi:10.1109/22.989974.

[51] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, et al. Quantum cascade laser. *Science*, page 264 :553, 1994. doi:10.1126/science.264.5158.553.

[52] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, page 417 :156, 2002. doi:10.1038/417156a.

[53] S. Fathololoumi, E. Dupont, C.W.I. Chan, et al. Terahertz quantum cascade lasers operating up to 200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling. *Optics Express*, 20(4), Février 2012. doi:10.1364/OE.20.003866.

[54] M. Wienold, L. Schrottke, M. Giehler, et al. Low-voltage terahertz quantum-cascade lasers based on LO-phonon-assisted interminiband transitions. *Electronics Letters*, 45(20), 2009. doi:10.1049/el.2009.1371.

[55] Michael Bahriz. *Lasers à cascade quantique et leurs applications aux cristaux photoniques*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2008. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00285503/document.

[56] Giacomo Scalari, Lassaad Ajili and, Jérôme Faist, et al. Far-infrared bound-to-continuum quantum-cascade lasers operating up to 90 K. *Applied Physics Letters*, 82(19), May 2003. doi:10.1063/1.1571653.

[57] Benjamin S. Williams, Hans Callebaut, Sushil Kumar, et al. 3.4-THz quantum cascade laser based on longitudinal-optical-phonon scattering for depopulation. *Applied Physics Letters*, 82(7) :1015–1017, feb 2003. doi:10.1063/1.1554479.

[58] Y. Chassagneux, J. Palomo, R. Colombelli, et al. Low threshold THz QC lasers with thin core regions. *Electronics Letters*, 43(5) :285, 2007. doi:10.1049/el:20073842.

[59] E. Strupiechonski, D. Grassani, D. Fowler, et al. Vertical sub-wavelength mode confinement in THz quantum cascade lasers. In *CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications*. OSA, 2011. doi:10.1364/cleo_si.2011.cthe6.

[60] Constantine A. Balanis. *Antenna theory : analysis and design*. 2016.

[61] David H. Staelin. *Electromagnetic Waves*. Pearson Education, 1993. URL : https://www.ebook.de/de/product/6704288/david_h_staelin_electromagnetic_waves.html.

[62] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 292(5514) :77–79, Avril 2001. doi:10.1126/science.1058847.

[63] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans. Microw.Theory Tech.*, 47(11) :2075–2084, 1999. doi:10.1109/22.798002.

[64] C. S. Lim, M. H. Hong, Z. C. Chen, et al. Hybrid metamaterial design and fabrication for terahertz resonance response enhancement. *Optics Express*, 18(12), 2010. URL : https://pdfs.semanticscholar.org/a624/cbf809dcc08490bcae7a54cc31a66687a8fe.pdf.

[65] A. Benz, M. Krall, S. Schwarz, et al. Resonant metamaterial detectors based on THz quantum-cascade structures. *Scientific Reports*, 4(1), mar 2014. doi:10.1038/srep04269.

[66] Kebin Fan, Andrew C. Strikwerda, Hu Tao, et al. Stand-up magnetic metamaterials at terahertz frequencies. *Optics Express*, 19(13) :12619, jun 2011. doi:10.1364/oe.19.012619.

[67] Burak Ozbey and Ozgur Aktas. Continuously tunable terahertz metamaterial employing magnetically actuated cantilevers. *Optics Express*, 19(7) :5741, mar 2011. doi:10.1364/oe.19.005741.

[68] Daniele Palaferri, Yanko Todorov, Azzurra Bigioli, et al. Room-temperature nine-µm-wavelength photodetectors and GHz-frequency heterodyne receivers. *Nature*, 556(7699) :85–88, mar 2018. doi:10.1038/nature25790.

[69] Katrin Steinberg, Marc Scheffler, and Martin Dressel. Microwave inductance of thin metal strips. *Journal of Applied Physics*, 108(096102) :November, 2010. doi:10.1063/1.3505706.

[70] H. Luo, H. C. Liu, C. Y. Song, et al. Background-limited terahertz quantum-well photodetector. *Applied Physics Letters*, 86(23) :231103, jun 2005. doi:10.1063/1.1947377.

[71] A. Piotrowska. Ohmic contacts to GaAs : Fundamentals and practice. *Acta Physica Polonica A*, 84(3) :491–504, sep 1993. doi:10.12693/aphyspola.84.491.

[72] ACA PHYSICA POLONICA A, editor. *Ohmic contact to GaAs : fundamentals and practice*, number 84. XXII international School of Semiconducting Compounds, 1993. URL : http://przyrbwn.icm.edu.pl/APP/PDF/84/a084z3p09.pdf.

[73] John David Vincent, Steve Hodges, John Vampola, et al. *Fundamentals of Infrared and Visible Detector Operation and Testing*. Wiley-Blackwell, 2015. URL : https://www.ebook.de/de/product/16789719/john_david_vincent_steve_hodges_john_vampola_greg_pierce_mark_stegall_fundamentals_of_infrared_and_visible_detector_operation_and_testing.html.

[74] Brian C. Smith. *Fundamentals of Fourier Transform Infrared Spectroscopy*. CRC Press, 2011.

[75] Daniel Maystre. Theory of Wood's anomalies. In *Plasmonics*, pages 39–83. Springer Berlin Heidelberg, 2012. doi:10.1007/978-3-642-28079-5_2.

[76] Andrey E. Miroshnichenko, Sergej Flach, and Yuri S. Kivshar. Fano resonances in nanoscale structures. *Reviews of Modern Physics*, 82(2257), Août 2010. doi:10.1103/RevModPhys.82.2257.

[77] C. Genet and T. W. Ebbesen. Light in tiny holes. *Nature*, 445, 2007. doi:10.1038/nature05350.

[78] D. Chastanet, A. Bousseksou, G. Lollia, et al. High temperature, single mode, long infrared (=17.8 $\mu$m) InAs-based quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 105(111118), Septembre 2014. doi:10.1063/1.48957631.

[79] Simon Jeannot. *Développement de matériaux déposés par PECVD pour les interconnexions optiques dans les circuits intégrés par une approche "back-end"*. PhD thesis, INSA Lyon, 2006. URL : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2006ISAL0042/these.pdf.

[80] YJ Han, LH Li, A Grier, et al. Extraction-controlled terahertz frequency quantum cascade lasers with a diagonal LO-phonon extraction and injection stage. *Optics Express*, 2016. doi:10.1364/OE.24.028583.

[81] C. H. Ng, K. W. Chew, and S. F. Chu. Characterization and comparison of PECVD Silicon Nitride and Silicon Oxynitride Dielectric for MIM capacitors. *IEEE Electron Device Letters*, 24(8), Août 2003. doi:10.1109/LED.2003.815154.

[82] Alexei Baranov and Roland Teissier. Quantum Cascade Lasers in the InAs/AlSb Material System. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 21(6), 2015. doi:10.1109/JSTQE.2015.2426412.

[83] Giuseppe Cataldo, James A. Beall, Hsiao-Mei Cho, et al. Infrared dielectric properties of low-stress silicon nitride. *IEEE Electron Device Letters*, 37(20) :4200–4202, 2012. doi:10.1364/OL.37.004200.

[84] D Sameoto, S-W Lee, and M Parameswaran. Electrical interconnection through optimized wirebonding onto SU-8 structures and actuators. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 18(7), Juin 2008. doi:10.1088/0960-1317/18/7/075023.

[85] N. Klein and H. Gafni. The maximum dielectric strength of thin silicon oxide films. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 13(12), 1966. doi:10.1109/T-ED.1966.15681.

[86] Giuseppe Cataldo, Edward J. Wollack, Ari D. Brown, et al. Infrared dielectric properties of low-stress silicon oxide. *Optics Letters*, 41(7) :1364–1367, 2016. doi:10.1364/OL.41.001364.

[87] James Kolodzey, Enam Ahmed Chowdhury, Thomas N. Adam, et al. Electrical conduction and dielectric breakdown in aluminum oxide insulators on silicon. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 47(1), 2000. doi:10.1109/16.817577.

[88] Khalid Z. Rajab, Mira Naftaly, Edmund H. Linfield, et al. Broadband dielectric characterization of aluminum oxide. *Journal of Microelectronics and Electronic Packaging*, 5(1) :2–7, 2008. doi:10.4071/1551-4897-5.1.1.

[89] B. Paulillo, J. M. Manceau, A. Degiron, et al. Circuit-tunable sub-wavelength THz resonators : hybridizing optical cavities and loop antennas. *Optics Express*, 22(18), 2014. doi:10.1364/OE.22.021302.

[90] Christophe Benjamin Paul Bonzon. *Phase and mode control of structured semiconductor lasers*. PhD thesis, ETH Zürich, 2016. URL : http://e-collection.library.ethz.ch/eserv/eth:49128/eth-49128-02.pdf.

[91] Yannick Chassagneux. *Photonique pour les lasers à cascade quantique térahertz*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2009. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00740111/document.

[92] Zijun Chen, A. Megrant, J. Kelly, et al. Fabrication and characterization of aluminum airbridges for superconducting microwave circuits. *Applied Physics Letters*, 104(052602), 2014. doi:10.1063/1.4863745.

[93] G.D.J. Smit, S. Rogge, and T.M. Klapwijk. Scaling of nano-schottky-diodes. *Applied Physics Letters*, 81(3852), 2002. doi:10.1063/1.1521251.

[94] Kirt R. Williams, Kishan Gupta, and Matthew Wasilik. Etch rates for micromachining processing—Part II. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 12(6), Décembre 2003. doi:10.1109/JMEMS.2003.820936.

[95] T. S. Kim, H. Y. Yang, Y. H. Kil, et al. Dry Etching of Germanium by Using Inductively Coupled $CF_4$ Plasma. *Journal of Korean Physical society*, 54(6) :2290–2296, 2009. doi:10.3938/jkps.54.2290.

[96] H. Nyquist. Thermal agitation of electric charge in conductors. *Physical Review*, 32(110), 1928. doi:10.1103/PhysRev.32.110.

[97] P. H. Hao, L. C. WangFei Deng, S. S. Lau, et al. On the low resistance Au/Ge/Pd ohmic contact to n-GaAs. *Journal of Applied Physics*, 79(4211), 1996. doi:10.1063/1.361788.

[98] Dieter K. Schroder. *Semiconductor material and device characterization*. John Wiley & Sons, 2006.

[99] W. Shockley and al. Research and investigation of inverse epitaxial UHF power transistors. Technical report, Shockley Research Laboratory, 1964. URL : https://apps.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/605376.pdf.

[100] *Intersubband Transitions in Quantum Wells : Physics and Device Applications II*, volume 66 of *Semiconductors and Semimetals*. Academic Press, 1999. cf p.134.

[101] Anthony E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.

[102] E. Strupiechonski, D. Grassani, D. Fowler, et al. Vertical subwavelength mode confinement in terahertz and mid-infrared quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 98(10) :101101, mar 2011. doi:10.1063/1.3560980.

[103] C. Z. Ning. Semiconductor nanolasers. *Physica status solidi B*, 247(4) :774–788, 2011. doi:10.1002/pssb.200945436.

[104] Martin T. Hill and Malte C. Gather. Advances in small lasers. *Nature Photonics*, 2014. URL : https://research-repository.st-andrews.ac.uk/bitstream/handle/10023/6698/hill_gather_small_laser_review_nat_photon_main_final.pdf.

[105] Kenichi Iga. Surface-emitting laser—its birth and generation of new optoelectronics field. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6), Novembre/Décembre 2000. doi:10.1109/2944.902168.

[106] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, et al. Whispering gallery mode microdisk lasers. *Applied Physics Letters*, 60(3) :289–291, 1992. doi:10.1063/1.106688.

[107] Hong-Gyu Park, Se-Heon Kim, Soon-Hong Kwon, et al. Electrically driven single-cell photonic crystal laser. *Science*, 305(5689) :1444–1447, 2004. doi:10.1126/science.1100968.

[108] K. Ding, M. T. Hill, Z. C. Liu, et al. Record performance of electrical injection sub-wavelength metallic-cavity semiconductor lasers at room temperature. *Optics Express*, 21(4), Février 2013. doi:10.1364/OE.21.004728.

[109] M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, et al. Demonstration of a spaser-based nanolaser. *Nature*, 460(7259) :1110–1112, aug 2009. doi:10.1038/nature08318.

[110] David J. Bergman and Mark I. Stockman. Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation : Quantum generation of coherent surface plasmons in

nanosystems. *Physical Review Letters*, 90(2), jan 2003. doi:10.1103/physrevlett.90.027402.

[111] L. Andrea Dunbar, Romuald Houdré, Giacomo Scalari, et al. Small optical volume terahertz emitting microdisk quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 90(141114), Avril 2007. doi:10.1063/1.2719674.

[112] Y. Chassagneux, J. Palomo, R. Colombelli, et al. Thz microcavity lasers with subwavelength mode volumes and thresholds in the milliampere range. *Applied Physics Letters*, 90(091113), Juin 2007. doi:10.1063/1.2710754.

[113] PB Vigneron, François Joint, Nathalie Isac, et al. Advanced and Reliable GaAs/AlGaAs ICP-DRIE etching for Optolectronic, Microelectronic and Microsystem applications. *Microelectronic Engineering*, 202 :42–50, Décembre 2018. doi:10.1016/j.mee.2018.09.001.

[114] G Guisbiers, E Herth, B Legrand, et al. Materials selection procedure for RF-MEMS. *Microelectronic Engineering*, 87(9) :1792–1795, Novembre 2010. doi:10.1016/j.mee.2009.10.016.

[115] François Joint, Claire Abadie, Pierre-Baptiste Vigneron, et al. GaAs Manufacturing Technology Towards Nanoscale features using a Reliable Plasma Etching. *submitted*, 2019.

[116] Dibyendu Dey, Wei Wu, Omer Gokalp Memis, et al. Injectorless quantum cascade laser with low voltage defect and improved thermal performance grown by metal-organic chemical-vapor deposition. *Applied Physics Letters*, 94(081109), Février 2009. doi:10.1063/1.3089362.

ÉCOLE DOCTORALE
Physique et ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

**Titre :** Détecteurs et lasers THz à base d'antennes accordables en fréquence

**Mots clés :** Optoélectronique, laser à cascade quantique, métamatériaux, photo-détecteur, circuit LC, térahertz, transitions inter-sous-bandes

**Résumé :** Les dispositifs optoélectroniques sont importants pour nombreuses applications de la vie de tous les jours : ordinateurs, téléphones, les objets connectés en général. La gamme spectrale du THz (0.1-10 THz) reste cependant un domaine industriellement peu exploité en raison de problèmes intrinsèques à la génération et détection des photons THz. De nombreuses applications relèvent pourtant du THz, dans les domaines médicaux par exemple, pour la détection des gaz à l'état de trace, ou bien pour l'imagerie d'objets opaques dans le visible. Cette thèse se focalise sur les photodétecteurs à puits quantiques (QWIPs) et les lasers à cascade quantique (QCLs) fonctionnant dans la gamme du THz dans le but de développer des dispositifs compacts, rapides et sensibles (mais fonctionnant à températures cryogéniques). Nous avons utilisé des résonateurs à anneau fendu, inspirés des travaux sur les métamatériaux, pour concevoir et développer des détecteurs sub-longueur d'onde accordables en fréquence dans la gamme spectrale du térahertz grâce à une inductance externe. En ce qui concerne les émetteurs, cette thèse étudie les micro-lasers THz qui utilisent des résonateurs de type micro-disques, avec pour but de concevoir et fabriquer des lasers fonctionnant sur le mode électromagnétique fondamental. Les futures perspectives de ce travail concernent la réalisation d'un laser entièrement sub-longueur d'onde et rapide dans la gamme spectrale du THz.

**Title :** THz tunable antenna-coupled photodetectors and lasers

**Keywords :** optoelectronics, quantum cascade laser, metamaterials, photodetector, LC circuit, terahertz, intersubband transition

**Abstract :** Optoelectronic devices are crucial for many applications in everyday life : computers, smartphones, connected objects in general. The THz range (0.1-10 THz) still remains industrially unexploited because of the intrinsic difficulties to produce or generate THz photons. However, many applications exist for THz radiation : in the medical field for example, for the sensitive detection of gases, or for the imaging of concealed objects in the visible range. This thesis focuses on quantum well photodetectors (QWIPs) and quantum cascade lasers (QCLs) operating in the THz range in order to develop compact, fast and sensitive devices (but operating at cryogenic temperatures). We used Split Ring Resonators (SRR), inspired by metamaterial research, in order to design and develop subwavelength tunable THz detectors with an external inductance. Concerning lasers, this thesis studies THz micro-lasers using microdisk resonators with the aim of designing and manufacturing lasers operating on the fundamental electromagnetic mode (dipolar mode). The future perspective of this work is to build an entirely sub-wavelength and fast laser in the THz spectral range.

**Université Paris-Saclay**
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France