

Détecteurs de radiation terahertz pulsée

Par

Yacoubou Salissou

Mémoire présenté au Département de Physique en vue
de l'obtention du grade de maître ès sciences (M. Sc.)

FACULTE DES SCIENCES
UNIVERSITE DE SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, décembre 2005

SOMMAIRE

Dans ce mémoire, nous présentons une étude portant sur la détection de rayonnement terahertz (THz) à l'aide d'antennes photoconductrices et par électroabsorption dans les structures à puits quantiques. Nous présentons tout d'abord les résultats d'une étude exploratoire sur la technique de détection basée sur l'électroabsorption par effet Stark quantique. Dans cette étude, nous examinons le potentiel d'utilisation de cette technique et dégageons le type de structure à puits quantiques le plus adapté à la détection de rayonnement terahertz. Par la suite, nous présentons les résultats d'une étude de caractérisation d'une série d'antennes photoconductrices utilisées comme détecteur de rayonnement THz. Ces antennes ont été fabriquées sur substrat de GaAs semi isolant implanté. Le principe de la mesure consiste à utiliser le champ électromagnétique THz pour déplacer les photoporteurs générés par une impulsion optique sonde, et ainsi induire un photocourant qui dépend de l'amplitude instantanée de ce champ THz. Afin d'optimiser les performances de détection en termes de résolution temporelle et de sensibilité, il est important de réduire le temps de vie des photoporteurs tout en préservant une bonne mobilité électronique. La recherche du meilleur compromis nous a conduit à réaliser des études de l'effet des différents paramètres d'implantation (espèce chimique, dose et profondeur d'implantation). L'étude de l'effet de la forme géométrique de la région photosensible sur la sensibilité de détection sera également présentée. Finalement, des simulations de l'effet de la durée de vie des porteurs sur la largeur de bande de détection sont également présentées.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier particulièrement mon directeur de recherche, DENIS MORRIS, pour m'avoir déniché de mon Cameroun natal, accueilli dans son laboratoire et pour toute l'aide et le soutien qu'il m'a apporté tout au long de mon projet de maîtrise. Je tiens par la suite à remercier mon co-directeur, SERGE CHARLEBOIS, pour avoir accepté de co-diriger mon travail ainsi que pour l'assistance qu'il n'a cessé de m'apporter tout au long de mon projet. Je tiens également à dire merci à BASSEM SALEM pour toute l'aide et le soutien qu'il m'a accordé tout au long de ce projet. Il a été très enrichissant de travailler avec toi BASSEM.

Grand merci à STÉPHANE MÉLANÇON pour sa disponibilité et son efficacité et à MICHAEL LACERTE pour son aide. Un merci particulier à l'équipe des salles blanches du Département de Génie Électrique et Informatique pour les conseils avisés en matière de microfabrication que j'ai reçus. Je pense tout particulièrement à GUILLAUME BERTAND et PIERRE LAFRANCE pour leurs contributions. Merci également à JOUAD ABDELLATIF pour son aide et sa disponibilité.

J'ai aussi une pensée particulière pour LISE CHARBONNEAU ET CLAUDE BOURBONNAIS dont les contributions administratives, m'ont permis de réaliser ce programme de maîtrise.

Enfin, je remercie tous les professeurs, techniciens et étudiants du département de physique et du CRN2 pour leur accueil et l'atmosphère de travail agréable à laquelle chacun apporte une contribution.

TABLE DES MATIÈRES

| | |
|---|-----|
| SOMMAIRE..... | I |
| REMERCIEMENTS | II |
| TABLE DES MATIÈRES..... | III |
| LISTE DES GRAPHIQUES | V |
| INTRODUCTION..... | 1 |
| CHAPITRE I : Aspects théoriques sur l'émission et la détection de rayonnement terahertz | 4 |
| 1.1 Champ radié par une antenne photoconductrice | 4 |
| 1.2 Antenne photoconductrice..... | 5 |
| 1.3 L'émission | 7 |
| 1.4 La détection | 10 |
| 1.5 Les matériaux photoconducteurs généralement utilisés | 14 |
| CHAPITRE II : Technique de detection basee sur l'électroabsorption dans les structures à puits quantiques | 16 |
| 2.1 Transition optique dans les puits quantiques..... | 16 |
| 2.2 Effet d'un champ électrique externe..... | 17 |
| 2.3 Analyse qualitative du comportement des fonctions d'onde dans les puits quantiques multiples couplés et non couplés en présence du champ électrique | 18 |
| CHAPITRE III : Dispositifs experimentaux et fabrication des échantillons | 25 |
| 3.1 Paramètres de nos antennes | 25 |
| 3.2 Fabrication des antennes..... | 27 |
| 3.2 Fabrication des antennes..... | 28 |
| 3.2.1 Nettoyage des échantillons | 28 |
| 3.2.2 Photolithographie | 28 |
| 3.2.3 Dépôt métallique et soulèvement | 30 |
| 3.2.3 Dépôt métallique et soulèvement | 31 |
| 3.3 Description des dispositifs expérimentaux..... | 32 |
| 3.3.1 Dispositif expérimental principal (pompe-sonde en transmission) .. | 32 |

| | |
|--|------|
| 3.3.2 Dispositif expérimental en réflexion | 34 |
| CHAPITRE IV : Résultats et analyse : antennes photoconductrices de détection | 36 |
| 4.1 Caractérisation du signal typique généré et détecté par nos antennes | 36 |
| 4.2 Effet de l'amincissement du substrat | 39 |
| 4.3 Comparaison avec le spectre obtenu en collectant le signal dans la configuration réflexion | 42 |
| 4.4 Effet de la forme des extrémités des dipôles | 44 |
| 4.5 Polarisation du champ terahertz émis | 46 |
| 4.6 Effet des différents paramètres d'implantation sur la détection | 48 |
| 4.6.1 Effet de l'espèce d'ion incident | 48 |
| 4.6.2 Effet de la dose d'implantation | 52 |
| 4.6.3 Effet de la profondeur d'implantation | 56 |
| 4.7 Simulation de la réponse du détecteur | 60 |
| CONCLUSION | 62 |
| BIBLIOGRAPHIE | VIII |
| ANNEXE : Modèle simple pour la réponse du détecteur | XI |

LISTE DES GRAPHIQUES

| | |
|---|----|
| Figure 1 : Position de la gamme terahertz dans le spectre électromagnétique..... | 1 |
| Figure 2 : Structure d'une antenne émettrice..... | 6 |
| Figure 3 : Structure d'une antenne réceptrice..... | 7 |
| Figure 4: Principe d'émission de rayonnement terahertz avec une antenne photoconductrice | 8 |
| Figure 5: Forme typique du photocourant induit par l'excitation et du rayonnement terahertz correspondant | 9 |
| Figure 6: Principe de détection de rayonnement terahertz avec une antenne photoconductrice | 11 |
| Figure 7 : surface de détectivité du détecteur..... | 11 |
| Figure 8 : Effet de la géométrie de la surface de détection A) effet de L_M B) effet de la largeur du petit gap L_s . Les données des deux figures ont été normalisées par le même facteur de normalisation | 14 |
| Figure 9 : Tableau comparatif des propriétés des principaux matériaux photoconducteurs | 15 |
| Figure 10 : Illustration de l'effet Stark quantique | 18 |
| Figure 11 : Fonctions enveloppes dans les puits en absence de champ électrique..... | 19 |
| Figure 12: Fonctions enveloppes dans les puits en présence d'un très faible champ électrique | 20 |
| Figure 13: Fonctions d'ondes dans les puits en présence d'un faible champ électrique..... | 21 |
| Figure 14: Fonctions d'ondes dans les puits en présence d'un champ électrique plus élevé..... | 22 |
| Figure 15 : Mise en évidence de l'effet Stark dans le GaAs | 24 |
| Figure 16 : Effet du champ de déplétion sur le shift du gap d'absorption dans le GaAs (tiré de la figure 15)..... | 24 |
| Figure 17 : Paramètres de nos antennes | 26 |
| Figure 18 : Paramètres de nos antennes réceptrices première génération..... | 26 |
| Figure 19 : Paramètres de nos antennes réceptrices deuxième génération..... | 27 |
| Figure 20 :Les étapes de la fabrication..... | 31 |

| | |
|---|----|
| Figure 21 : Illustration des avantages de la méthode de photolithographie multicouche.... | 27 |
| Figure 22 : Banc de caractérisation en mode transmission | 33 |
| Figure 23 : Banc de caractérisation en mode réflexion | 35 |
| Figure 24 : Impulsion terahertz détectée | 37 |
| Figure 25 : Transformée de Fourier de l'impulsion terahertz | 38 |
| Figure 26 : Impulsions terahertz détectées avant et après amincissement du substrat..... | 40 |
| Figure 27 : Comparaison des formes des impulsions détectées avant et après amincissement du substrat..... | 41 |
| Figure 28 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées avant et après amincissement du substrat..... | 41 |
| Figure 29 : Impulsions terahertz détectées en configuration réflexion et transmission | 42 |
| Figure 30 : Comparaison des formes des impulsions détectées en configuration réflexion et transmission..... | 43 |
| Figure 31 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées en configuration réflexion et transmission | 43 |
| Figure 32 : Impulsions terahertz détectées avec les trois types de dipôles..... | 44 |
| Figure 33 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées avec les trois types de dipôles | 45 |
| Figure 34 : Les deux composantes de l'impulsion terahertz | 47 |
| Figure 35 : Mise en évidence du déphasage entre les deux composantes de l'impulsion terahertz | 47 |
| Figure 36 : Distribution des lacunes dans les échantillons implantés respectivement à l'hydrogène, arsenic et oxygène | 49 |
| Figure 37 : Courbes I-V des échantillons implantés respectivement à l'hydrogène, arsenic et oxygène | 49 |
| Figure 38 : Impulsions terahertz détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté multi énergie à l'hydrogène, arsenic et oxygène. | 51 |
| Figure 39 : Comparaison des formes des impulsions détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté multi énergie à l'hydrogène, arsenic et oxygène..... | 51 |
| Figure 40 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté multi énergie à l'hydrogène, arsenic et oxygène..... | 52 |

| | |
|---|----|
| Figure 41 : Distribution des lacunes en fonction de la dose dans les échantillons implantés à l'hydrogène à 180 keV..... | 53 |
| Figure 42 : Courbes I-V en fonction de la dose dans les échantillons implantés à l'hydrogène à 180 keV | 53 |
| Figure 43 : Impulsions terahertz détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté à l'hydrogène en fonction de la dose..... | 55 |
| Figure 44 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté à l'hydrogène avec des doses différentes | 55 |
| Figure 45 : Distribution des lacunes en fonction de l'énergie dans les échantillons implantés à l'hydrogène à 10^{15} cm^{-2} | 53 |
| Figure 46 : Pénétration du laser à 760 nm dans le GaAs..... | 53 |
| Figure 47 : Courbes I-V en fonction de l'énergie des ions incidents dans les échantillons implantés à l'hydrogène à 10^{15} cm^{-2} | 57 |
| Figure 48 : Impulsions terahertz détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté à l'hydrogène en fonction de l'énergie des ions incidents..... | 58 |
| Figure 49 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté à l'hydrogène avec des énergies différentes..... | 59 |
| Figure 50: Simulation de la réponse du détecteur en fonction de la durée de vie des porteurs dans le substrat de l'émetteur | 61 |
| Figure 51: Simulation de la réponse spectrale du détecteur en fonction de la durée de vie des porteurs dans le substrat de l'émetteur | 61 |

INTRODUCTION

La spectroscopie terahertz a connu un réel développement au cours de ces deux dernières décennies. Déjà très tôt des chercheurs se sont intéressés à la gamme du terahertz, cependant ils étaient limités par le manque de sources et de détecteurs de rayonnement performants dans cette gamme de fréquence [1,2]. Un terahertz correspond à une oscillation par picoseconde. En différentes unités, on a les équivalences suivantes :

$$1 \text{ THz} \equiv 1 \text{ ps}^{-1} \equiv 4.1 \text{ meV} \equiv 0.3 \text{ mm} \equiv 33 \text{ cm}^{-1} \equiv 47.6 \text{ K}$$

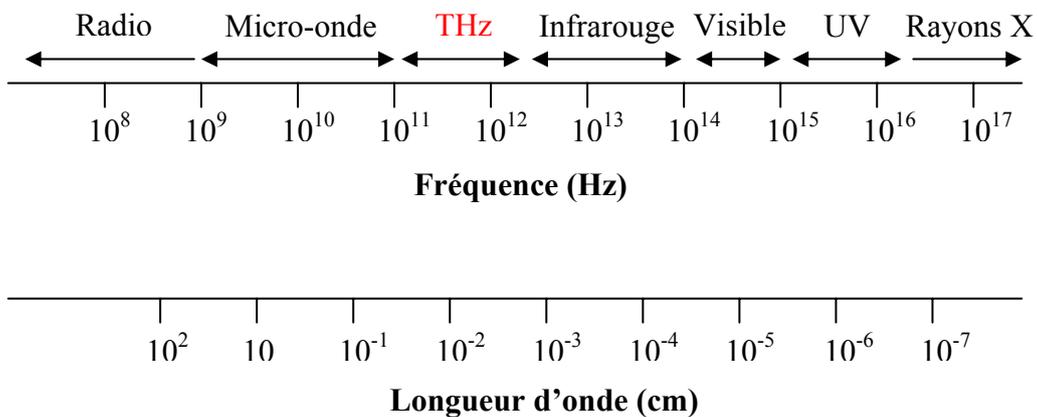


Figure1 : Position de la gamme terahertz dans le spectre électromagnétique

L'étendue de la gamme du terahertz est illustrée sur la figure 1. Il n'y a pas de définition officielle de cette gamme, mais dans la littérature [3,4] elle est souvent associée à celle s'étendant de quelques centaines de gigahertz à 30 terahertz. Du point de vue historique, la spectroscopie terahertz est née des efforts visant à générer et échantillonner des signaux électriques transitoires ultra-rapides par voie optique [1]. Depuis les travaux pionniers d'Auston en 1975 [5] et de Valdmanis en 1982 [6], différents phénomènes physiques ont été utilisés à cette fin. Tous utilisent des principes de base similaires : une impulsion optique interagit avec un matériau semiconducteur pour générer par photoconduction un signal électrique transitoire très rapide qui se propage ensuite sur une ligne de transmission; une autre impulsion optique, issue de la même source laser et retardée par

rapport à la première, interagit à son tour avec le signal électrique à mesurer de manière à faire varier une grandeur facilement mesurable (courant électrique, intensité lumineuse, etc.).

L'introduction des premières sources laser a permis l'éclosion de la spectroscopie optique dans le visible. Différents types de sources solides, dont les diodes laser, ont permis d'exploiter la gamme du proche infrarouge et de l'infrarouge moyen. Le domaine de la spectroscopie résolue en temps dans la région de l'infrarouge lointain (l'autre appellation de la spectroscopie terahertz) est encore à ses débuts. Ce domaine a pris de l'ampleur avec la commercialisation des lasers femtosecondes à la fin des années 80. En effet, c'est dans les années 1989-1990 qu'on assiste à un changement radical suite à la publication de deux articles faisant état de la propagation de ces impulsions dans l'espace libre [1,7,8]. Dès lors, on pouvait envisager placer un objet entre l'émetteur et le détecteur : c'était la naissance de la spectroscopie dans le régime terahertz. Depuis lors de plus en plus de groupes s'intéressent aux applications nombreuses de ce type de radiation.

À température ambiante, les objets émettent une énergie thermique dans cette gamme (6 THz) ; plusieurs molécules organiques ont une très forte absorption dans cette bande via notamment les modes de rotation ou de vibration qui s'y retrouvent ; les photons des rayons terahertz (aussi appelés rayons T par analogie aux rayons X) ont une énergie très faible (un million de fois plus faible que ceux des rayons X), cette radiation est normalement non ionisante (peu de dommages causés aux tissus biologiques). Les applications de la radiation terahertz sont donc nombreuses et diverses. Dans le secteur de la défense par exemple, la détection d'agents chimiques et biologiques [9,10,11] et la détection des explosifs [12], l'imagerie dans l'espace en utilisant des satellites [3] constituent des applications importantes. Dans le secteur commercial, les applications touchent entre autres l'inspection des courriers postaux, l'inspection des bagages et le contrôle de qualité . Dans le biomédical, l'imagerie des tissus, la détection précoce des cancers de la peau et la tomographie à rayons T sont les principales applications actuellement en développement [3,4,12,13,14]. Du point de vue fondamental, en physique, il serait par exemple possible de faire de la spectroscopie linéaire ou non linéaire dans la gamme de l'infrarouge lointain. Pour les chimistes, la spectroscopie terahertz pourrait être

un outil de caractérisation très précieux. Les références [3,4,13,14,15] donnent une liste plus exhaustive des applications de la radiation terahertz.

Il existe plusieurs sources de rayonnement terahertz, citons notamment les lasers à électrons libres [16], les cristaux non linéaires pompés par des impulsions laser courtes (rectification optique) [17-20], les photoémetteurs à puits quantiques [2] et les antennes photoconductrices déclenchées par des impulsions laser ultra-courtes [21-23]. Il existe également plusieurs types de détecteurs de rayonnement terahertz, notamment les bolomètres, les cristaux non linéaires (l'effet électro-optique) [24,25], les photodétecteurs à puits quantiques [27-29] et les antennes photoconductrices [30-33]. Les références [3,26] donnent une liste plus exhaustive des sources et détecteurs de rayonnement terahertz.

La plupart des applications de la radiation terahertz nécessitent des détecteurs de plus en plus performants en terme de sensibilité et de largeur de bande de détection. Dans cette perspective, des efforts considérables sont déployés dans la communauté scientifique en vue d'améliorer ces caractéristiques ; c'est dans ce contexte que s'insère mon projet de maîtrise. Il avait pour but la conception, la fabrication et la caractérisation d'antennes photoconductrices pour la détection de rayonnement terahertz pulsé. Le choix de ce type de détecteur a été guidé par les moyens disponibles en termes d'infrastructures à l'Université de Sherbrooke. Par la suite, je me suis intéressé à l'exploitation de l'effet Stark quantique et de l'effet Franz-Keldysh dans une structure à puits InGaAs/GaAs en vue de la détection de la radiation terahertz. Ce mémoire a été divisé en quatre chapitres. Le premier chapitre traite des éléments théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes liés à l'émission et à la détection des rayonnements terahertz à l'aide d'antennes photoconductrices. Dans le chapitre deux, la technique de détection exploitant l'électroabsorption dans les structures à puits quantique est présentée ; en particulier, nous discuterons du type de structure à puits quantiques qui serait la mieux adaptée à la détection de la radiation terahertz. Dans le troisième chapitre, une description détaillée du dispositif expérimental et des étapes de conception et de fabrication de nos antennes est faite. La présentation et l'analyse des résultats obtenus avec les antennes photoconductrices sont exposées dans le quatrième chapitre.

CHAPITRE I

ASPECTS THEORIQUES SUR L'EMISSION ET LA DETECTION DE RAYONNEMENT TERAHERTZ

Dans ce chapitre nous aborderons les aspects fondamentaux impliqués dans la génération et la détection du rayonnement terahertz pulsé. Tout d'abord nous dériverons l'équation d'onde qui décrit l'allure du champ électrique transitoire induit par des sources variables dans le temps telles que le courant de conduction et la polarisation électrique du milieu. Enfin, nous décrirons comment les antennes photoconductrices sont mises à contribution pour émettre et détecter ce type de radiation.

1.1 Champ radié par une antenne photoconductrice

Les phénomènes électromagnétiques sont gouvernés par les équations de Maxwell. Sous leur forme microscopique, elles s'écrivent de la façon suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J}, \quad (1.4)$$

Où \mathbf{E} et \mathbf{B} représentent respectivement les vecteurs champ électrique et induction magnétique, \mathbf{J} le vecteur densité de courant, ρ la densité de charge, μ_0 et ε_0 respectivement la perméabilité magnétique et électrique dans le vide, et t le temps. μ_0 et ε_0 sont liés à la vitesse de la lumière c par la relation $c = (\mu_0 \varepsilon_0)^{-\frac{1}{2}}$.

La densité de courant \mathbf{J} est la somme de la densité de courant de conduction et de la densité de courant lié. Cependant, dans le cas des antennes photoconductrices la densité de courant lié est négligeable (car lors de l'émission la constante diélectrique est supposée indépendante de la fréquence et égale à celle de l'air, cependant l'effet de la dispersion

peut devenir important pendant la propagation du rayonnement). L'équation d'onde est alors obtenue des équations (1.1) à (1.4) et est donnée par [47] :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \left(\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \right) \quad (1.5)$$

Une solution à cette équation en champ lointain a été présentée par plusieurs auteurs [2]. Celle-ci décrit la forme temporelle d'un rayonnement électromagnétique émis suivant l'axe normal à la surface d'un matériau qui est le siège d'un courant de conduction variable dans le temps. Cette solution est donnée par :

$$\mathbf{E}_{rad} \approx -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{S}{z} \frac{\partial \mathbf{J}(t)}{\partial t} \quad (1.6)$$

Où S représente la surface de la zone émettrice et z la distance entre la surface émettrice et le point de détection.

1.2 Antenne photoconductrice

La photoconduction dans un matériau se traduit par une variation de sa résistivité sous illumination. Dans un semiconducteur, la variation de la photoconduction dans le temps résulte de la génération d'une paire de porteurs de charge par absorption d'un photon, puis de la mise en mouvement de ces charges sous l'action d'un champ électrique et enfin de la disparition de ces charges par piégeage ou recombinaison. Dans la génération optique des porteurs, la rapidité du processus de création des paires électron-trou et son efficacité quantique constituent les facteurs les plus importants. L'efficacité de la génération optique de porteurs dépend du coefficient d'absorption du matériau et est directement lié à la densité d'états des bandes de valence et de conduction. La densité de porteurs photogénérés décroît exponentiellement à partir de la surface du semiconducteur (loi de Beer-Lambert). L'accélération des porteurs est plus aisée lorsque ceux-ci possèdent une bonne mobilité, ce qui en fait un paramètre essentiel. La rapidité de recombinaison des porteurs dépend de leur temps de vie.

Les antennes photoconductrices sont très utilisées pour émettre ou détecter les rayonnements terahertz. Le principe utilisé dans les deux cas est basé sur la photoconduction dans les semiconducteurs. La structure d'une antenne photoconductrice émettrice est schématisée sur la figure 2. Deux électrodes métalliques sont déposées sur un matériau photoconducteur (généralement un semiconducteur) par une méthode de photolithographie conventionnelle (que nous décrirons dans le chapitre suivant) pour former des contacts ohmiques. Les dimensions typiques des lignes pour des antennes émettrices à large ouverture (distance entre les deux électrodes de l'ordre d'une centaine de microns) sont indiquées sur la figure 2. La structure de l'antenne détectrice est analogue à celle de l'antenne émettrice (voir figure 3). Les deux antennes diffèrent seulement en raison de la forme des électrodes et des caractéristiques des substrats. La dimension typique du petit gap de l'antenne détectrice est de 5 microns. Nous y reviendrons plus en détail dans le chapitre réservé à la partie expérimentale.

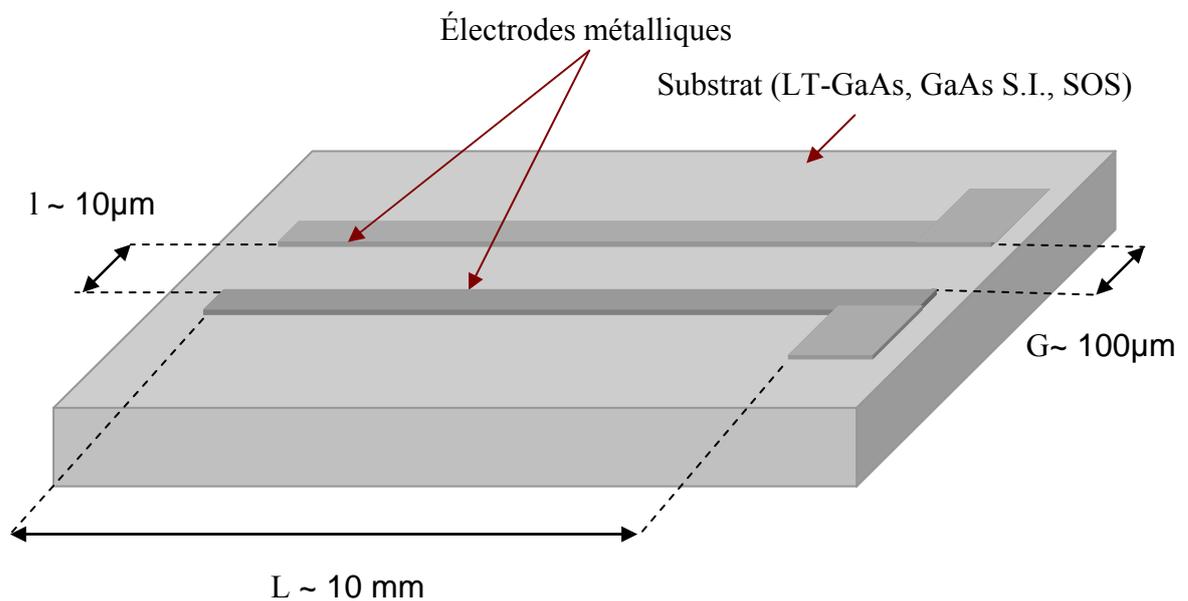


Figure 2 : Structure d'une antenne émettrice

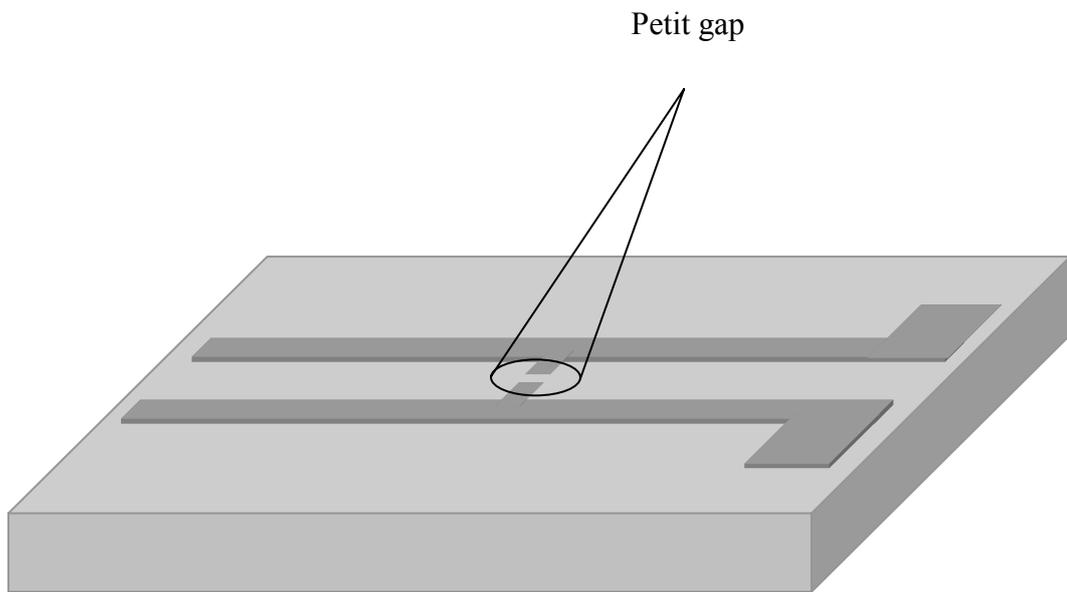


Figure 3 : Structure d'une antenne réceptrice

1.3 L'émission

Le principe d'émission de rayonnement terahertz à l'aide d'une antenne photoconductrice est le suivant : on illumine la surface du matériau photoconducteur avec une impulsion issue d'un laser ultra-rapide dont l'énergie des photons est supérieure au gap du semiconducteur, et de ce fait, on génère des paires électron-trou par absorption de photons. En présence d'une tension de polarisation de l'antenne, ces porteurs sont accélérés dans la direction du champ et vont ainsi donner naissance à un photocourant transitoire entre les électrodes (voir l'illustration à la figure 4). L'importance du photocourant dépend du comportement des porteurs photogénérés sous l'action du champ électrique depuis leur création optique jusqu'à leur recombinaison. Le temps de montée du photocourant correspond essentiellement à la durée de l'impulsion laser alors que le temps de descente est fixé par la plus courte durée entre le temps de vie des porteurs dans le semiconducteur (c'est-à-dire le temps durant lequel les porteurs sont mobiles et participent à la conduction)

et la durée du parcours des porteurs dans la région du champ électrique. Le photocourant transitoire $\mathbf{J}(t)$ va générer une radiation électromagnétique ultracourte conformément à la relation (18) : c'est l'émission du rayonnement terahertz. La distribution d'intensité rayonnée dépend de la géométrie de l'antenne, du spot d'excitation et de l'indice du substrat. Le champ terahertz \mathbf{E}_{THz} émis est donc proportionnel à la variation du photocourant dans le temps :

$$\mathbf{E}_{\text{THz}} \propto \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (1.7)$$

La figure 5 illustre l'allure du transient de photocourant et de l'impulsion terahertz correspondante. Pour que l'émission soit efficace, il est nécessaire que le matériau utilisé comme substrat ait une bonne mobilité des porteurs de charges et une haute résistivité d'obscurité permettant une forte tension de polarisation. En effet, Masahiko Tani *et al.* [12] ont montré que le maximum du champ terahertz émis est donné par :

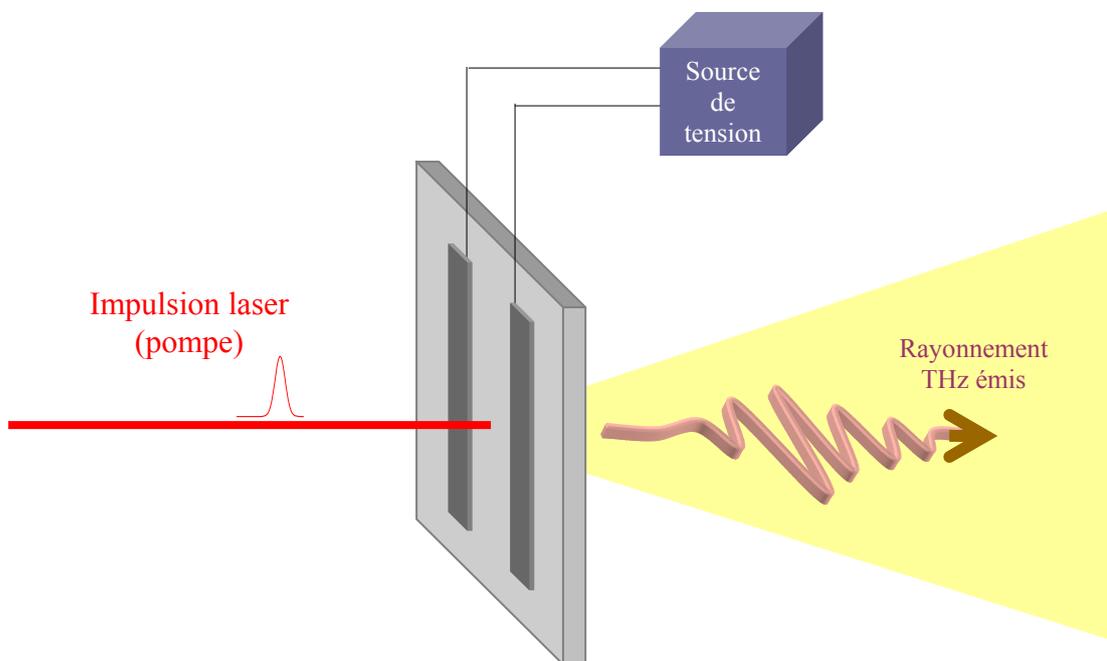


Figure 4 : Principe d'émission de rayonnement terahertz avec une antenne photoconductrice

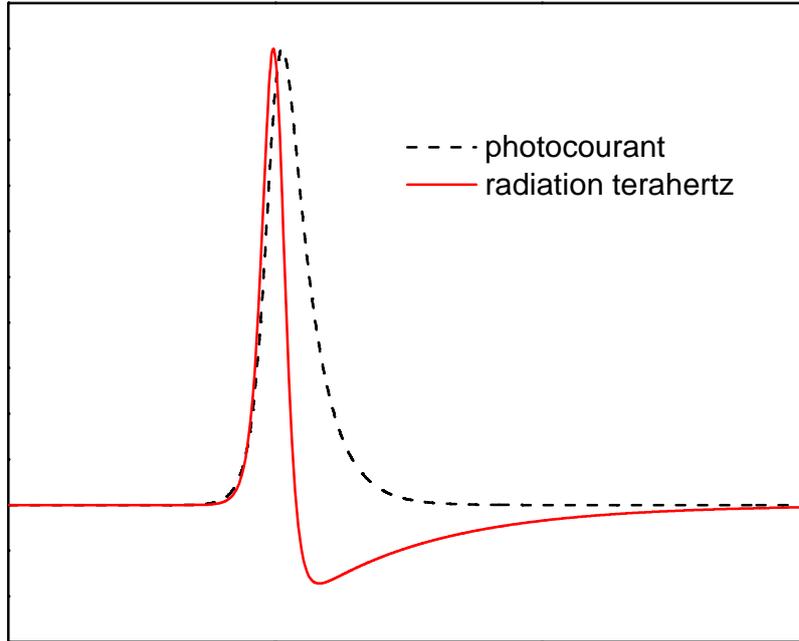


Figure 5 : Forme typique du photocourant induit par l'excitation et du rayonnement terahertz correspondant

$$E_{THz}^{Pic} \propto e\mu T_{int} \frac{1-R}{h\nu} \frac{P_{in}}{D} \frac{V_b}{D} \quad (1.8)$$

Où μ est la mobilité des porteurs, e la charge électronique, T_{int} la période de répétition de la source laser, R la réflectance du substrat, $h\nu$ l'énergie d'un photon émis par laser, P_{in} la puissance moyenne du laser, D le gap de l'antenne photoconductrice et V_b la tension de polarisation de l'antenne. La nécessité d'utiliser un matériau de très haute résistivité comme substrat est essentielle pour pouvoir polariser fortement l'émetteur, mais en même temps, elle ne facilite pas l'obtention d'une bonne mobilité des porteurs. On doit souvent se satisfaire d'un compromis entre matériau haute résistivité et matériau à très grande mobilité. Comme nous le verrons plus tard, un faible temps de vie des porteurs dans le substrat affecte l'allure de l'impulsion terahertz émise et permet aussi de réduire l'influence du bruit thermique des porteurs.

Une fois émise, l'impulsion terahertz est assujettie à des déformations du fait de l'absorption et de la dispersion durant sa propagation dans les matériaux sur lesquels les

antennes sont fabriquées [34]. Par ailleurs afin d'éviter les réflexions au bout des électrodes, la longueur de celles-ci doit être suffisamment grande (généralement autour de 10 mm) [12]. Pour avoir le maximum d'émission, il importe que le spot d'excitation soit focalisé tout près de l'anode. En effet, en première approximation, on considère que le champ électrique est constant partout dans le gap de l'antenne. Cependant, la présence d'une faible densité de charge d'espace conduit à une redistribution du champ électrique entre les électrodes, dont le maximum se trouve tout près de l'anode [34].

1.4 La détection

Un détecteur idéal devrait être capable de restituer de manière exacte l'information relative à la forme de l'impulsion terahertz détectée. Cependant plusieurs facteurs peuvent influencer la capacité de détection, ce qui aboutit généralement à une déformation du signal du fait de la limite de la bande passante et de la sensibilité du détecteur. Un modèle détaillé de la réponse du détecteur a été présenté par P.U. Jepsen *et al.* [35].

Le principe de détection est analogue à celui de l'émission, mais seulement ici le champ terahertz qu'on veut détecter remplace la tension de polarisation (voir l'illustration sur la figure 6). À l'aide d'un faisceau lumineux issu d'un laser ultra-rapide dont l'énergie des photons est plus grande que le gap du photoconducteur, on génère des porteurs de charge par absorption des photons. Ces porteurs sont par la suite accélérés par le champ quasi-statique de l'impulsion terahertz et il en résulte un photocourant qu'on mesure. La détection est donc basée sur la mesure du courant électrique induit par le champ terahertz dans le matériau, et de ce fait, la dynamique des porteurs dans le matériau est un facteur déterminant. Un détecteur idéal devrait avoir une haute résistivité d'obscurité, une bonne mobilité, et une très courte durée de vie des porteurs. La largeur typique de l'impulsion terahertz étant de l'ordre de la picoseconde, il est essentiel que la durée de vie des porteurs soit du même ordre, mais préférentiellement la plus courte possible, pour qu'on puisse la résoudre dans le temps.

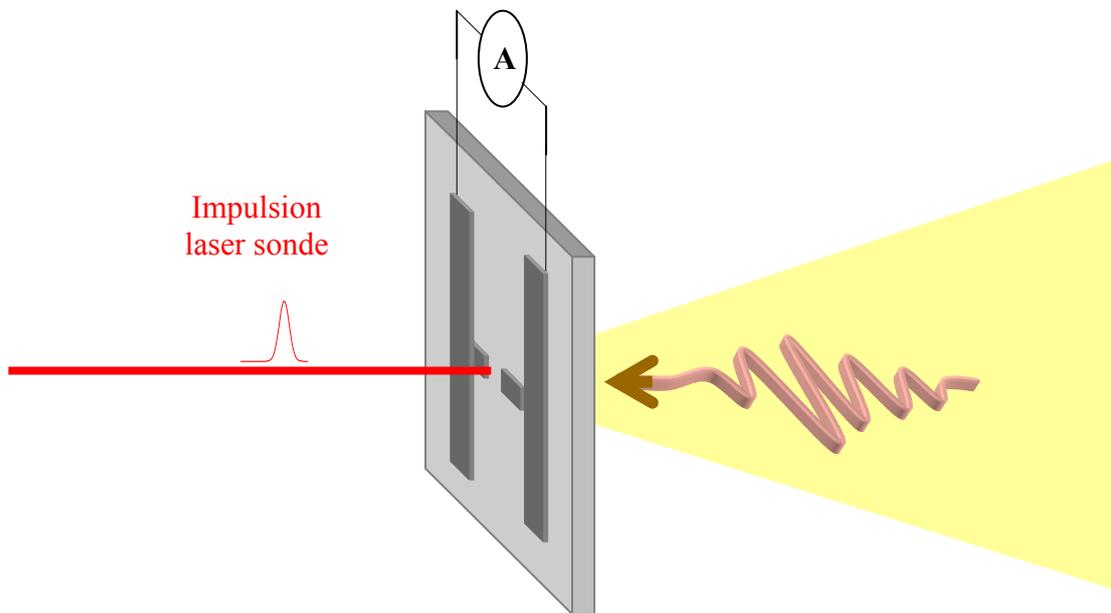


Figure 6 : Principe de détection de rayonnement terahertz avec une antenne photoconductrice

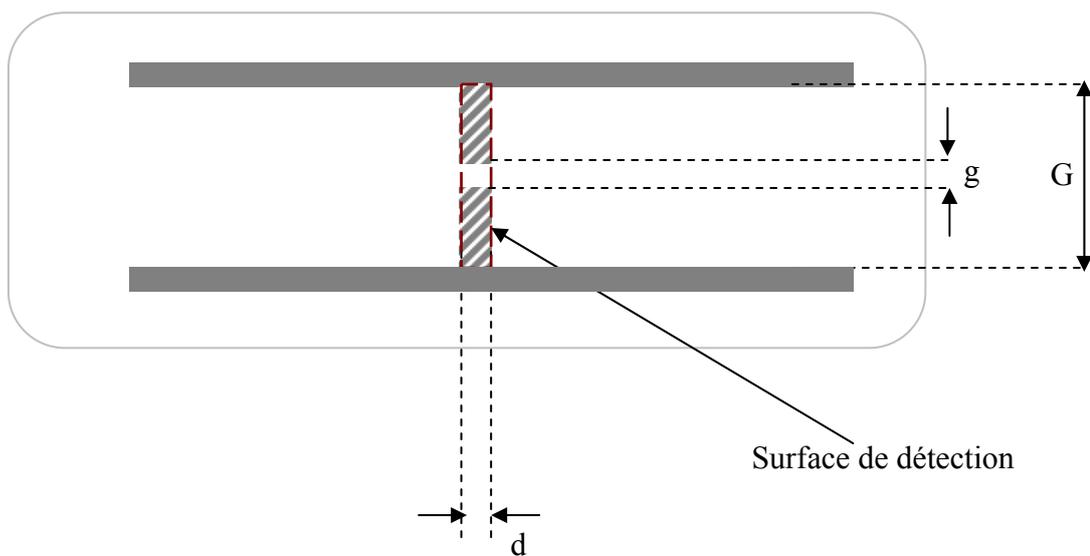


Figure 7 : surface de détectivité du détecteur

La réponse du détecteur est un produit de convolution entre le champ terahertz et la conductivité $g(t)$ du matériau :

$$j(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T E_{THz}(t) \cdot g(t + \tau) dt = \frac{1}{T} e\mu \int_0^T E_{THz}(t) \cdot N(t + \tau) dt \quad (1.9)$$

où T est la période de répétition du laser et $N(t)$ la densité de porteurs photogénérés dans le matériau. Dans la réalité, τ représente le décalage temporel entre le faisceau d'excitation de l'antenne émettrice et celui de l'antenne réceptrice (voir partie expérimentale). Pour une antenne photoconductrice idéale avec un temps de vie des porteurs ultra court, la conductivité $g(t)$ prend la forme d'une fonction $\delta(t)$; par conséquent le photocourant mesuré est directement proportionnel au champ terahertz :

$$j(\tau) \propto E_{THz}(\tau) \quad (1.10)$$

Les composantes de Fourier de ce signal s'obtiennent en prenant la transformée de Fourier de la fonction $j(\tau)$ enregistrée en faisant varier le délai τ d'arrivée de l'impulsion sonde :

$$j(\omega) \propto E_{THz}(\omega) \quad (1.11)$$

Par contre, pour une antenne photoconductrice avec un long temps de vie des porteurs, la conductivité $g(t)$ prend la forme d'une fonction de Heaviside (fonction pas) [36]. Ainsi le photocourant mesuré représente donc une intégration dans le temps du champ terahertz [34,37]. En utilisant les propriétés de la transformée de Fourier, il est facile de montrer que la contribution de chacune des fréquences au courant varie comme :

$$j(\omega) \propto \frac{E_{THz}(\omega)}{\omega} \quad (1.12)$$

Par conséquent, pour une antenne photoconductrice avec un long temps de vie des porteurs, on s'attend à une diminution de la sensibilité des hautes fréquences. Par ailleurs, la géométrie du détecteur influence la sensibilité et la largeur de bande de détection. En effet, lorsque la taille minimale de focalisation du faisceau terahertz est plus grande que la taille du gap de l'antenne détectrice, la largeur de bande devient limitée du fait de la diffraction. Ceci pourrait constituer un handicap pour la détection des hautes fréquences et donc une limitation supplémentaire de la largeur de bande du détecteur.

Dans les substrats commerciaux de GaAs semi-isolant (GaAs S.I.), la durée de vie des porteurs est très grande (de l'ordre d'une centaine de picoseconde). Pour diminuer cette durée de vie, une technique communément utilisée consiste à introduire des défauts dans la

structure cristalline du semiconducteur par irradiation ionique. Ces défauts vont agir comme centres de piégeage et de recombinaison, et contribueront ainsi à diminuer de manière significative la durée de vie des photoporteurs. Cependant, ces imperfections cristallines conduisent également à une diminution nette de la mobilité des porteurs dans le matériau. Un compromis est donc nécessaire pour obtenir les meilleures performances de photoconduction rapide. Le bon compromis passe par l'optimisation des paramètres d'implantation, notamment le type d'ion à implanter, la dose d'implantation, la profondeur d'implantation.

P.U. Jepsen *et al.* ont étudié la réponse spectrale des antennes photoconductrices en introduisant le concept de fonction réponse géométrique en abrégé GRF (Geometrical response function) [35]. La GRF est une fonction qui décrit le recouvrement entre le spot du faisceau terahertz et l'antenne dipolaire. Étant donné que la taille minimale de focalisation dépend de la longueur d'onde de la radiation incidente, la GRF a donc forcément une dépendance en fréquence. Le faisceau terahertz incident est décrit comme une superposition de plusieurs composantes de fréquences. Les figures 8A et 8B ont été obtenues en supposant que le faisceau terahertz incident était un faisceau gaussien. Au regard de la figure 8A il ressort que bien que le maximum de la réponse se décale vers les basses fréquences au fur et à mesure que L_M augmente, les hautes fréquences ne sont pas affectées par la variation de ce paramètre. La figure 8B quant à elle montre qu'au fur et à mesure que la largeur du petit gap L_s croît, le maximum de la réponse se décale toujours vers les basses fréquences, mais cette fois la sensibilité du détecteur décroît également. En effet, pour un même spot d'excitation, la densité de photoporteurs décroît lorsque la largeur du petit gap augmente. Par ailleurs, le photocourant détecté est proportionnel à cette densité de photoporteurs. Ceci explique la perte de sensibilité lorsque la largeur du petit gap augmente. Le résultat le plus intéressant indiqué par ces deux figures est que pour les fréquences supérieures à 4,5 THz (avec le choix des paramètres présents), le maximum de sensibilité est obtenu avec le plus petit détecteur ($L_M=L_s=d=10\mu\text{m}$). Ainsi, pour obtenir une large bande, il est important d'utiliser une faible surface de détection. La surface de détection est définie comme étant la région limitée par la distance G séparant les deux électrodes et la largeur d des électrodes (voir figure 7). Cependant, si l'utilisation d'une faible surface de détection permet d'aller chercher une large bande, ceci est au détriment

de la sensibilité de détection. En effet, plus la surface de détection est faible, moins on a d'intensité ou au contraire, plus la surface de détection est grande, plus l'intensité du signal détecté est grande [3]. Un compromis est donc à faire à ce niveau.

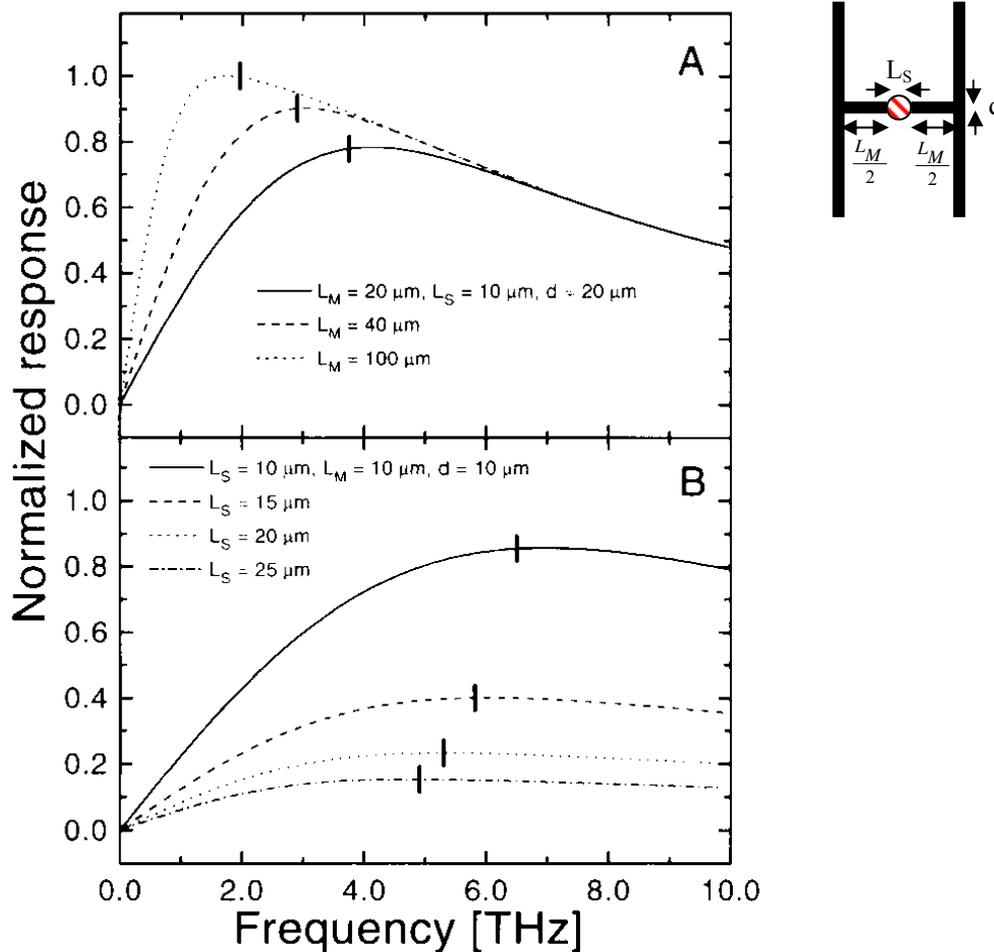


Figure 8 : Effet de la géométrie de la surface de détection A) effet de L_M B) effet de la largeur du petit gap L_S . Les données des deux figures ont été normalisées par le même facteur de normalisation [35]

1.5 Les matériaux photoconducteurs généralement utilisés

Comme nous l'avons vu dans les sections précédente, le matériau photoconducteur utilisé comme substrat dans la fabrication d'une antenne photoconductrice doit répondre à un

certain nombre d'exigences en matière de résistivité d'obscurité, de mobilité et de temps de vie des porteurs. En effet que ce soit à l'émission ou à la détection, la dynamique des porteurs dans le matériau est un paramètre essentiel à l'efficacité du processus. La figure 9 donne une comparaison des propriétés des principaux matériaux photoconducteurs. Les plus utilisés sont le GaAs S.I. et le GaAs épitaxié par jet moléculaire (EJM) à basse température (GaAs BT) du fait de leur haute résistivité d'obscurité et de la bonne mobilité des porteurs. Le GaAs BT présente en outre l'avantage d'avoir un très court temps de vie des porteurs qui résulte de l'incorporation lors de la croissance d'un excès d'atome d'arsenic dans la maille cristalline qui engendre une grande quantité de défauts (ce qui donnent lieu à des recombinaisons non radiatives) [38]. Dans la section précédente, nous avons présenté une technique généralement utilisée pour réduire le temps de vie des porteurs dans les matériaux comme le GaAs SI.

| Matériau | GaAs SI | GaAs BT | RD :SOS ¹ |
|---------------------------|--|---|---|
| Croissance | Liquid Encapsulated Czochralsky | EJM à 200°C puis recuit | Irradiation |
| Bande interdite | Direct : 1,42 eV | Direct : 1,42 eV | Indirect : 1,14 eV |
| Résistivité | $1-4 \cdot 10^7$ $\Omega \cdot \text{cm}$ | 10^7 $\Omega \cdot \text{cm}$ | 10^5 $\Omega \cdot \text{cm}$ |
| Mobilité à 300K | ≥ 6000 $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ | 1000 $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ | 30 $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ |
| Durée de vie des porteurs | 100 ps à 1ns | 100 fs à 2 ps | 1 ps |

Figure 9 : Tableau comparatif des propriétés des principaux matériaux photoconducteurs [38]

¹ Radiation-Damaged Silicon On Sapphire

CHAPITRE II

TECHNIQUE DE DETECTION BASEE SUR L'ELECTROABSORPTION DANS LES STRUCTURES A PUIITS QUANTIQUES

Dans cette technique de détection, on exploite la variation des propriétés optiques d'un matériau semiconducteur (notamment ses bandes) en présence d'un champ électrique quasi-statique. Les propriétés optiques et électroniques des structures à puits quantique en présence d'un champ électrique sont bien décrites par l'effet Stark quantique confiné [39]. Cet effet traduit tout simplement une décroissance de l'énergie de transition optique d'un puits quantique du fait d'une courbure de bande de la structure qu'entraîne l'application d'un champ électrique. Au cours de mes travaux de maîtrise j'ai été amené à évaluer le potentiel d'utilisation de cette technique de détection. Le but de cette étude s'est toutefois limité à déterminer le type de structure à puits quantique (puits simple, multi puits simple ou multi puits couplés) le plus apte à agir comme détecteur de rayonnement terahertz. Dans cette perspective, nous étudierons le comportement de chacun des paramètres rentrant dans la définition du coefficient d'absorption en présence du champ électrique. Une analyse comparative de ces comportements dans les différents types de structures à puits quantique nous permettra alors de dégager celle qui pourrait être la plus adaptée à notre problème.

2.1 Transition optique dans les puits quantiques

Considérons l'exemple de la transition optique entre les sous bandes des états fondamentaux des trous lourds (HH_1) et des électrons (E_1) d'un puits quantique rectangulaire non dopé et de type I. Le coefficient d'absorption dû à cette transition optique $HH_1 \rightarrow E_1$ est donné par [39] :

$$\alpha_{HH_1 \rightarrow E_1}(w) = \frac{\pi e^2 E_p}{ncm_0 w L \hbar^2} \frac{m_c M_1}{m_c + M_1} \left| \langle \chi_1^h | \chi_1^e \rangle \right|^2 Y[\hbar w - \varepsilon_A - E_1 - HH_1]$$

Où m_c et M_1 représentent respectivement les masses effectives des trous lourds et des électrons, χ^h et χ^e les fonctions enveloppe (fonctions qui décrivent le mouvement suivant l'axe de croissance de la structure) des trous et des électrons, L la largeur du puits, m_0 la masse de l'électron, n et ϵ_A l'indice de réfraction et le gap du matériau, c la vitesse de la lumière, E_p l'élément de matrice de Kane ($E_p \sim 23 \text{ eV}$) et $Y(x)$ la fonction marche [39].

L'absorption due à un puits simple est généralement très faible. En effet un ordre de grandeur de la contribution de la transition optique $HH_1 \rightarrow E_1$ (qui représente la contribution majoritaire) au coefficient d'absorption dans un puits simple de largeur $L=1 \mu\text{m}$ (avec les paramètres $\hbar w = 1.6 \text{ eV}$, $m_c = 0.067 m_0$, $M_1 \gg m_c$, $n = 3.6$, $E_p = 23 \text{ eV}$ et en prenant $\langle \chi_1^h | \chi_1^e \rangle \sim 1$) est de $\alpha_{HH_1 \rightarrow E_1} \approx 60 \text{ cm}^{-1}$. Une absorption aussi faible induit conséquemment une très faible atténuation de l'intensité lumineuse ; en effet, celle-ci est de l'ordre de 0.6% et de ce fait, il est très difficile de la mesurer expérimentalement. Par conséquent il est préférable d'utiliser une structure à multiple puits quantiques afin d'accroître l'absorption et de rendre plus facile la mesure de l'atténuation expérimentalement.

Les structures à puits quantiques multiples sont obtenues en séparant un certain nombre N de puits identiques par $N-1$ barrières. En fonction de la largeur des barrières, les N puits peuvent se comporter respectivement comme des puits indépendants (puits non couplés) ou au contraire, être liés entre eux par effet tunnel (puits couplés). Dans le premier cas, c'est-à-dire celui des puits non couplés, l'absorption totale de la structure est obtenue en multipliant par N celle d'un seul puits. Ceci n'est pas vrai dans le cas des puits couplés ; il faut alors nécessairement déterminer les différentes fonctions enveloppes afin de calculer l'absorption dans la structure.

2.2 Effet d'un champ électrique externe

Le paramètre du coefficient d'absorption qui est principalement affecté par le champ électrique est le terme de recouvrement entre les fonctions d'onde. En effet, l'application d'un champ électrique à une structure à puits quantique suivant la direction de croissance entraîne un décalage spatial entre les fonctions d'onde des électrons et celles des trous (voir figure 10). Ceci a pour conséquence une diminution du recouvrement entre ces fonctions d'onde ; il en résultera ainsi une décroissance du coefficient d'absorption. Outre le recouvrement entre les fonctions d'onde, les niveaux d'énergie des électrons et des trous

sont également affectés, mais à un degré relativement moindre. Les autres paramètres du coefficient d'absorption ne sont pas affectés par le champ électrique. Ainsi, la variation de l'absorption sera d'autant plus importante que la séparation spatiale entre les fonctions d'onde sera grande, et de ce fait, la structure la mieux adaptée à la détection de rayonnement terahertz sera donc celle pour laquelle le recouvrement entre les fonctions d'onde sera très sensible à la présence du champ électrique.

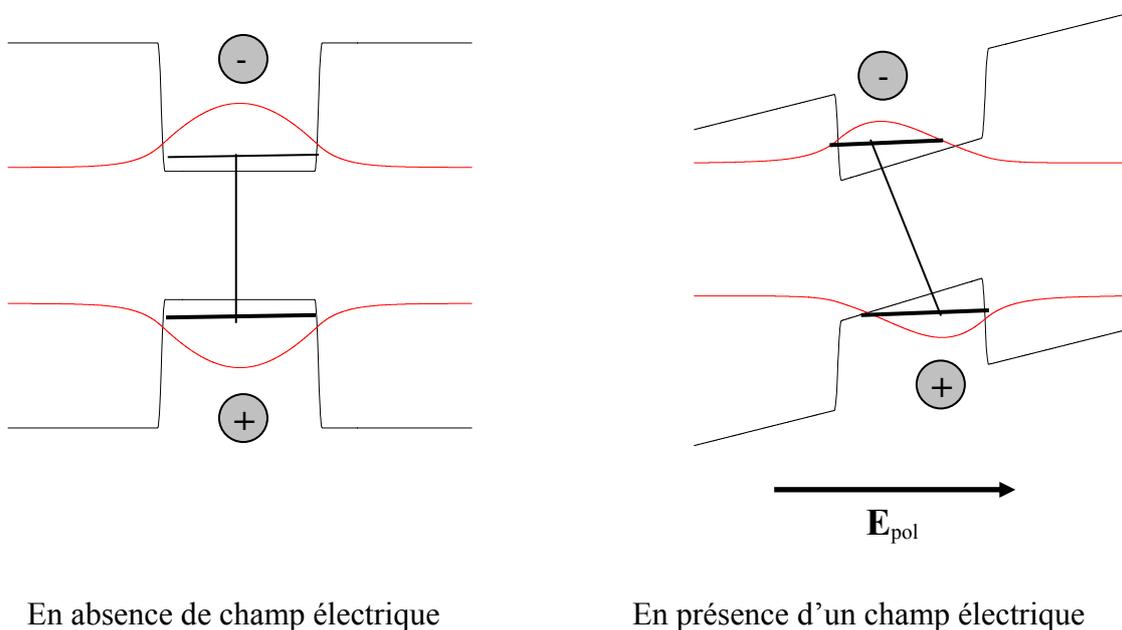
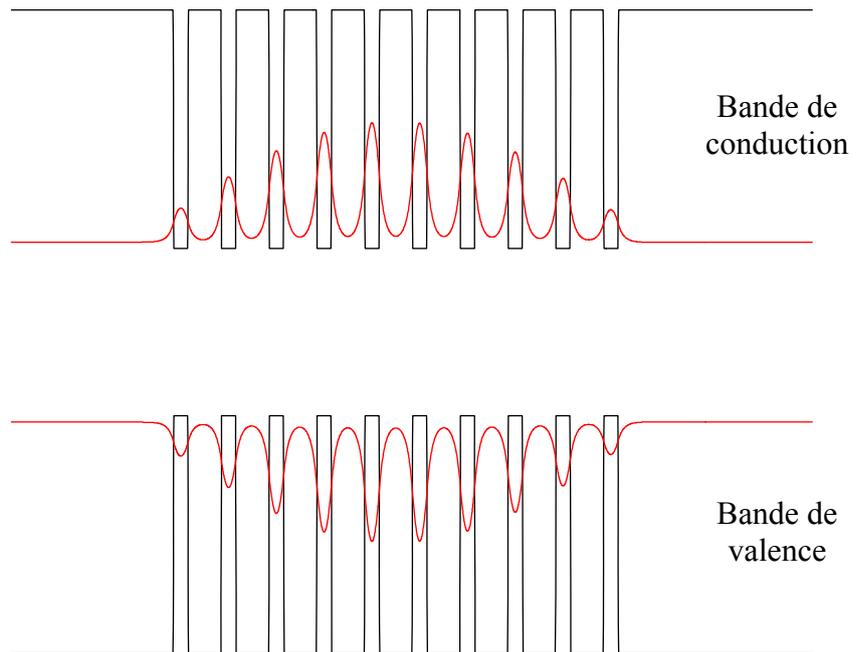


Figure 10 : Illustration de l'effet Stark quantique

2.3 Analyse qualitative du comportement des fonctions d'onde dans les puits quantiques multiples couplés et non couplés en présence du champ électrique

Afin d'étudier qualitativement les réponses respectives des structures à puits quantiques multiples couplés et non couplés à un champ électrique, nous avons effectué des simulations sur deux structures (l'algorithme utilisé est celui présenté dans la référence [48]). Chacune de ces structures est constituée de dix puits de largeur 8.6 nm séparés par des barrières de largeur 20 nm pour la structure 1 et 70 nm pour la structure 2.

a) Profil de bande de la structure 1 et fonction enveloppe de la première fonction d'onde des électrons et des trous. Le couplage entre les différents puits est mis en évidence par la délocalisation de l'enveloppe sur tous les puits



b) Profil de bande de la structure 2 et les premières fonctions enveloppes des électrons et des trous. La localisation des fonctions enveloppes dans chaque puits démontre qu'ils sont non couplés

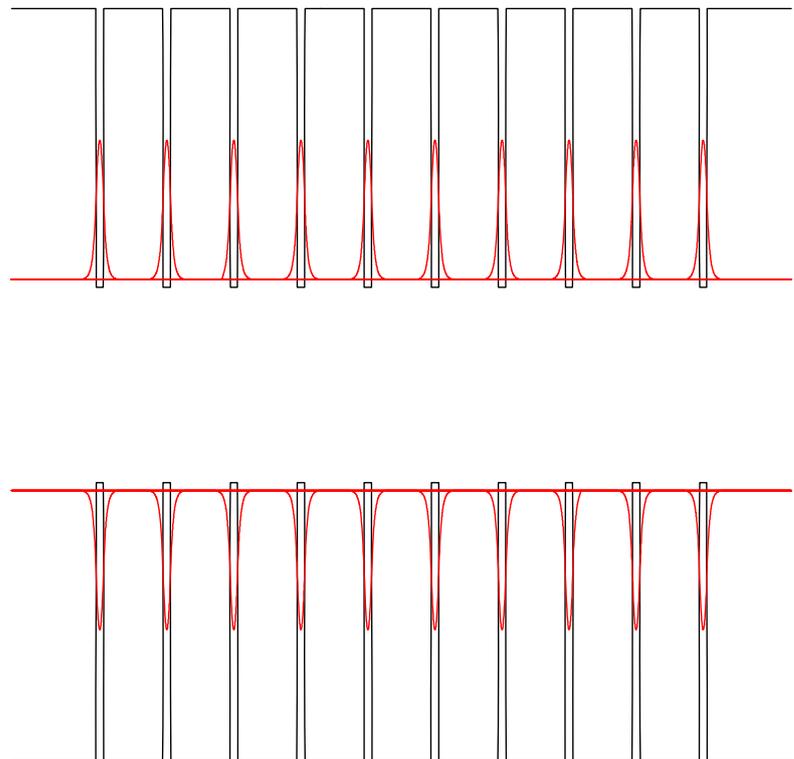
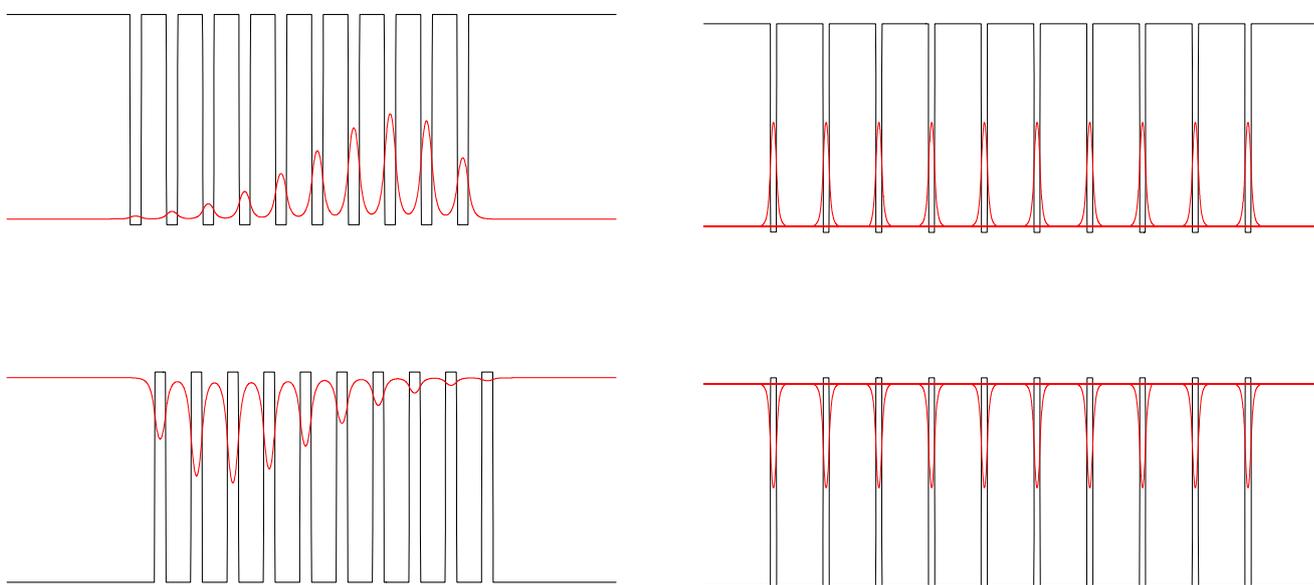


Figure 11 : Fonctions enveloppes dans les puits en absence de champ électrique

Un constat se dégage de ces deux figures : tandis que dans la structure 2 les fonctions d'ondes des puits isolés sont localisées dans leur puits respectifs, elles sont délocalisées dans la structure 1. Les fonctions enveloppes sont symétriques pour les deux structures. De même, malgré l'existence de l'effet tunnel, les amplitudes sont maximales au centre des puits. Tous ces constats confirment bien l'existence du couplage entre les puits dans la structure 1.

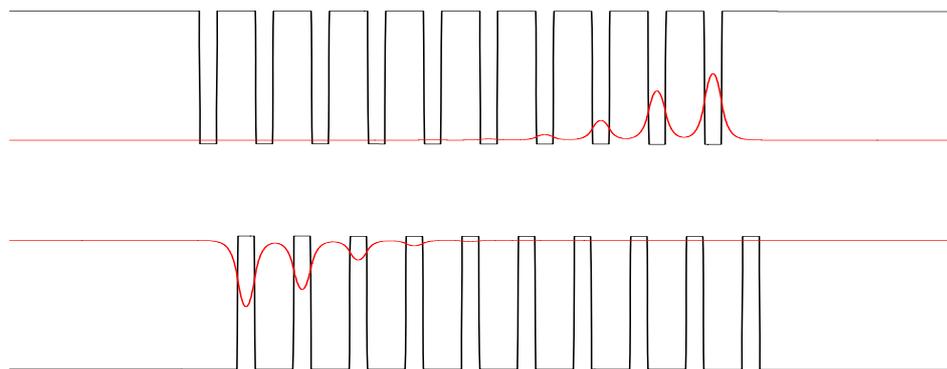


a) Profil de bande de la structure 1 et fonction enveloppe de la première fonction d'onde des électrons et des trous en présence d'un très faible champ électrique (10^{-7} V/cm). La forte sensibilité de cette structure est mise en évidence par la séparation spatiale des deux fonctions enveloppes.

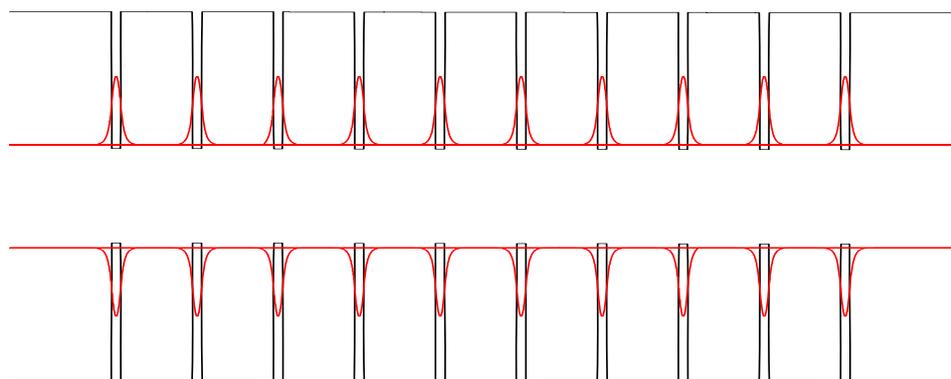
b) Profil de bande de la structure 2 et les premières fonctions enveloppes des électrons et des trous en présence d'un très faible champ électrique (10^{-7} V/cm). L'absence de séparation spatiale entre les fonctions enveloppes des deux bandes témoigne de la faible sensibilité de cette structure au champ électrique.

Figure 12: Fonctions enveloppes dans les puits en présence d'un très faible champ électrique

Lorsque nous appliquons un très faible champ électrique (10^{-7} V/cm) à ces deux structures, nous obtenons les profils de bandes et les fonctions enveloppes illustrées à la figure 12. Les bandes ne sont quasiment pas affectées par la valeur du champ considéré ici (pas de courbure et la pente est imperceptible). Cependant, contrairement à la structure 2 (puits non couplés) dans laquelle les fonctions d'onde ne sont pas décalées (du moins pas significativement), les fonctions d'onde dans la structure à puits quantiques couplés se sont très nettement séparées spatialement ; ceci est d'ailleurs plus visible lorsqu'on prend leurs fonctions enveloppes respectives. De ce fait, l'on s'attend à ce que le recouvrement des fonctions d'onde (et donc, le coefficient d'absorption) varie de manière plus significative dans cette dernière structure.



a) Structure 1 (puits couplés)



b) Structure 2 (puits non couplés)

Figure 13: Fonctions d'ondes dans les puits en présence d'un faible champ électrique

Lorsque nous augmentons le champ électrique d'un ordre de grandeur (polarisation à 10^{-6} V/cm), nous obtenons les profils et fonctions représentés à la figure 13. Une comparaison des variations relatives du recouvrement des fonctions d'ondes à faible champ électrique (figures 13) de celles obtenues à très faible champ (figures 12) nous permet de constater que la structure à puits quantiques couplés fournit la plus grande variation relative. Ainsi, en terme de résolution, la structure à puits quantiques multiple serait celle qui fournirait le meilleur résultat. Lorsque nous polarisons les structures à champ plus élevé (10^{-5} V/cm), nous obtenons les résultats suivants (figures 14) :

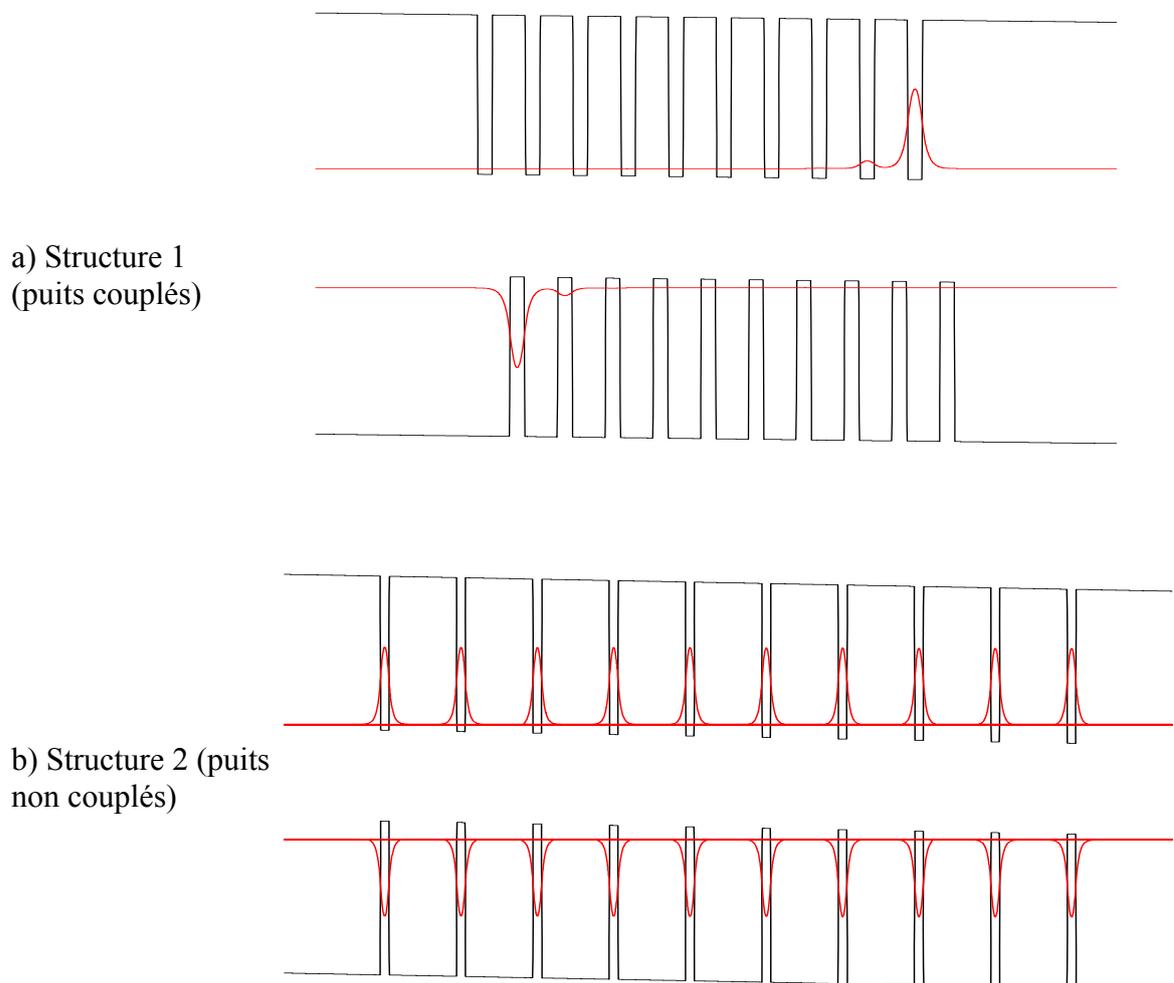


Figure 14: Fonctions d'ondes dans les puits en présence d'un champ électrique plus élevé

Aux vues de ces résultats, nous pouvons conclure que la structure à puits quantiques multiples et couplés est celle qui pourrait être la plus appropriée pour la détection de rayonnement terahertz. Par ailleurs, le champ électrique quasi-statique de l'impulsion terahertz étant généralement très faible, il pourrait s'avérer nécessaire d'appliquer initialement un champ continu à la structure auquel sera additionné le champ terahertz par la suite. Une telle perspective nécessiterait le dépôt d'un contact ohmique sur la structure. Dans ce dernier cas, il serait alors important de minimiser le champ de déplétion dans la structure dû au contact métallique afin d'accroître la sensibilité de détection. Nous avons réalisé une expérience test pour mettre en évidence l'effet Stark et l'impact du champ de déplétion sur le déplacement du gap d'absorption dans le GaAs massif. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 15 et 16.

Il ressort que l'effet du champ de déplétion est d'une grande importance. En effet, lorsqu'on polarise la structure jusqu'à 240 V (qui correspond à un champ d'environ 4.8 kV/cm, ce qui paraît très élevé), aucun déplacement du gap d'absorption n'est perceptible. Ceci serait dû au champ de déplétion qui annule le champ de polarisation. En outre, ce champ très élevé sous-entend que la densité des défauts de surface est très élevée. Au-delà de 240 V, nous remarquons une variation très significative du gap d'absorption. Le champ effectif vu par la structure est égal au champ de polarisation diminué du champ de déplétion. En polarisant à 250 V (correspondant à un champ de 5 kV/cm) par exemple, le champ effectivement vu par notre structure est environ de 200 V/cm.

Il s'avère donc essentiel de s'affranchir de la déplétion dans la perspective d'améliorer la sensibilité de détection et la durée de vie de notre structure. Pour ce faire, une solution appropriée pourrait être la passivation de la surface. Compte tenu de l'expertise dont regorge notre groupe (le Centre de Recherche en Nanofabrication et Nanocaractérisation) en matière de passivation de surface, nous pensons que l'électroabsorption peut effectivement être exploitée pour la détection de rayonnement terahertz à l'Université de Sherbrooke.

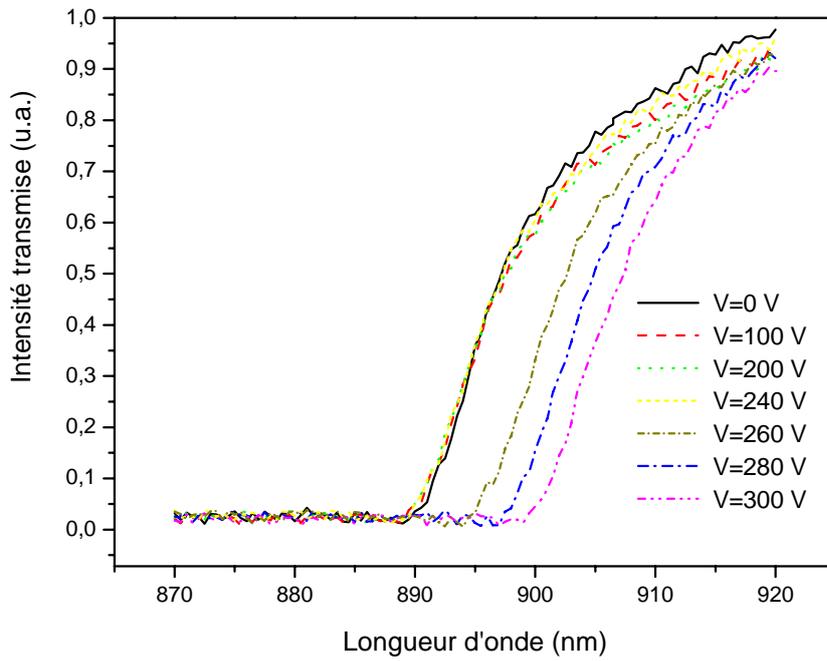


Figure 15 : mise en évidence de l'effet Stark dans le GaAs

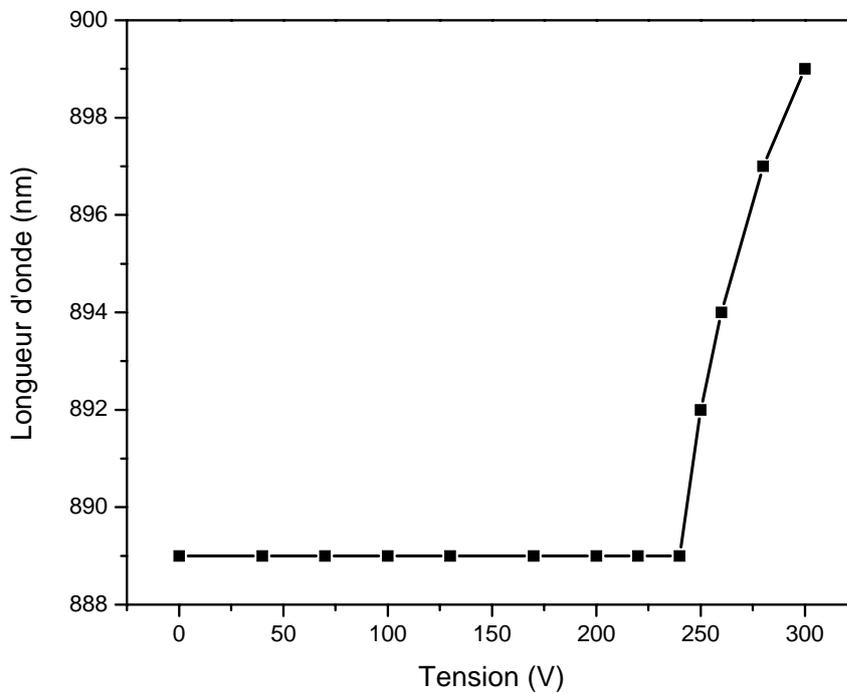


Figure 16 : effet du champ de déplétion sur le shift du gap d'absorption dans le GaAs (tiré de la figure 15)

CHAPITRE III

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET FABRICATION DES ECHANTILLONS

Dans ce chapitre nous présenterons les outils expérimentaux utilisés dans le cadre de ce travail. Nous commencerons par présenter les paramètres des antennes, ensuite nous décrirons les différentes étapes de leur fabrication, et enfin, nous donnerons une description détaillée des différents dispositifs de caractérisation.

3.1 Paramètres des antennes

Les antennes ont été fabriquées sur un substrat haute résistivité ($>10^7 \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$) d'arséniure de gallium (GaAs) semi-isolant (100) implanté. Les électrodes sont constituées de contacts ohmiques de Ni/Ge/Au. Pour les antennes émettrices, les électrodes mesurent de 12 mm de long, $10\mu\text{m}$ de large et sont espacées d'un gap de $120\mu\text{m}$ (voir illustration sur la figure 17). Nous avons utilisé trois antennes émettrices dont les conditions d'implantation respectives sont de : hydrogène 10^{15} cm^{-2} à 180 keV, hydrogène multi énergie ($2.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 24 keV, $2.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 60 keV, $3.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 110 keV et $5.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 160 keV) et oxygène multi énergie ($0.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à 180 keV, $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à 450 keV, $1.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à 700 keV). Toutes les implantations ont été faites à température ambiante. Après les implantations, les échantillons ont été recuits à 500°C pendant 20 minutes sous flux d'azote.

Nous avons étudié deux familles de détecteurs. Ceux de la première série sont de type standard (schématisée sur la figure 18). Les électrodes sont de 6 mm de long, $10\mu\text{m}$ de large et espacées d'un gap de $30\mu\text{m}$; le petit gap au centre de l'antenne est de $5\mu\text{m}$. Différentes conditions d'implantations ont été utilisées afin de réaliser des études en fonction de l'espèce, de la dose et de la profondeur d'implantation. Les détecteurs de la deuxième famille sont schématisés sur la figure 19. Ils ont été fabriqués sur le substrat de GaAs SI implanté hydrogène à 10^{15} cm^{-3} / 180 keV. Nous avons fabriqué trois antennes dans cette famille dont la différence se situait au niveau de la forme du petit gap : une première avec dipôle de forme standard, une deuxième avec dipôle de forme dite « avec extrémités en triangle » et une troisième avec dipôle de forme dite « désalignée avec

extrémités en triangle ». Toutes les implantations ont également été faites à température ambiante. Après les implantations, les échantillons ont été recuits à 500°C respectivement pendant 20 minutes sous flux d'azote.

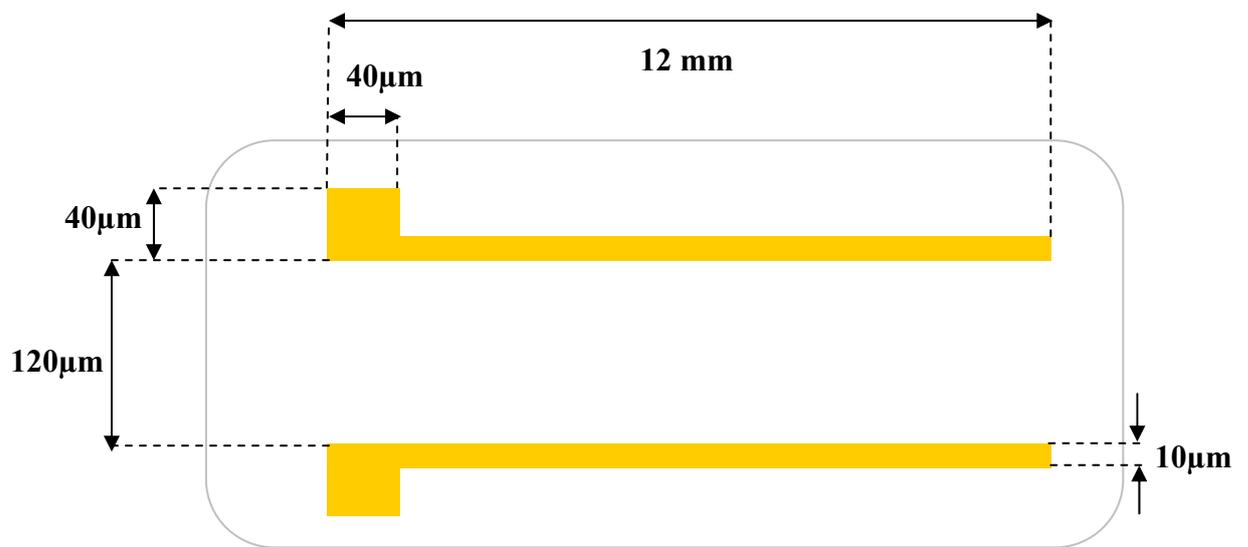


Figure17 : Paramètres de nos antennes

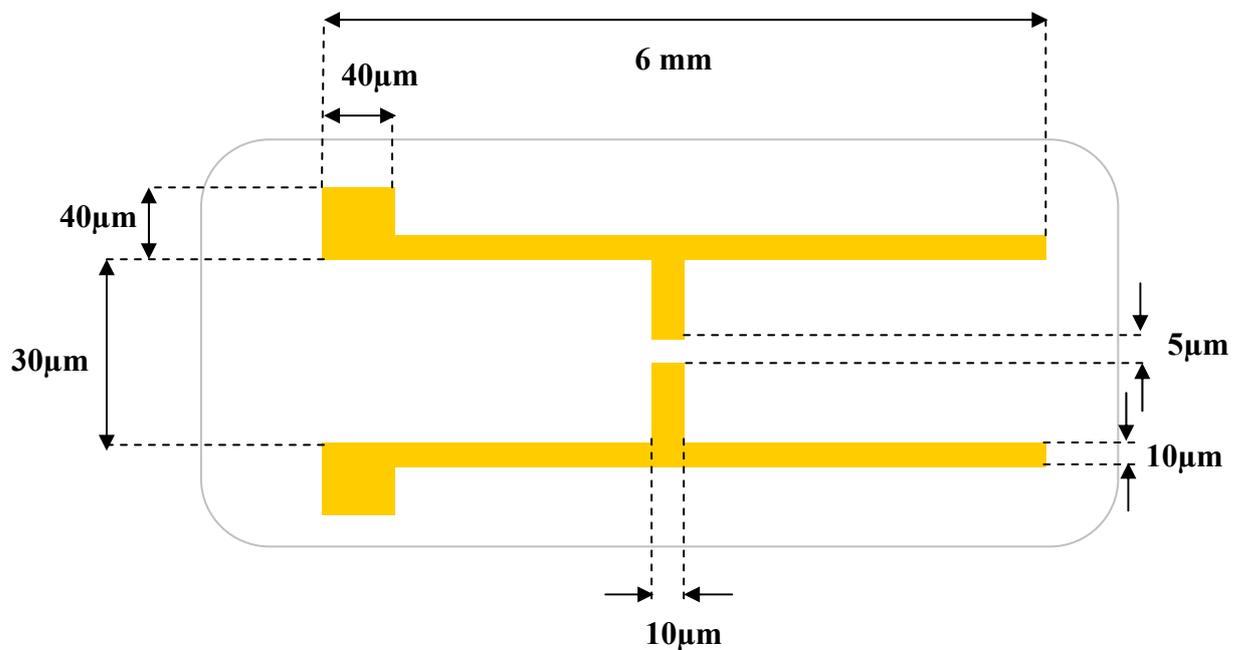
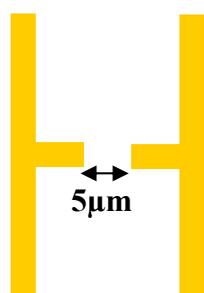
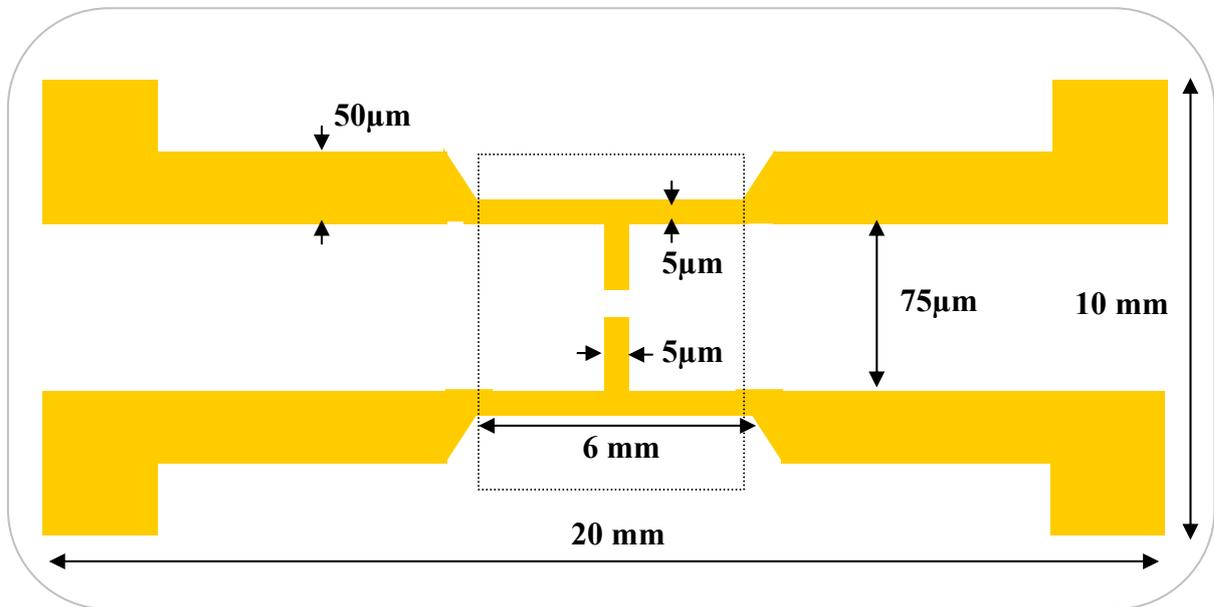
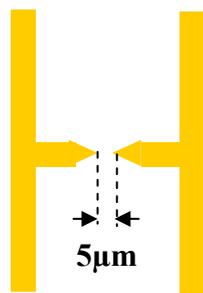


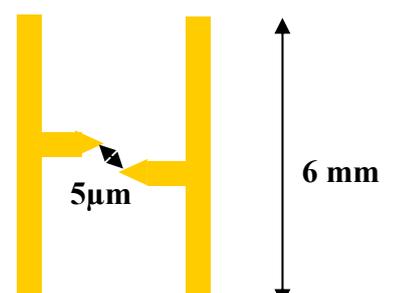
Figure 18 : Paramètres de nos antennes réceptrices première génération



a) dipôle de forme standard



b) dipôle avec « extrémités en triangle »



c) dipôle « desaligné avec extrémités en triangle »

Figure 19 : Paramètres de nos antennes réceptrices deuxième génération

3.2 Fabrication des antennes

Les étapes de fabrication des antennes ont été réalisées conjointement dans les salles blanches du département de génie électrique et dans les salles propres du département de physique de l'Université de Sherbrooke. Certaines implantations à plus hautes énergies ont été réalisées à l'Université de Montréal.

3.2.1 Nettoyage des échantillons

Le nettoyage est l'une des étapes clés de la fabrication. La qualité de l'état de surface du substrat dépend du nettoyage utilisé. Cette surface doit être particulièrement propre ; en effet la couche de métal déposée étant très mince (350 nm), une mauvaise adhérence peut être provoquée par une contamination microscopique à la surface du substrat. La contamination peut se présenter soit sous forme de particules provenant de l'air ambiant, de l'opérateur ou du matériel de manipulation des substrats, soit sous forme de couche mince, par exemple résine photosensible ou les empreintes de l'opérateur. Ainsi, pour le nettoyage nous avons procédé par trempage dans des bains successifs d'anisole, d'acétone et d'isopropanol. Chacune de ces étapes a été réalisée dans un bain à ultrason.

3.2.2 Photolithographie

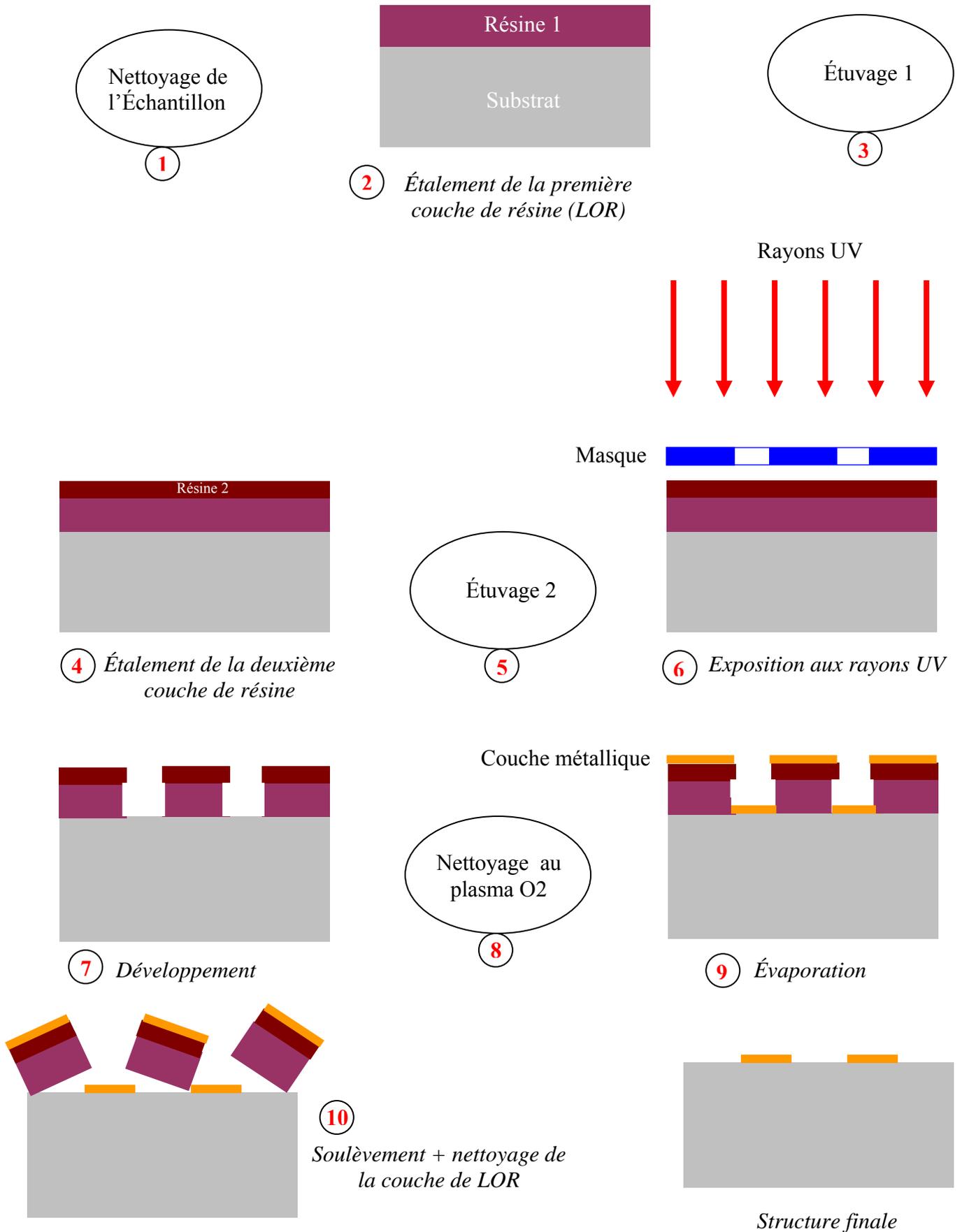
La photolithographie, comme toute autre technique de lithographie, permet de former un masque de résine à la surface d'un substrat semiconducteur pouvant être utilisé par la suite pour les procédés d'attaque chimique, de métallisation, d'implantation ionique et autres. Son procédé consiste à déposer une couche mince de résine photosensible (polymère dont les liaisons chimiques sont soit renforcées (résine dite négative) soit brisées (résine dite positive) lors d'une exposition aux rayons UV) à la surface du substrat. Puis, on expose certaines régions du substrat, de façon sélective, à une illumination intense d'ultraviolets. À cet effet, on utilise une aligneuse de masque qui permet de disposer le masque de quartz sur lequel le motif à former a été transféré. Le substrat recouvert de résine est mis en contact avec le masque et on illumine l'ensemble avec une lampe ultraviolette intense par

le dessus. Ainsi, la résine n'est exposée aux ultraviolets que dans les régions transparentes du masque. La dernière étape consiste à procéder au développement dans un solvant approprié afin de dissoudre la résine exposée.

Dans le cadre de la fabrication de nos antennes, nous avons étalé deux couches de résine positives sur notre substrat: une couche de LOR 8A de 250 nm d'épaisseur et une couche de S1813 de 1.2 micron d'épaisseur. L'étalement des résines se fait par centrifugation : le substrat est fixé par aspiration sur un support tournant, une quantité de résine est déposée sur le substrat, la force centrifuge permet l'étalement de la résine de façon quasi uniforme en un film mince. L'épaisseur de la résine dépend de sa viscosité, de la vitesse et du temps de rotation. Après chaque étalement, les couches de résine étaient séchées et durcies par cuisson sur une plaque chauffante à 150°C pendant 10 minutes et 115°C pendant une minute respectivement pour LOR 8A et S1813.

Par la suite, les résines ont été exposées au rayonnement ultraviolet à travers notre masque (la conception du motif ayant servi à la fabrication du masque a été réalisée au préalable grâce au logiciel de dessin DesignCad) et ce pendant 8 secondes. Après l'exposition, le développement de la résine s'est fait par immersion dans du LDD-26W pendant 90 secondes. Après le développement nous avons procédé à un nettoyage de la surface dans un réacteur plasma oxygène à 75 Watts pendant une minute. Ce procédé permet d'éliminer les résidus de développement des résines. La figure 20 schématise les différentes étapes de fabrication.

Figure 20 : Les étapes de la fabrication



3.2.3 Dépôt métallique et soulèvement

Les contacts ohmiques ont été déposés par évaporation de couches successives de métaux (Ni_10nm/Ge_15nm/Au_100nm/Ge_15nm/Ni_35nm/Au_200nm) à la surface de l'échantillon. Ensuite nous avons procédé au soulèvement par immersion successive dans de l'acétone et dans du Nano Remover PG. L'avantage de la technique d'étalement de résine bicouche par rapport à la méthode habituelle à une seule couche est qu'elle facilite le soulèvement. En effet, comme l'illustre la figure 21, avec la méthode à une seule couche un dépôt métallique parasite se forme sur la paroi de la résine. Pour pallier ce problème, on utilise une première couche de résine plus sensible aux rayons UV (LOR 8A dans notre cas), suivie d'une seconde couche (S1813 dans notre cas). Le motif qui résulte de l'exposition aux rayons UV est plus large dans la première couche que dans la seconde. Le développement conduit ainsi à un profil de résine en porte-à-faux qui fait ombrage au dépôt métallique sur la paroi de la couche inférieure. Le soulèvement du résidu métallique se trouve alors grandement facilité. Le processus de fabrication se termine par la diffusion des contacts ohmiques par recuit thermique rapide à 410°C pendant 30 secondes.

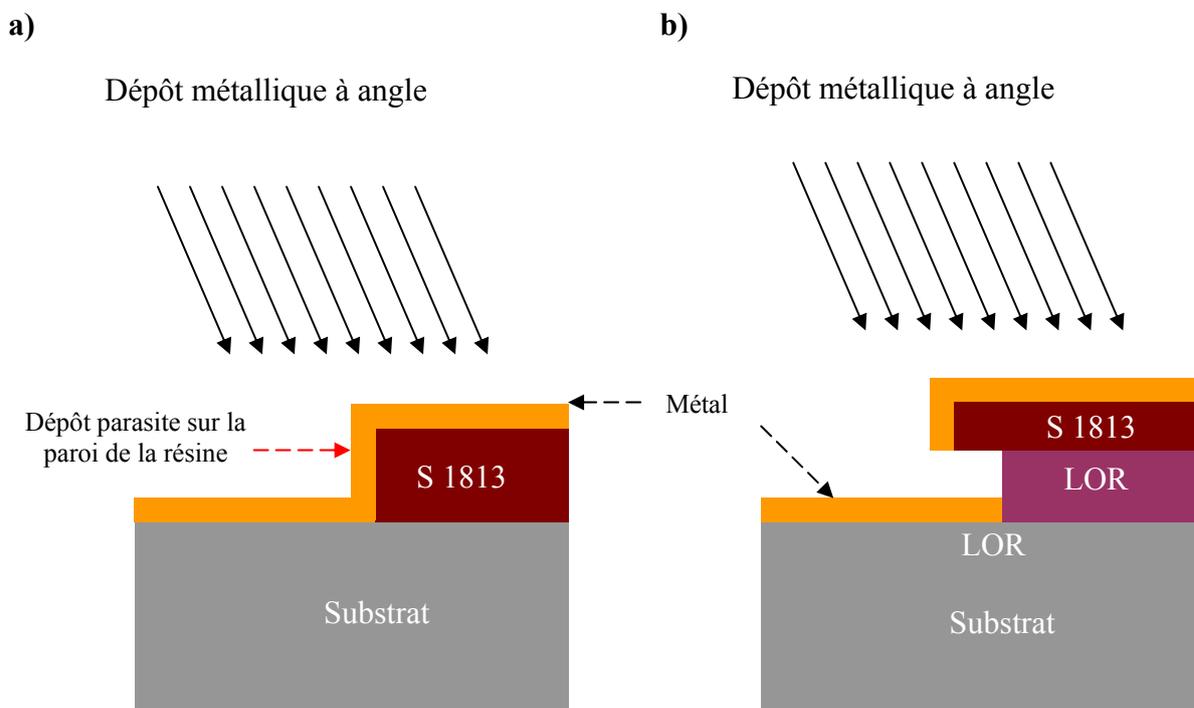


Figure 21 : illustration des avantages de la méthode de photolithographie multicouche. a) méthode conventionnelle à une seule couche de résine. b) méthode multicouche. Le LOR est plus sensible que le S 1813 aux rayons UV.

3.3 Description des dispositifs expérimentaux

Cette partie est consacrée à la description des différentes configurations (en transmission et en réflexion) du montage pompe-sonde utilisé pour les mesures résolues en temps des impulsions terahertz ainsi que celle du **dispositif de spectroscopie d'absorption**.

3.3.1 Dispositif expérimental principal (pompe-sonde en transmission)

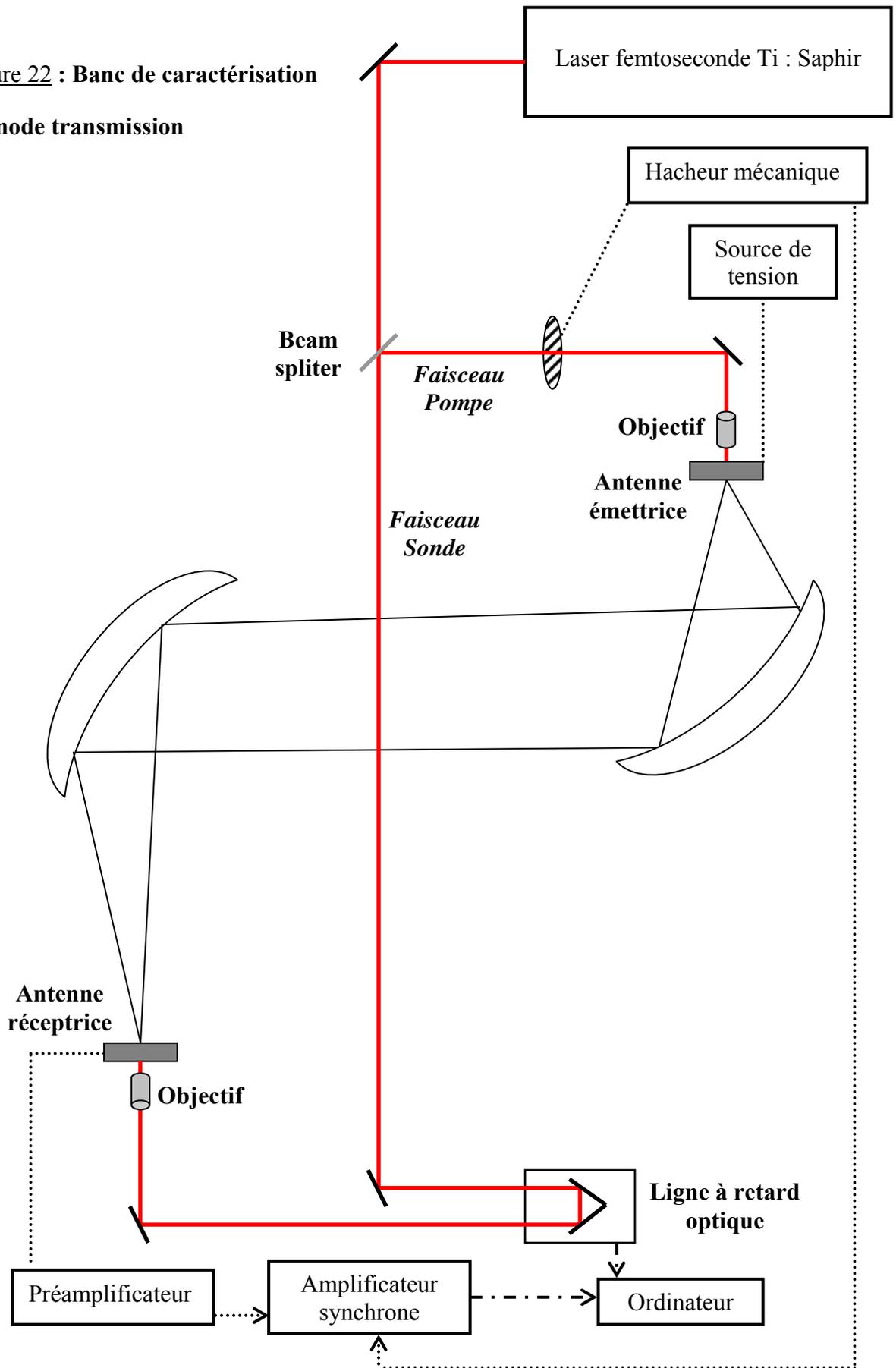
Le schéma complet du montage expérimental principal utilisé dans le cadre de ce travail est illustré à la figure 22. La source utilisée est un laser titane-saphir émettant dans le proche infrarouge des impulsions d'environ 100 femtosecondes à une fréquence de 82 MHz. La longueur d'onde utilisée était fixée à 760 nm. Le faisceau laser est divisé en deux parties d'égale intensité à la sortie du laser par une lame séparatrice.

L'un des deux faisceaux appelé le faisceau pompe, passe par un modulateur (hacheur mécanique) qui fonctionne à une fréquence inférieure à celle de répétition du laser (typiquement 1500 Hz) pour permettre une détection synchrone du signal. Il est focalisé au moyen d'un objectif de microscope **x10** sur la face avant de l'antenne émettrice, aux bornes de laquelle une tension est appliquée au préalable. Ces impulsions déclenchent l'émission du rayonnement terahertz. Le rayonnement terahertz émis est collecté en transmission du côté de la face arrière de l'antenne émettrice, puis focalisé sur la face arrière de l'antenne réceptrice par l'entremise de deux miroirs paraboliques.

L'autre faisceau laser, appelé faisceau sonde, est réfléchi sur un miroir coin monté sur une ligne à retard optique motorisée puis focalisé dans le petit gap sur la face avant de l'antenne réceptrice au moyen d'un objectif de microscope **x10**. Cela permet de créer un retard variable entre les faisceaux pompe et sonde et ainsi de résoudre temporellement le rayonnement terahertz émis. Il est à noter que les deux antennes sont montées sur des plaques percées au centre.

Afin d'optimiser les réglages des différentes expériences réalisées à partir de ce montage, un certain nombre de déplacements micrométriques sont prévus sur les objectifs du bras d'excitation et du bras sonde, sur les supports d'échantillons puis sur les deux miroirs paraboliques.

Figure 22 : Banc de caractérisation
en mode transmission



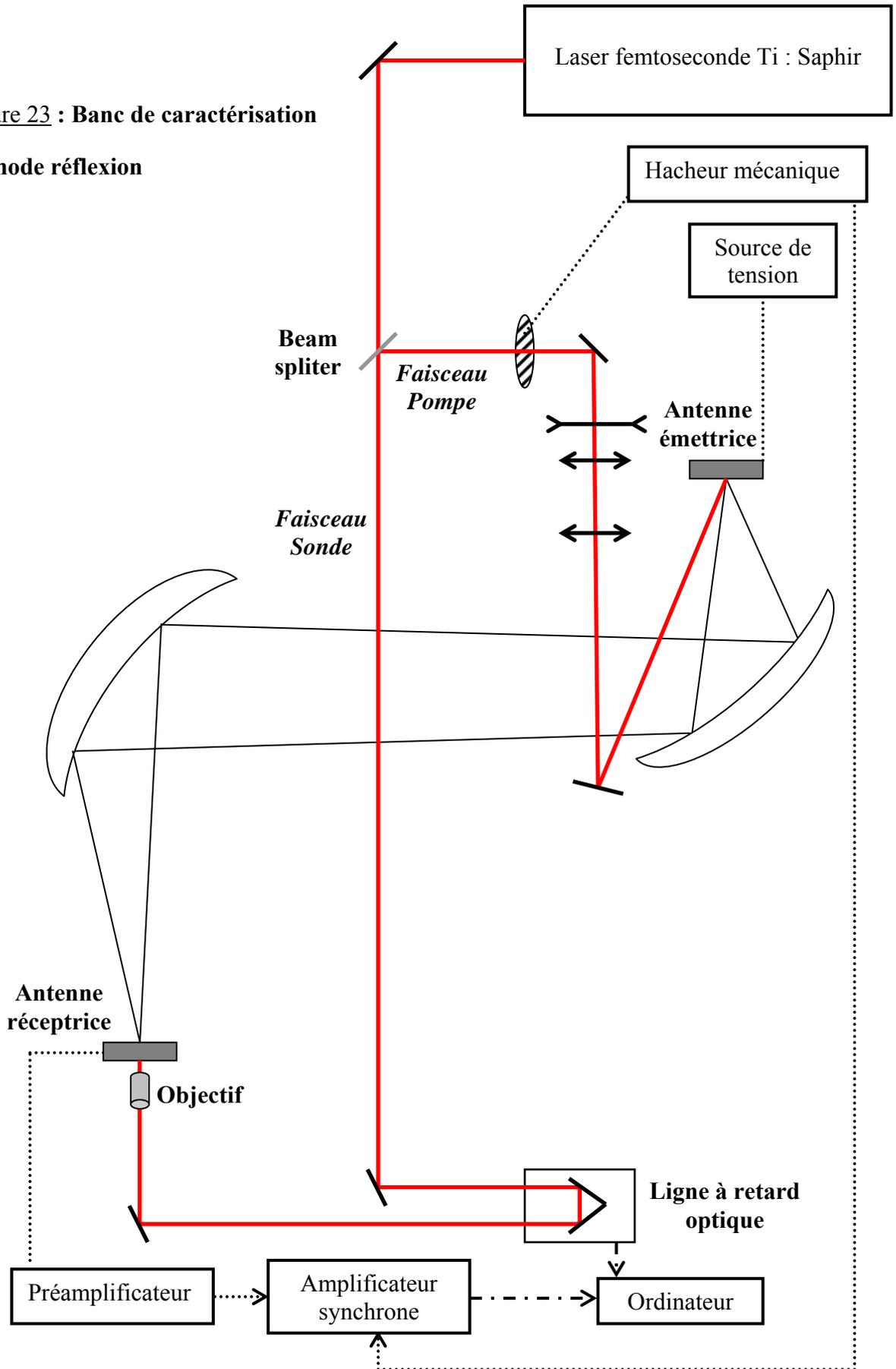
En effet des déplacements de l'antenne émettrice suivant les axes \vec{y} et \vec{z} permettent le réglage de la position du faisceau pompe entre les deux électrodes, et des déplacements suivant \vec{x} permettent le réglage de la focalisation du spot d'excitation. De même, des déplacements de l'antenne réceptrice suivant les axes \vec{y} et \vec{z} permettent le réglage de la position du faisceau sonde dans le petit gap, et des déplacements suivant \vec{x} permettent le réglage de la focalisation du spot. Des déplacements suivant \vec{x}, \vec{y} et \vec{z} des deux miroirs paraboliques permettent d'optimiser la collection et la focalisation du terahertz sur l'antenne réceptrice. Par ailleurs, l'utilisation d'une caméra et d'un multimètre a été d'une très grande importance dans l'opération de positionnement et de focalisation du faisceau sonde dans le petit gap de l'antenne réceptrice.

Etant donné que les photocourants à mesurer sont de très faible amplitude, l'utilisation d'une méthode de détection synchrone est nécessaire. Le faisceau pompe est modulé à l'aide d'un hacheur mécanique à la fréquence de 1400 Hz. Le rayonnement terahertz généré par l'émetteur et focalisé sur le détecteur va accélérer les porteurs dans ce dernier, et créer un photocourant à la fréquence de modulation du signal optique. Ainsi, le signal envoyé par le préamplificateur à l'entrée de l'amplificateur synchrone pourra être mesuré, la fréquence de référence de l'amplificateur étant celle de modulation. Le gain du préamplificateur a été fixé à 20 pA/mV et l'amplificateur synchrone a été réglé pour une détection en mode amplitude et phase.

3.3.2 Dispositif expérimental en réflexion

Le schéma du dispositif en mode réflexion est illustré sur la figure 23. Comme on peut le constater, il est similaire au précédent et diffère de ce dernier seulement en raison de la configuration du dispositif d'émission. Le faisceau pompe est focalisé entre les deux électrodes sur la face avant de l'antenne émettrice par le biais d'un système du type télescope constitué de trois lentilles (une lentille divergente et de deux lentilles convergentes). Le rayonnement terahertz émis par la face avant du substrat est collecté puis focalisé sur l'antenne réceptrice par les deux miroirs paraboliques.

Figure 23 : Banc de caractérisation en mode réflexion



CHAPITRE IV

RESULTATS ET ANALYSE : ANTENNES PHOTOCONDUCTRICES DE DÉTECTION

Dans ce chapitre, nous présenterons les différents résultats obtenus sur les antennes photoconductrices de détection. Nous discuterons de la forme de l'impulsion terahertz détectée, de l'origine du bruit des détecteurs et des résultats des premiers tests de spectroscopie réalisés. Une analyse de l'influence des différents paramètres qui entrent dans l'optimisation du signal détecté (conditions d'implantation, forme géométrique du petit gap de l'antenne dipolaire) sera également présentée.

4.1 Caractérisation du signal typique généré et détecté par nos antennes

Une mesure typique de l'impulsion terahertz résolue dans le temps est représentée sur la figure 24. Ce signal a été obtenu par un détecteur GaAs S.I. implanté à l'hydrogène (10^{15} cm^{-2} à 180keV). La puissance de l'impulsion laser sonde était de 20 mW. Pour l'émission, nous avons utilisé une antenne émettrice GaAs S.I. implantée à l'oxygène ($0.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à 180 keV, $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à 450keV et $1.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à 700 keV). La puissance du faisceau laser pompe était de 90mW et la tension de polarisation de 90 V. La forme de l'impulsion ainsi obtenue est la résultante de l'action rapide de l'interrupteur photoconductif au niveau du gap de l'antenne émettrice, de la réponse des antennes ultrarapides, et de la fonction de transfert optique des miroirs paraboliques. La largeur du pic principal mesurée est de 0.6 ps (largeur à la mi-hauteur) et n'est qu'une limite supérieure de la largeur réelle du pic principal de l'impulsion émise. En effet, aucune déconvolution n'a été faite afin de faire ressortir le temps de réponse du gap de l'antenne réceptrice. Le rapport signal sur bruit (le ratio de l'amplitude de l'impulsion sur le bruit) obtenu est de 10.

Sur cette même figure, nous avons représenté les oscillations suivant le pic principal agrandi verticalement. La structure observable après le pic principal est reproductible. Les causes possibles de cette structure sont la réflexion du pulse électrique sur les lignes à

transmission, les réflexions de l'impulsion terahertz sur les différentes interfaces diélectriques, l'absorption et la dispersion de la vapeur d'eau [40].

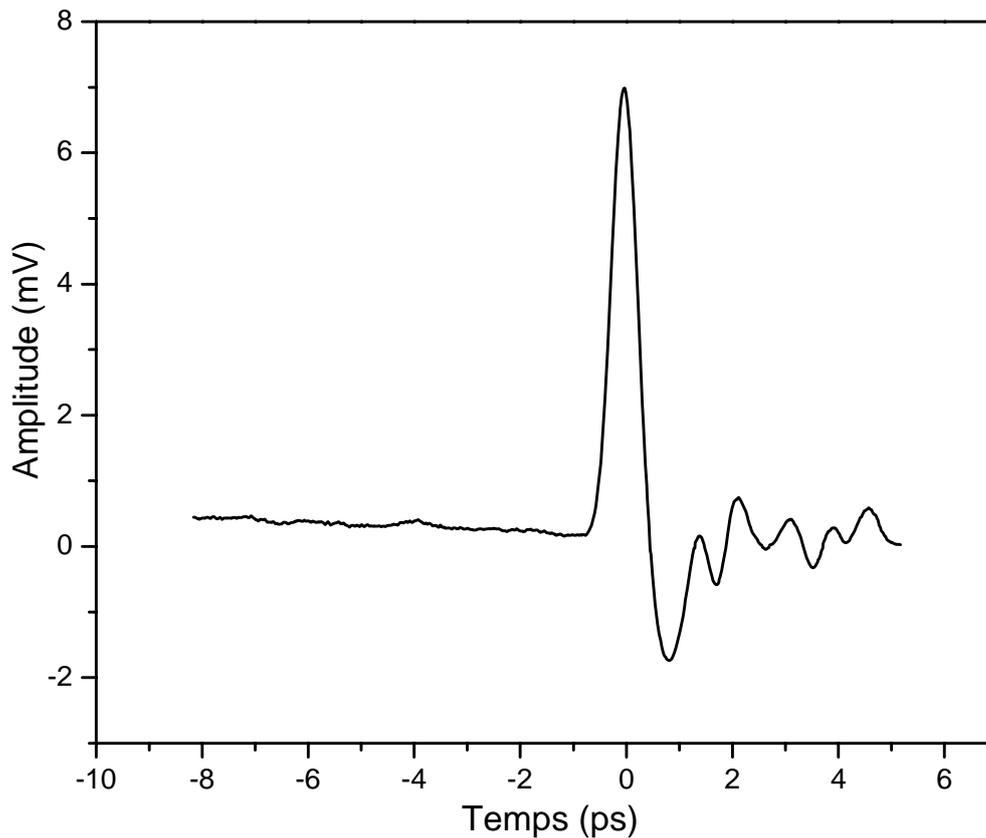


Figure 24 : Impulsion terahertz détectée

Dans la référence [40] les auteurs ont étudié le bruit dans les antennes photoconductrices réceptrices. Il résulte de leurs travaux que les deux principales sources de bruits dans les antennes photoconductrices sont le bruit Johnson (bruit thermique dû aux fluctuations thermiques du courant de photoporteurs) et le bruit d'excitation du laser. Même en l'absence de polarisation de l'antenne réceptrice (lorsque nous coupons l'émission du rayonnement terahertz), nous observons un courant constant lorsque nous l'illuminons avec l'impulsion laser. Tout se passe comme si l'antenne était polarisée avec une tension constante. Ceci pourrait être dû à un contact non parfaitement ohmique entre le substrat et

les électrodes métalliques, créant ainsi un champ de déplétion. Sur la figure 25, est représentée la transformée de Fourier du signal mesuré. La distribution spectrale s'étend de 0.1 à 2 THz, et ceci constitue la limite inférieure du contenu spectral réel de la radiation émise étant donné qu'elle est assujettie à la réponse spectrale du détecteur. Comme nous l'avons souligné dans le chapitre précédant, la largeur de bande du spectre dépend de plusieurs paramètres. Au niveau du détecteur, les dimensions de l'antenne ainsi que la durée de vie des porteurs sont entre autres des paramètres qui peuvent définir les limitations de la détection des hautes fréquences. Les caractéristiques des miroirs paraboliques utilisés pour le transfert du rayonnement peuvent imposer des limites pour la détection des très basses fréquences. Enfin au niveau de l'antenne émettrice, le temps de montée du photocourant transitoire de même que l'absorption et la dispersion du rayonnement émis par le substrat sont autant de paramètres qui déterminent les limitations de la largeur de bande du rayonnement émis.

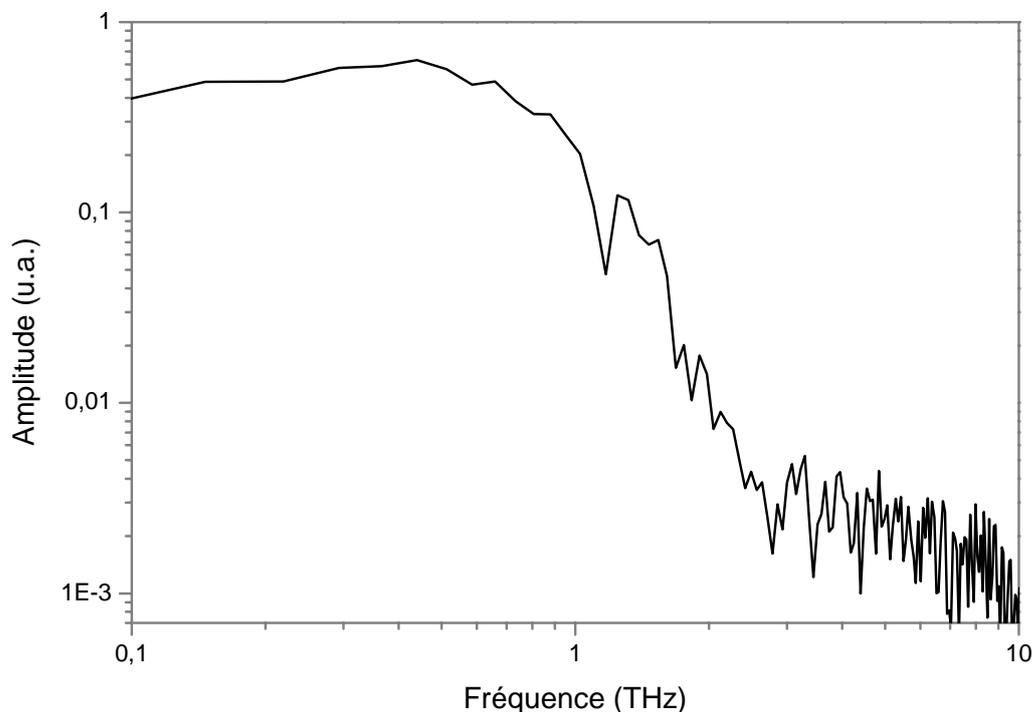


Figure 25 : Transformée de Fourier de l'impulsion terahertz

Il est important d'insister sur le temps de montée du photocourant (qui dépend à la fois de la largeur de l'impulsion laser d'excitation et de la relaxation vers le bas de bande) dans le processus d'émission. En effet, la grande partie de la radiation est émise durant la phase de montée du photocourant et non durant la phase de décroissance de la conductivité (qui correspond au temps le plus court entre la durée de vie des porteurs et le temps de transit entre les deux électrodes lorsque l'on néglige la diffusion des porteurs dans le volume). Il est donc essentiel que la largeur de l'impulsion laser d'excitation et le temps de recombinaison des porteurs soient les plus courts possibles. De prime abord, nous avons pensé que la principale limitation de la largeur de bande dans notre cas était l'absorption et la dispersion du rayonnement par le substrat lors de l'émission. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons procédé à deux études : la première a consisté à amincir le substrat et à comparer les rayonnements terahertz respectifs émis par l'antenne avant et après amincissement. La deuxième a consisté à comparer le rayonnement collecté à la face avant du substrat (mode réflexion) à celui collecté à la face arrière (mode transmission, principale configuration).

4.2 Effet de l'amincissement du substrat

Sur la figure 26 sont représentés les spectres obtenus avant et après amincissement du substrat. Ces signaux ont été obtenus par un détecteur GaAs S.I. implanté à l'hydrogène (10^{15} cm^{-2} à 180keV). La puissance de l'impulsion laser sonde était de 20 mW. L'antenne émettrice a été fabriquée sur un substrat de GaAs S.I. implantée à l'hydrogène à plusieurs énergies [41]. La puissance de l'impulsion laser pompe était de 90mW et la tension de polarisation de 80 V. De prime abord, on constate une augmentation significative de l'intensité d'émission suite à l'amincissement. Ceci est tout à fait naturel étant donné que l'amincissement du substrat permet de limiter l'atténuation du signal lors de la propagation dans le matériau. En outre, on remarque la présence d'un pic secondaire donc le maximum se trouve à environ 4 picosecondes du maximum du pic principal. Ce dernier résulte de la réflexion du signal à l'extrémité du substrat. En effet, en considérant l'épaisseur du substrat aminci qui est de $200\mu\text{m}$ et l'indice de réfraction du GaAs qui est de 3.3, on trouve que la durée d'un aller-retour dans le substrat aminci est de 4.2 picosecondes.

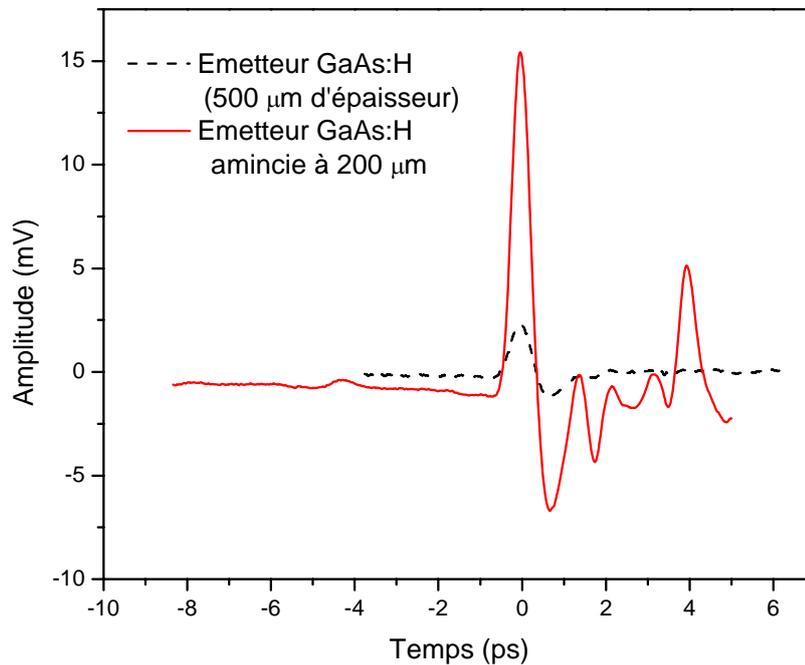


Figure 26 : Impulsions terahertz détectées avant et après amincissement du substrat

Cependant, la figure 27 permet de constater que l'amincissement du substrat n'a eu aucune influence sur la forme de l'impulsion. On peut en effet remarquer que les formes des deux impulsions sont identiques ; la structure se trouvant après le pic principal est parfaitement reproductible et identique dans les deux cas. Ce constat est d'ailleurs confirmé lorsque nous comparons les transformées de Fourier respectives des deux spectres (figure 28). En effet dans les deux cas on constate qu'on a la même plage de fréquence utile (0.1 à 2 THz) en dépit du fait que le niveau de bruit à plus haute fréquence est relativement moins important avec l'antenne amincie.

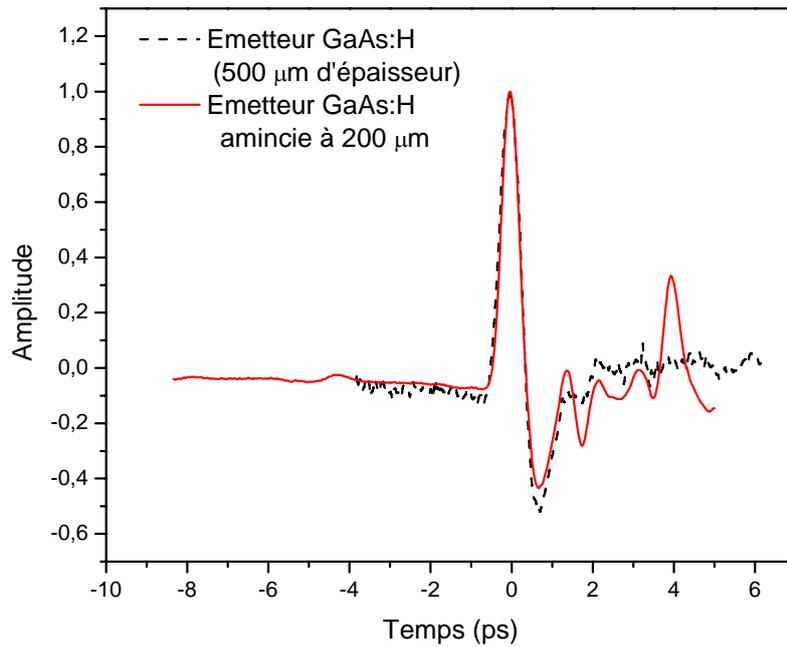


Figure 27 : Comparaison des formes des impulsions détectées avant et après amincissement du substrat

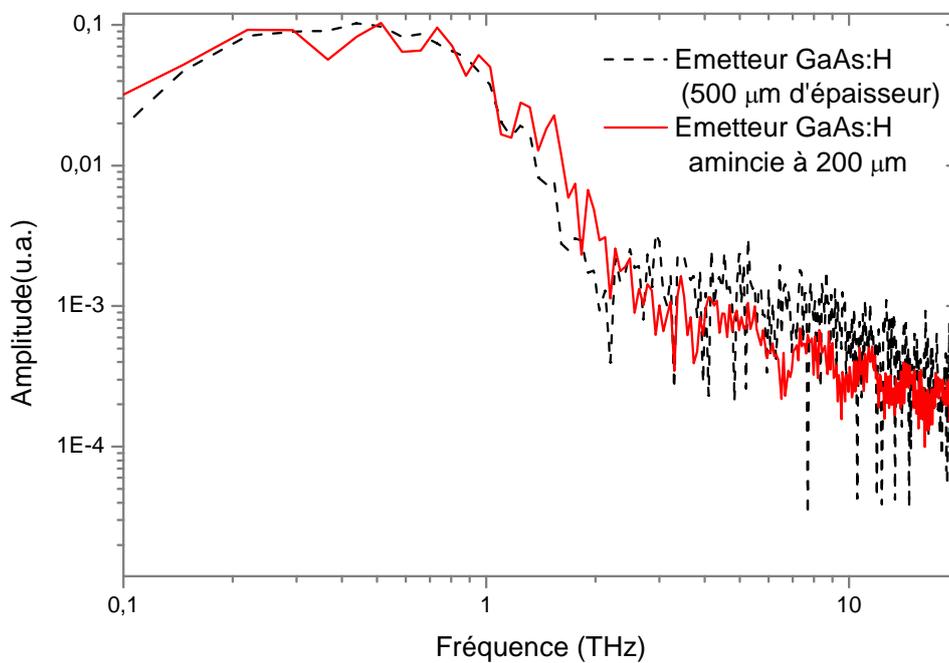


Figure 28 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées avant et après amincissement du substrat

4.3 Comparaison avec le signal collecté en configuration réflexion

Dans la référence [9], Y. C. Shen *et al.* ont réussi à améliorer la largeur de bande d'émission de manière très significative en collectant le rayonnement terahertz en mode réflexion, évitant ainsi l'absorption et la dispersion dans le substrat. Afin de vérifier notre hypothèse de départ en complément de la vérification faite précédemment, nous avons comparé les spectres obtenus en mode réflexion et transmission. Les conditions expérimentales ont été maintenues identiques à celles de la partie 1.

À la lecture de la figure 29, on peut constater que le signal est plus faible en mode réflexion qu'en mode transmission. Ceci est tout à fait normal étant donné le coefficient de réflexion du GaAs qui est de 20%. Cependant le fait le plus marquant est que la forme du signal est restée la même (figure 30), ceci est d'ailleurs aussi confirmé au regard des transformées de Fourier respectives (figure 31). Il semble donc que l'absorption et la dispersion dans le substrat ne constituent pas la limitation majeure de la largeur de bande dans notre cas. De ce fait, la principale limitation pourrait résider au niveau des caractéristiques du matériau utilisé ou de la forme géométrique de notre détecteur. La suite de ce travail a été d'étudier l'effet des paramètres d'implantation du matériau utilisé comme substrat pour la fabrication du détecteur et celui de la géométrie du dipôle sur la sensibilité et la largeur de bande.

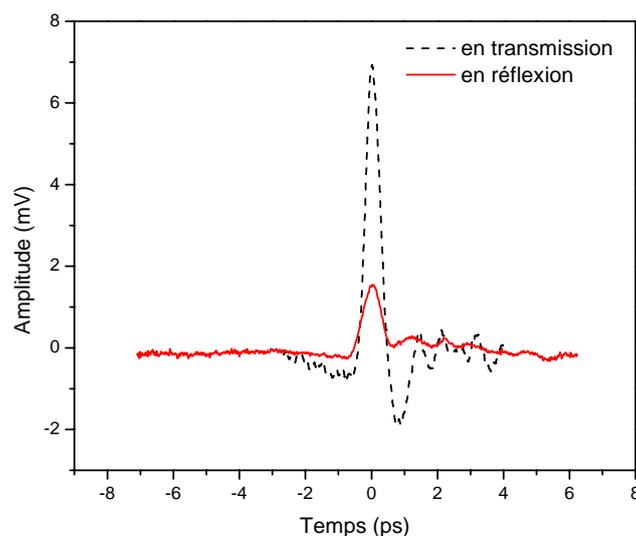


Figure 29 : Impulsions terahertz détectées en configuration réflexion et transmission

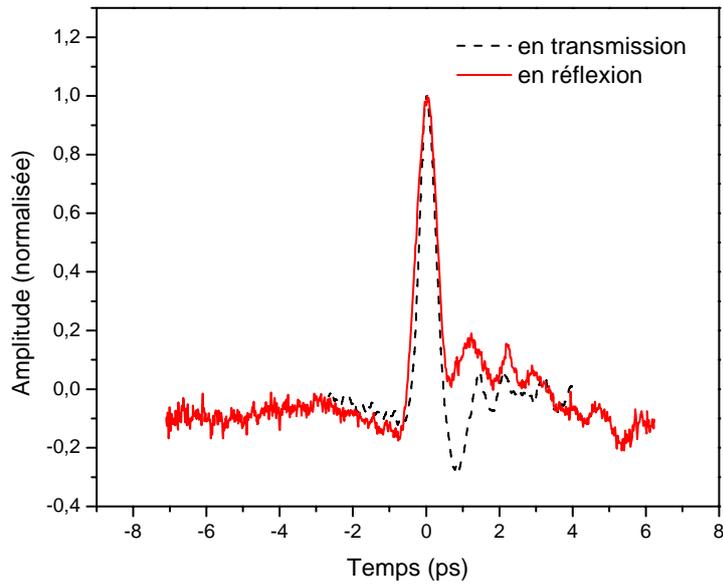


Figure 30 : Comparaison des formes des impulsions détectées en configuration réflexion et transmission

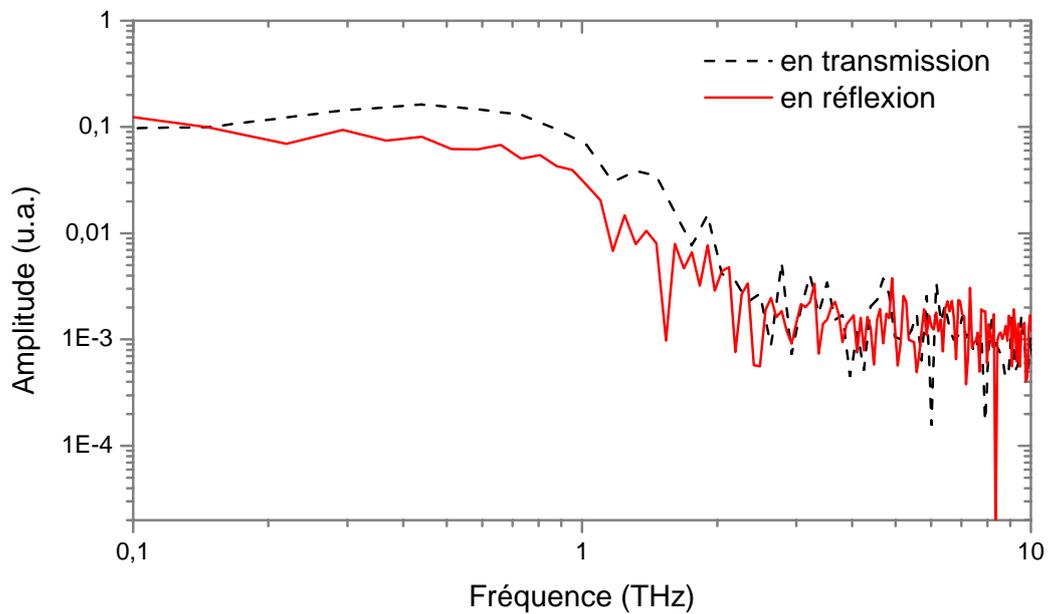


Figure 31 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées en configuration réflexion et transmission

4.4 Effet de la forme des extrémités des dipôles

Afin d'étudier l'effet de la forme des dipôles sur la détection du rayonnement terahertz, nous avons utilisé trois structures dipolaires : une structure de type standard, une structure avec extrémités en triangle et une troisième structure de type dipôle désaligné à extrémités triangulaires (voir illustration à la page 28). À l'exception de la tension de polarisation qui avait été fixée à 90 V, les autres conditions expérimentales ont été maintenues identiques à celles de la partie 2. Des études similaires ont été réalisées sur les émetteurs [42,43] et il a été montré que les deux dernières structures permettent d'augmenter de manière très significative l'intensité d'émission à cause de l'effet de pointe sur le champ électrique. Nous pensons également mettre cet effet de pointe (redistribution du champ terahertz causé par les conditions aux frontières de l'antenne) à contribution afin d'augmenter la sensibilité de détection.

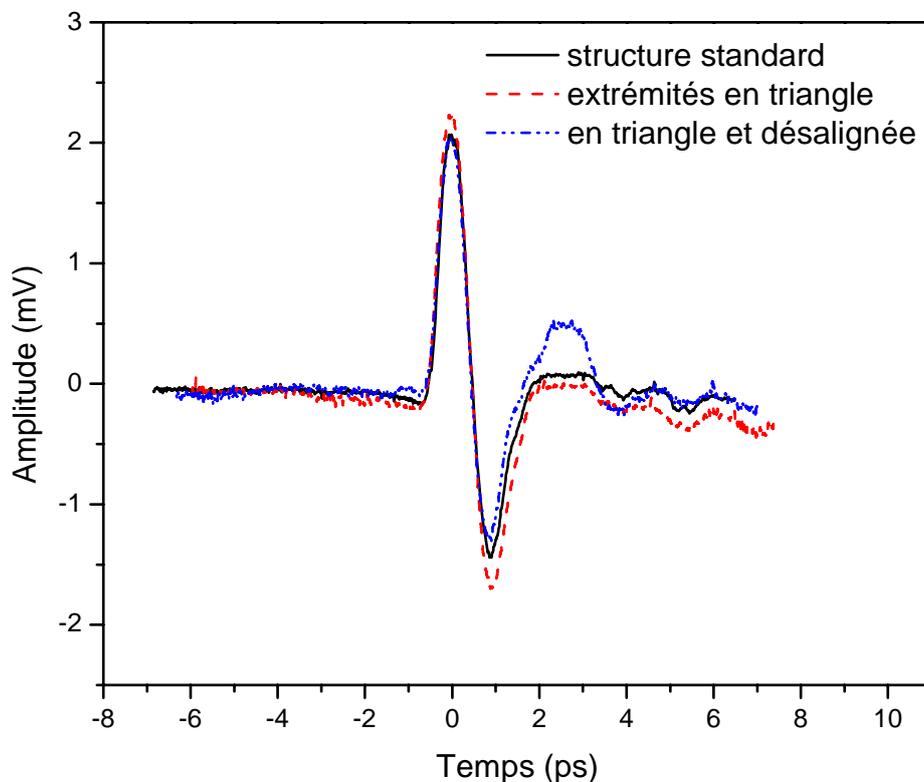


Figure 32 : Impulsions terahertz détectées avec les trois types de dipôles

En outre, les dimensions des trois antennes étant similaires, on s'attend à obtenir le même contenu en fréquence du spectre terahertz détecté dans les trois cas. L'antenne avec extrémités désalignées devrait également permettre de sonder les deux composantes du champ terahertz. Sur les figures 32 et 33 sont représentées les impulsions détectées et les transformées de Fourier correspondantes respectivement pour les trois antennes. Comme nous l'espérons, le contenu en fréquences des impulsions détectées par ces trois antennes est identique. Cependant, contrairement à nos attentes, les amplitudes détectées sont les mêmes ; en d'autres termes, il n'y a pas eu d'effet sur la sensibilité.

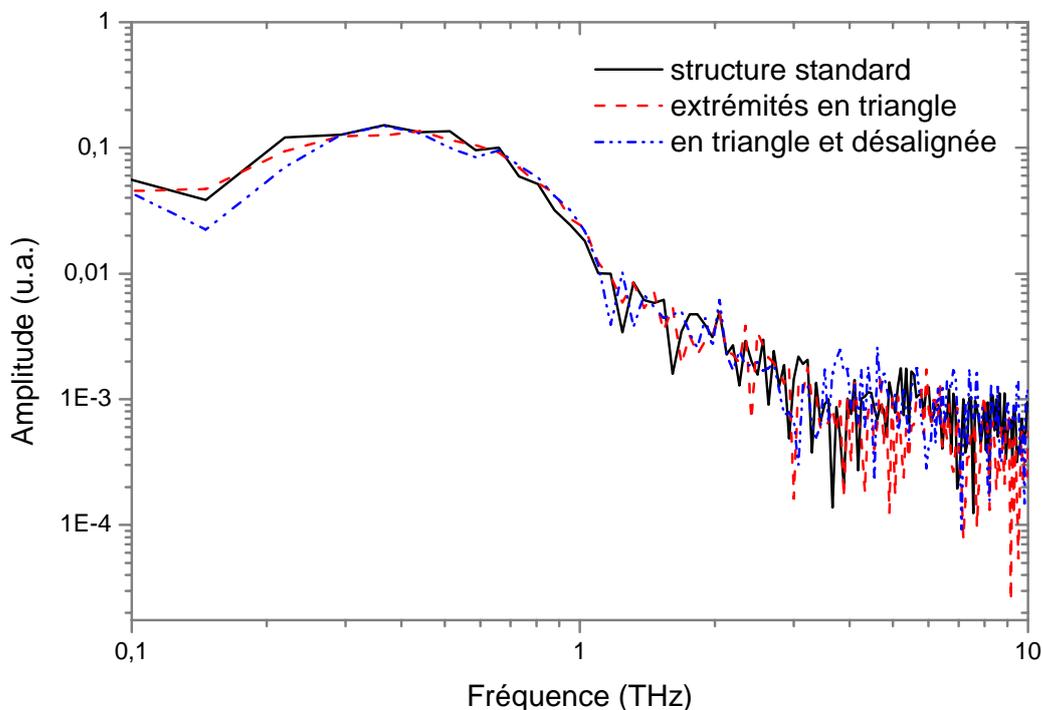


Figure 33 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées avec les trois types de dipôles

Un résultat similaire a été obtenu par R. Yano *et al.* [43]. Ce résultat s'explique par le fait que l'augmentation du champ électrique dû à l'effet de pointe est limitée à une petite région du gap de l'antenne alors que la taille du faisceau terahertz est beaucoup plus grande (typiquement supérieure à 500 μm) et que le diamètre du faisceau sonde est d'environ 10 μm . Les porteurs générés dans une sous-région donnée de l'antenne verront

le champ électrique local de cette sous-région. Par ailleurs, puisque le courant mesuré est proportionnel à l'intégrale du produit de la densité de porteurs et du champ électrique local, l'effet de pointe est moyenné. Notons ici l'importance de la taille du spot d'excitation. En effet, si nous étions capable de diminuer la taille du spot de façon à pouvoir exciter de manière sélective un point bien précis à l'intérieur du gap, nous aurions pu mettre à contribution l'effet de pointe en allant exciter exactement au niveau de la pointe à l'extrémité du dipôle.

4.5 Polarisation du champ terahertz émis

Dans le processus d'émission terahertz, les antennes photoconductrices sont généralement décrites en utilisant l'approximation d'un dipôle ponctuel produisant une radiation polarisée linéairement. Cependant, en pratique les dipôles utilisés dans les systèmes terahertz ne sont pas parfaits. L'émission est en réalité plutôt de nature quadrupolaire ([3] page 128) et l'on s'attend à ce que l'état de polarisation du rayonnement émis ne soit pas en général parfaitement linéaire. Afin de vérifier cet état de faits, nous avons mesuré la composante du champ terahertz polarisée perpendiculairement à la direction du dipôle (en tournant notre détecteur d'un angle de 90°) que nous avons comparé à la composante principale (celle polarisée suivant la direction du dipôle). Le résultat obtenu est représenté à la figure 34. Aux vues de cette figure, il ressort que le champ terahertz émis a bel et bien une composante perpendiculaire, quoique faible par rapport à la composante principale (nous n'avons pas changé la phase sur l'amplificateur synchrone pour cette mesure). Le déphasage existant entre les deux composantes (figure 35) témoigne bien de la nature elliptique de l'état de polarisation de cette radiation. Des résultats similaires ont été obtenus dans la littérature [3,42,44].

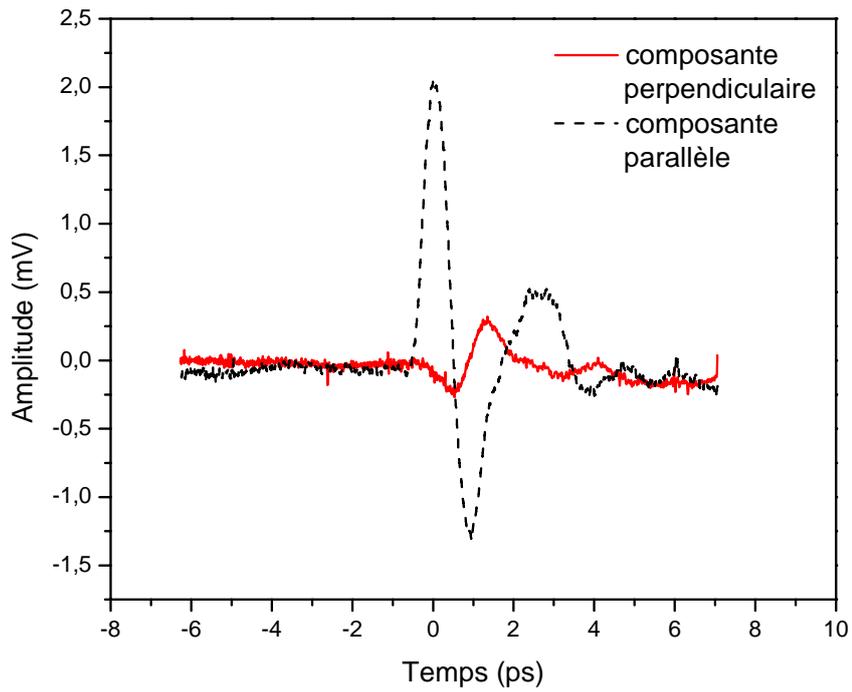


Figure 34 : Les deux composantes de l'impulsion terahertz

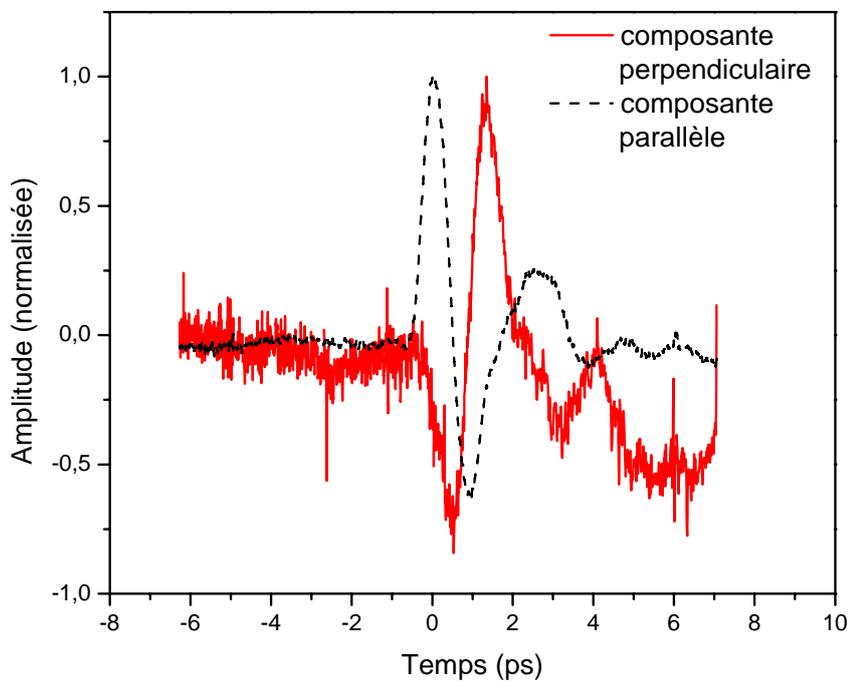


Figure 35 : Mise en évidence du déphasage entre les deux composantes de l'impulsion terahertz

4.6 Effet des différents paramètres d'implantation sur la détection

L'efficacité de détection de nos antennes photoconductrices dépend fortement de la dynamique des porteurs dans le matériau. Comme nous l'avons souligné dans le premier chapitre, l'une des techniques utilisées pour modifier les paramètres impliqués dans la dynamique des porteurs est l'implantation ionique. Dans cette partie, nous nous proposons d'étudier l'effet des différents paramètres d'implantation sur la réponse du détecteur.

4.6.1 Effet de l'espèce d'ion incident

Afin d'étudier l'effet de l'espèce d'ion incident, nous avons implanté notre substrat de GaAs S.I. avec trois espèces d'ions : l'hydrogène, l'arsenic et l'oxygène. Les doses et énergies ($3.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ respectivement à 30, 50, 60, 80, 100, 125 et 150 keV pour l'hydrogène ; $0.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à 180 keV, $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à 450 keV et $1.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à 700 keV pour l'oxygène ; $1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 1200 keV et $2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 2000 keV pour l'arsenic) des différentes espèces ont été choisies de manière à avoir une distribution de lacunes comparables dans les trois échantillons. La figure 36 illustre des résultats de la simulation de la distribution des lacunes avant recuit dans chacun de nos trois échantillons. Ces courbes ont été obtenues en utilisant le logiciel SRIM [45]. Après recuit, nous avons effectué des mesures courant – tension (I-V) sur nos échantillons dans l'obscurité et sous éclairage. Les résultats obtenus sont présentés à la figure 37. Les valeurs des résistances ont été calculées en prenant la pente autour de zéro volt (entre -1.5 et 1.5 V) étant donné que les champs terahertz que nous voulons mesurer sont très faibles.

Tout d'abord, nous constatons que les implantations avec l'arsenic et l'oxygène n'ont pas eu un effet marquant sur la résistivité du matériau, les résistances d'obscurité (figure 37 (a)) passant de 225 M Ω pour le GaAs non implanté à 226 M Ω et 207 M Ω respectivement pour l'arsenic et l'oxygène. Par contre, on note une diminution de la résistivité de l'échantillon implanté avec l'hydrogène d'un facteur 2. Afin d'expliquer cette différence dans le comportement de la résistivité des matériaux implantés, il importe de rappeler l'allure générale de la courbe de résistivité d'un matériau implanté en fonction de la dose d'implantation).

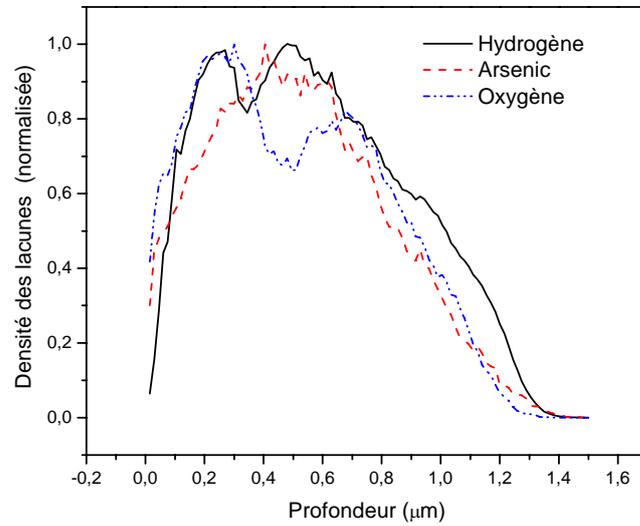


Figure 36 : Distribution des lacunes dans les échantillons implantés respectivement à l'hydrogène, arsenic et oxygène

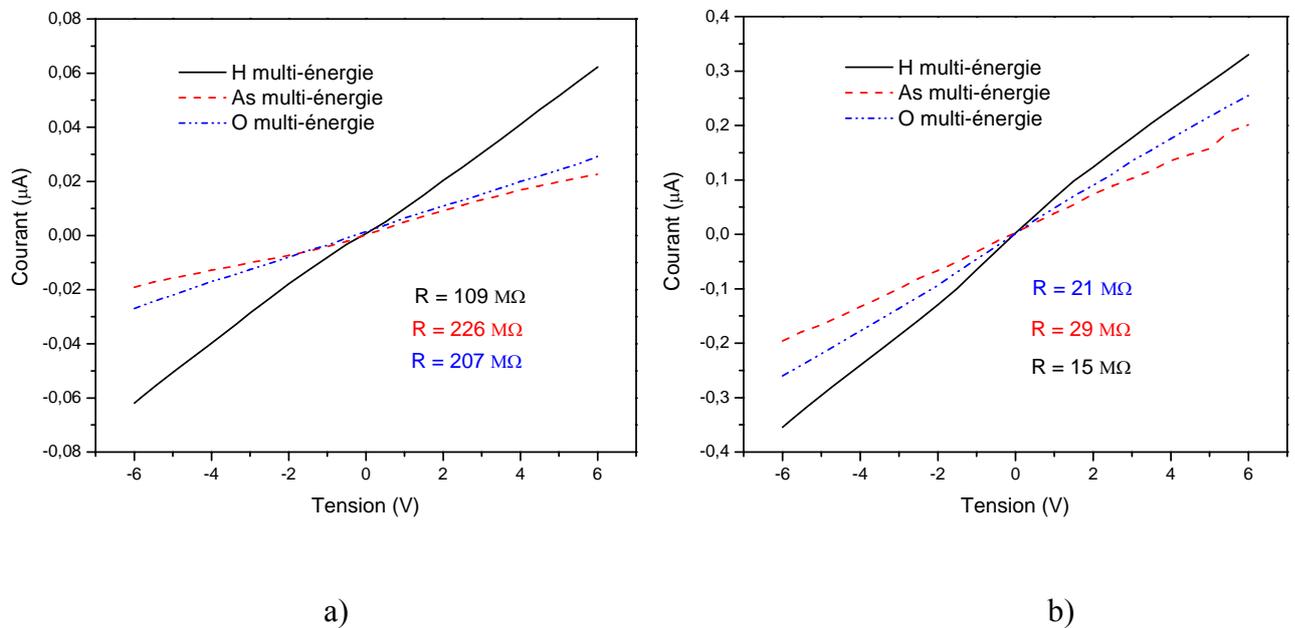


Figure 37 : Courbes I-V des échantillons implantés respectivement à l'hydrogène, arsenic et oxygène a) dans l'obscurité b) sous éclairage (lampe blanche non focalisée)

Typiquement, la résistivité du matériau croît aux faibles doses, passe par un maximum pour une dose donnée, puis décroît quand les doses deviennent plus importantes, c'est-à-dire au-delà d'une certaine densité de défauts [46]. Si on change la nature de l'ion incident, la forme de la courbe de résistivité en fonction de la dose reste semblable, toutefois la dose nécessaire pour avoir la résistivité maximale varie avec la masse de l'ion incident. Plus il est lourd, plus la dose sera faible. Cependant, la résistivité maximale reste la même indépendamment de la nature de l'impureté. Ainsi les différences de comportement de la résistivité dans nos trois échantillons résultent tout simplement des différentes positions des doses choisies dans les courbes de résistivité en fonction de la concentration caractéristique des trois espèces respectives : le dose de l'hydrogène (resp. oxygène) se situe probablement dans la zone de décroissance autour du point correspondant à la moitié de la résistivité (resp. à la résistivité) du matériau non implanté alors que celle de l'arsenic se situe probablement dans la zone de croissance ou de décroissance autour du point correspondant à la résistivité du matériau non implanté.

Par ailleurs, nous pouvons conclure de la figure 37 (b) que le photocourant est comparable dans les trois échantillons. Sur la figure 38, nous avons représenté les réponses des détecteurs respectifs au signal terahertz. Nous constatons que les échantillons implantés à l'hydrogène et à l'arsenic ont une sensibilité comparable et supérieure à celle obtenue pour l'échantillon implanté à l'oxygène. En revanche, au regard des figures 39 et 40, nous constatons que les formes et les réponses spectrales des signaux fournis par les trois antennes sont identiques. En régime pulsé, il semble que la nature des défauts joue un rôle sur la sensibilité de détection. Les ions légers d'hydrogène créent probablement moins de défauts complexes que les ions lourds d'oxygène et d'arsenic. Ce sont probablement les espèces qui permettent d'obtenir le meilleur compromis entre faible temps de vie et mobilité modérée des porteurs libres. En régime pulsé, il semble que la mobilité des porteurs soit plus faible dans les matériaux implantés à l'arsenic et à l'oxygène. Cette différence n'est pas mise en évidence sous éclairage continu probablement à cause de la neutralisation des pièges chargés. Ceci resterait à confirmer. Pour l'instant, on ne comprend pas l'origine de la différence de sensibilité entre les antennes fabriquées sur substrat implanté à l'arsenic et à l'oxygène. Des mesures complémentaires de temps de vie et de spectroscopie des défauts profonds devraient être effectuées afin de comprendre les différences de sensibilité de détection observées.

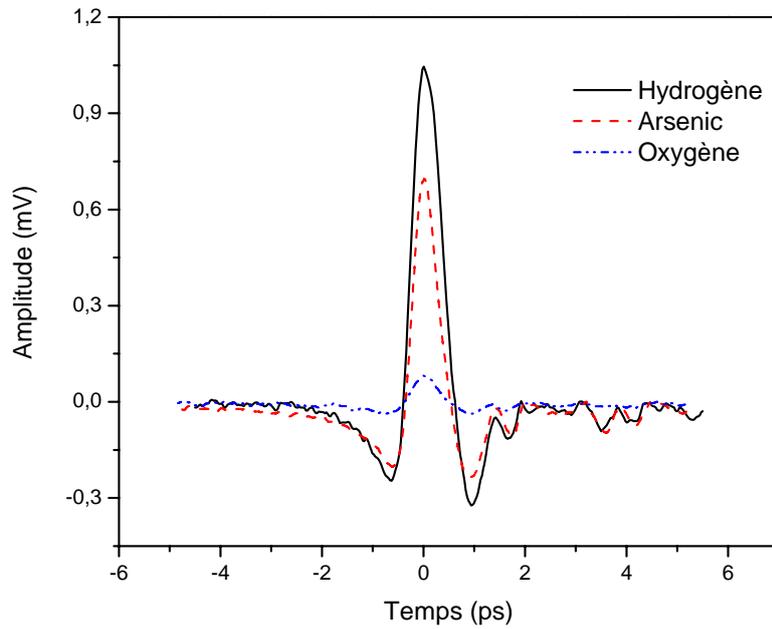


Figure 38 : Impulsions terahertz détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté multi énergie à l'hydrogène, arsenic et oxygène.

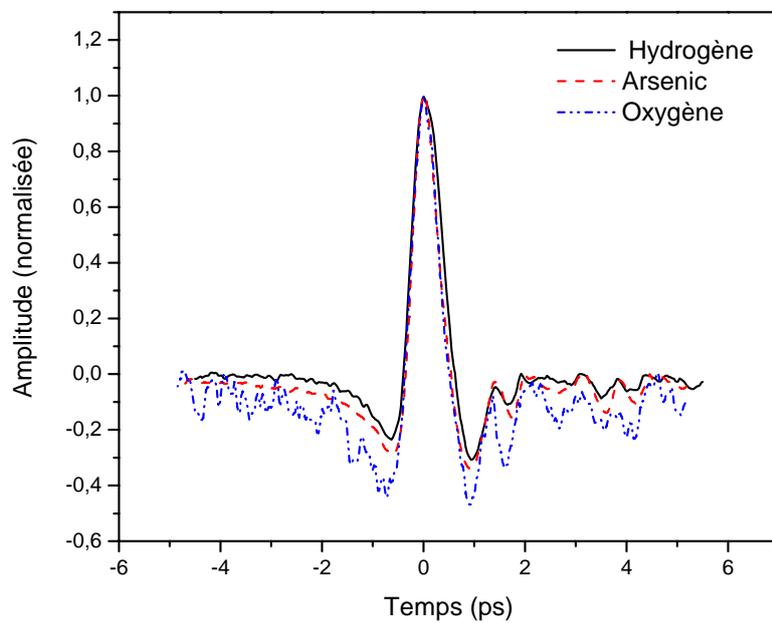


Figure 39 : Comparaison des formes des impulsions détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté multi énergie à l'hydrogène, arsenic et oxygène.

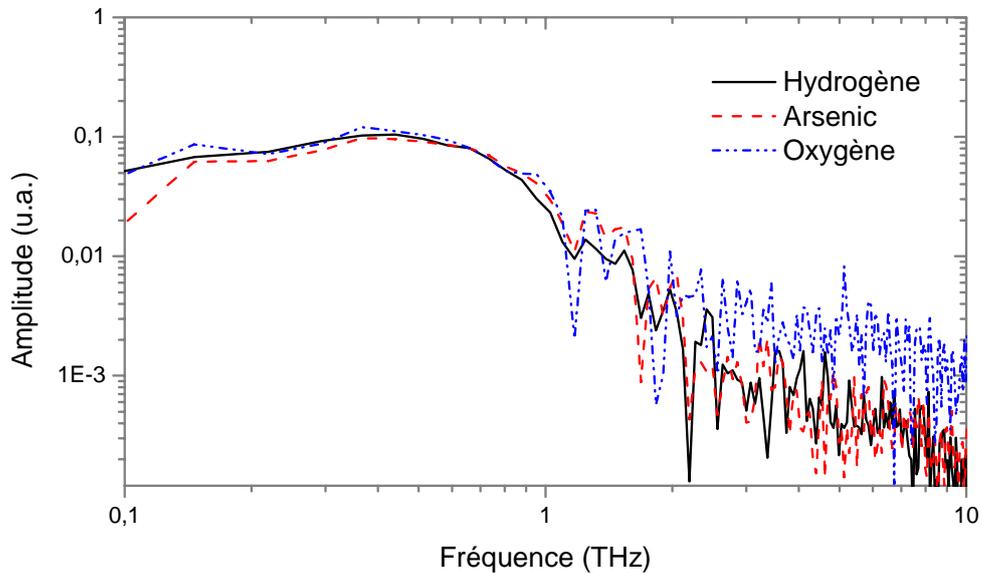


Figure 40 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté multi énergie à l’hydrogène, arsenic et oxygène.

4.6.2 Effet de la dose d’implantation

Afin d’étudier l’effet de la dose d’implantation, nous avons implanté trois échantillons à l’hydrogène à la même énergie (180 keV) avec trois doses différentes: 10^{13} cm^{-2} , 10^{15} cm^{-2} et 10^{16} cm^{-2} . La figure 41 montre la simulation SRIM du profil des lacunes dans chacun des trois échantillons. Les résultats des mesures I-V effectuées sur les différents échantillons après recuit sont présentés à la figure 42. Nous observons une augmentation de la résistivité du matériau à la dose de 10^{13} cm^{-2} , puis un maximum de résistivité à 10^{15} cm^{-2} et enfin une diminution drastique de la résistivité à 10^{16} cm^{-2} . La valeur de la résistance à la dose 10^{15} cm^{-2} indique que cette dose se situe certainement au voisinage de celle pour laquelle la résistivité maximale est obtenue. En outre, la faible résistance obtenue à 10^{16} cm^{-2} indique qu’à cette dose, on tend quasiment vers l’état amorphe du matériau. La figure 42 (b) nous renseigne que le photocourant dans les échantillons implantés à 10^{13} cm^{-2} et 10^{16} cm^{-2} est comparable, et plus grand que celui obtenu dans l’échantillon implanté à 10^{15} cm^{-2} .

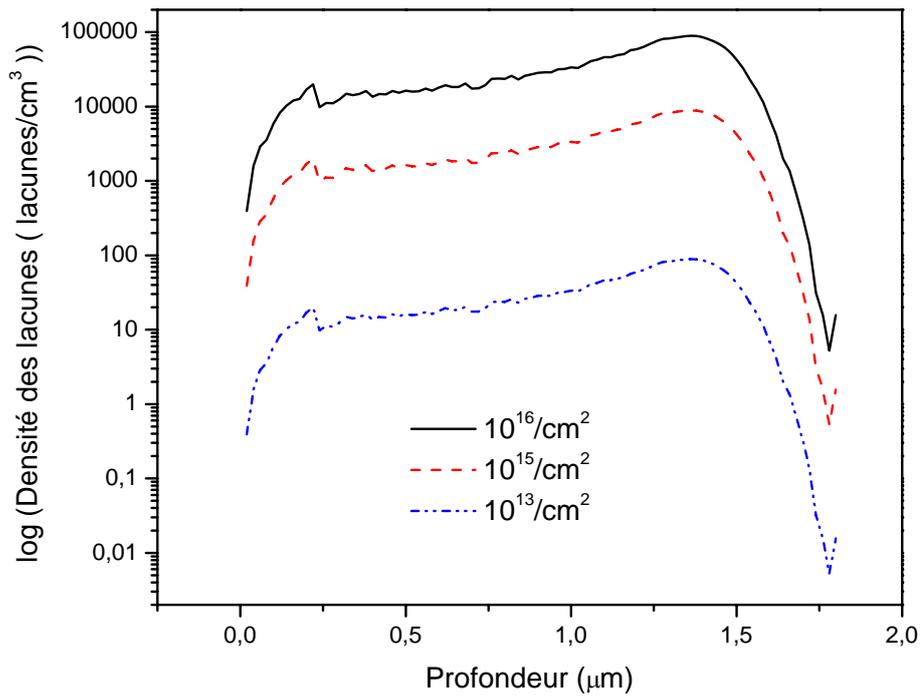


Figure 41 : Distribution des lacunes en fonction de la dose dans les échantillons implantés à l'hydrogène à 180 keV

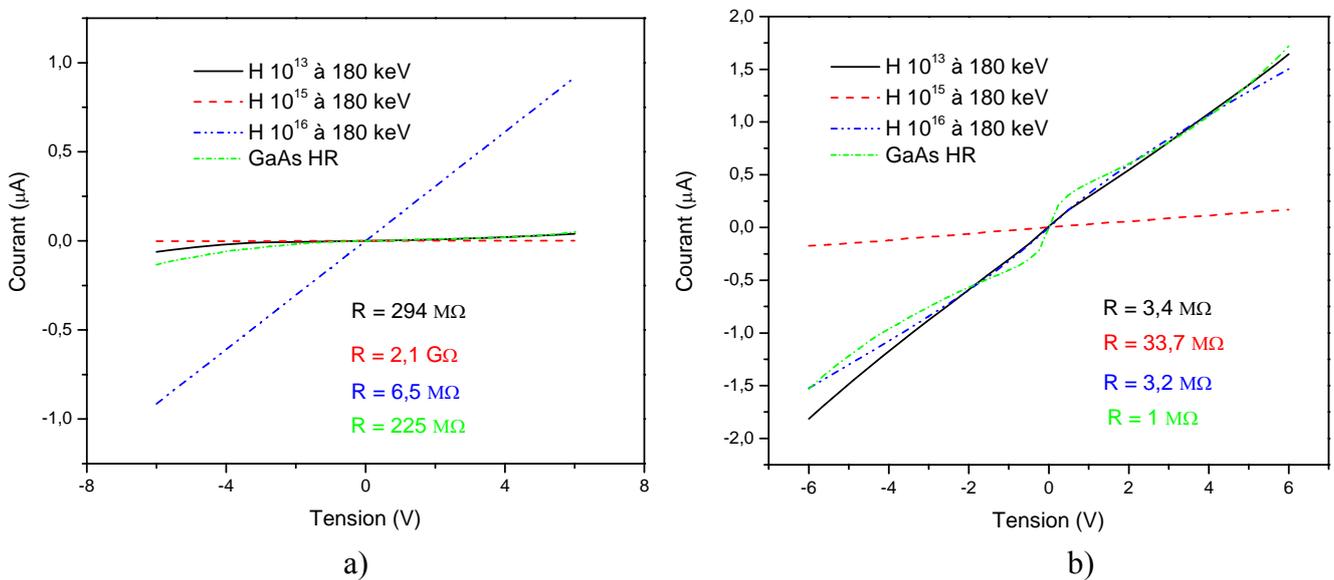


Figure 42 : Courbes I-V en fonction de la dose dans les échantillons implantés à l'hydrogène à 180 keV a) dans l'obscurité b) sous éclairement

Les réponses respectives des trois détecteurs au champ terahertz sont représentées sur la figure 43. De prime abord, on constate la très faible sensibilité du détecteur fabriqué sur l'échantillon implanté à 10^{16} cm^{-2} . Ceci pourrait s'expliquer par le grand nombre de porteurs libres (qui pourrait résulter de l'ouverture d'une bande de conduction via les états des défauts profonds) dans le matériau ainsi modifié. En effet, étant donné le niveau de résistivité d'obscurité et sa faible variation sous éclairage, c'est-à-dire la faible densité de photoporteurs générés, le signal est probablement noyé dans le fond continu dû aux porteurs libres. La sensibilité de l'antenne fabriquée sur l'échantillon implanté à 10^{13} cm^{-2} est également très faible, bien que plus importante que celle de l'échantillon à 10^{16} cm^{-2} . Pour l'instant, on ne comprend pas bien l'origine de la faible sensibilité du détecteur fabriqué sur l'échantillon implanté à 10^{13} cm^{-2} . En effet on s'attend à ce que la mobilité des porteurs décroît avec la dose d'implantation. De ce fait, la durée de vie des porteurs devrait raisonnablement être à l'origine de cette faible sensibilité. Cependant, en prenant une fonction simple pour le nombre de photoporteurs générés, nous trouvons que le photocourant mesuré par le détecteur devrait croître avec la durée de vie τ_{vie} (voir annexe). Cette contradiction pourrait peut être résulter de la simplicité de notre modèle. Il faudrait probablement tenir compte de la diffusion et de la dérive des porteurs dans le volume. La résolution de l'équation de continuité est donc nécessaire à la compréhension de ce résultat. L'antenne fabriquée sur l'échantillon implanté à 10^{15} cm^{-2} est de loin la plus sensible des trois. Ceci pourrait sans doute résulter à la fois de sa très haute résistivité d'obscurité et de la courte durée de vie des porteurs dans ce matériau.

D'autre part, aux vues des transformées de Fourier des réponses normalisées de chacune des antennes (figure 44), on constate qu'elles ont la même réponse spectrale. En d'autres termes, la dose d'implantation n'a eu aucune incidence sur la largeur de bande du rayonnement détecté. Cette coupure de la largeur de bande pourrait provenir soit du spectre d'émission de l'antenne émettrice, soit de la durée de vie des porteurs encore élevée dans nos différents matériaux.

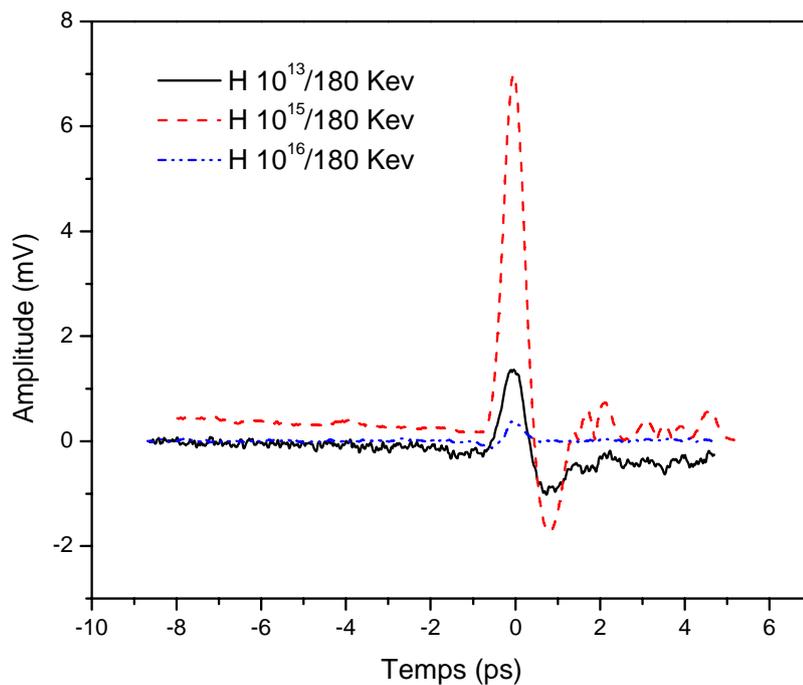


Figure 43 : Impulsions terahertz détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté à l'hydrogène en fonction de la dose

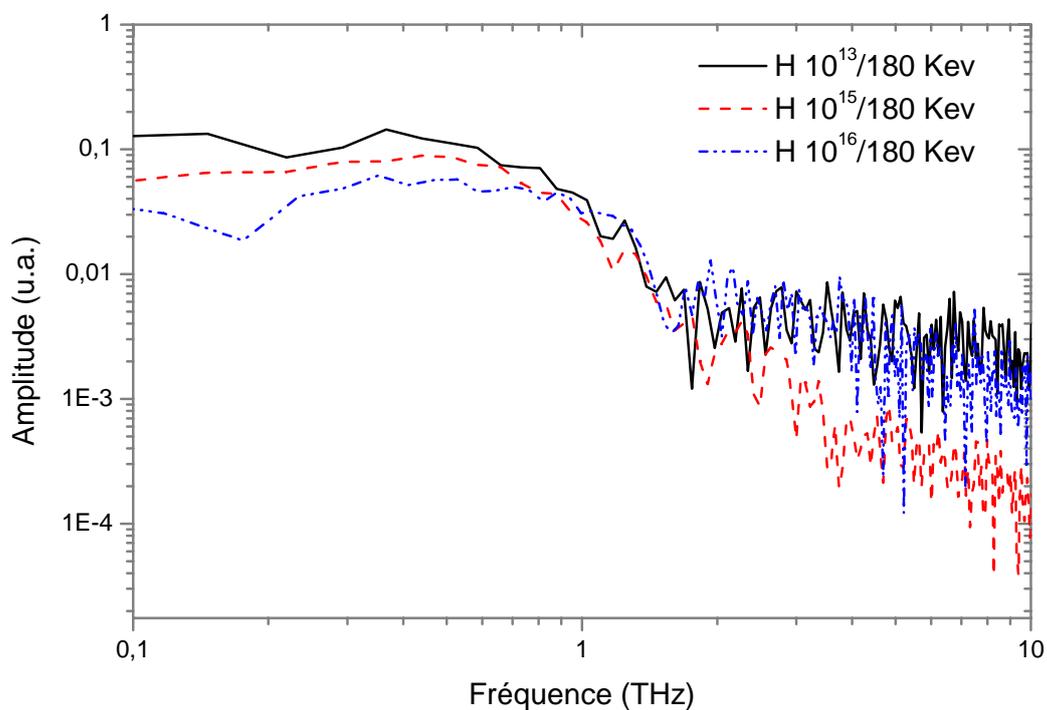


Figure 44 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté à l'hydrogène avec des doses différentes

4.6.3 Effet de la profondeur d'implantation

Quatre échantillons ont été implantés à l'hydrogène avec la même dose (10^{15} cm^{-2}) mais aux énergies respectives de 10 keV, 50 keV, 100 keV et 180 keV. Les profils de lacunes respectifs obtenus (par simulation avec SRIM) à la suite de ces implantations sont illustrés sur la figure 45. Notons la différence majeure dans la distribution des lacunes ; en effet alors qu'à 10 keV ces défauts sont localisés uniquement en surface sur une épaisseur de $0.2\mu\text{m}$, ils sont plus étendus pour les trois autres énergies, avec des maximums situés à $0.4\mu\text{m}$, $0.7\mu\text{m}$ et $1.3\mu\text{m}$ de la surface respectivement pour 50 keV, 100 keV et 180 keV. La profondeur de pénétration à $1/e$ du laser à 760 nm dans le GaAs étant de 580 nm (voir figure 46), cette différence majeure dans la distribution des défauts aura un impact significatif sur la dynamique des porteurs dans les différents échantillons. En effet, étant donné qu'à 10 keV seulement une très faible couche de matériau est affectée par l'irradiation, on s'attend à ce que la contribution (au photocourant mesuré) des canaux de conduction en profondeur soit plus importante que pour les autres échantillons.

Les résultats des mesures I-V effectuées sur chacun des échantillons (figures 47) confirment d'ailleurs ces prédictions. Nous constatons en effet que les résistivités d'obscurité des échantillons implantés à 50 keV, 100 keV et 180 keV sont très élevées, du même ordre de grandeur, et plus de dix fois supérieures à celle de l'échantillon implanté à 10 keV. En outre, le photocourant dans les échantillons implantés à 100 keV et 180 keV est très similaire mais inférieures à celui obtenu dans l'échantillon implanté à 50 keV. Toutes les trois restent cependant faibles comparativement au photocourant dans l'échantillon implanté à 10 keV.

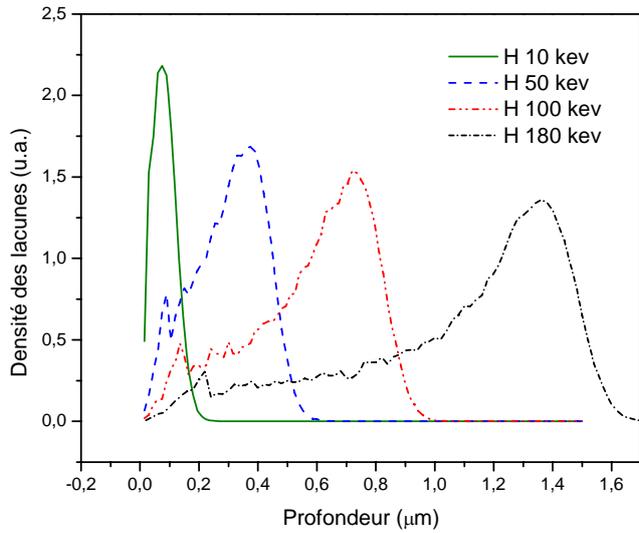


Figure 45 : Distribution des lacunes en fonction de l'énergie dans les échantillons implantés à l'hydrogène à 10^{15} cm^{-2}

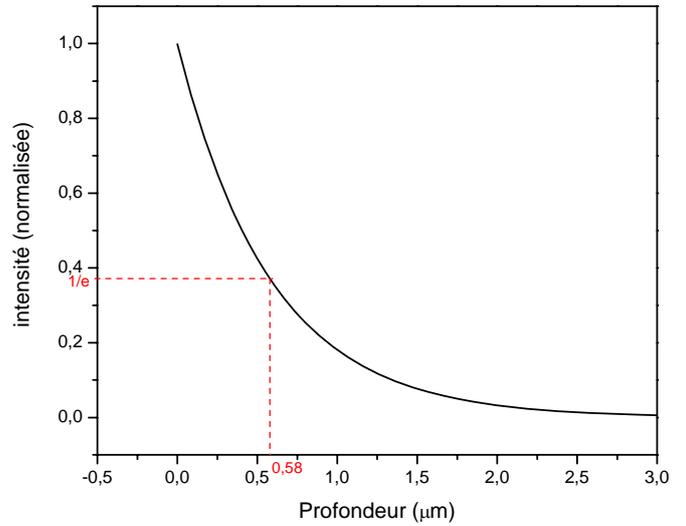
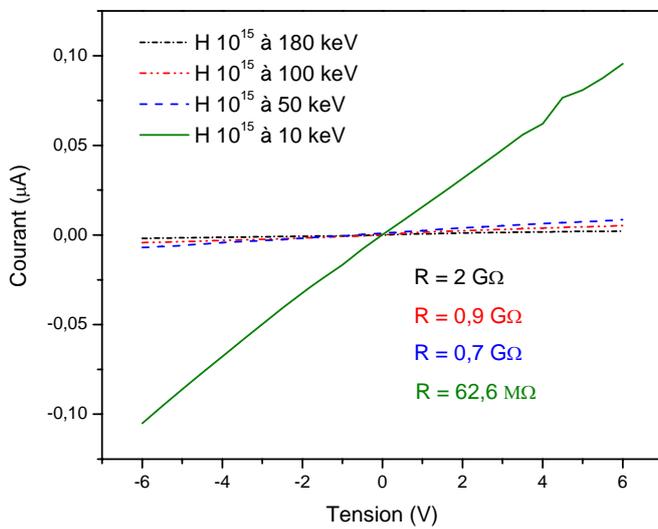
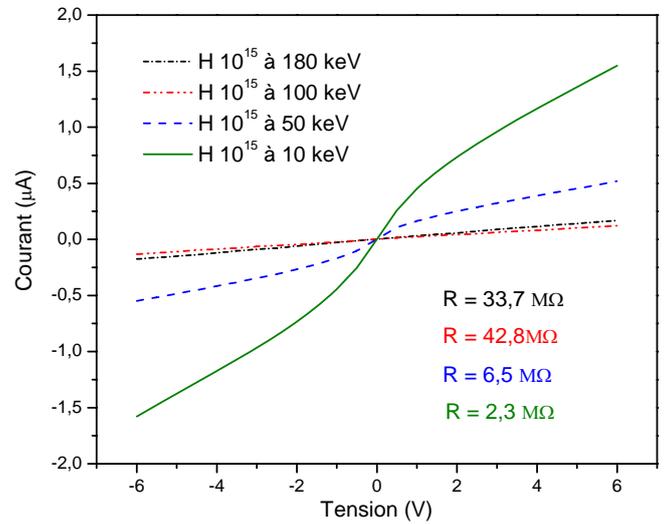


Figure 46 : pénétration du laser à 760nm dans le GaAs



a)



b)

Figure 47 : Courbes I-V en fonction de l'énergie des ions incidents dans les échantillons implantés à l'hydrogène à 10^{15} cm^{-2} a) dans l'obscurité b) sous éclairage

Les réponses respectives des différents détecteurs fabriqués sur nos quatre échantillons sont représentées sur la figure 48. Nous constatons que les échantillons implantés à 50 keV, 100 keV et 180 keV ont des sensibilités similaires. Ceci découle des similitudes que nous avons identifiées plus haut dans leurs caractéristiques respectives (résistivité d'obscurité, photocourant). D'autre part, on remarque la faible sensibilité de l'échantillon implanté à 10 keV ; ceci pourrait résulter d'une part du niveau du bruit de fond élevé dans lequel se noie le signal (compte tenu des canaux de conduction en profondeur), et d'autre part de la disparition des porteurs dans le volume étant donné que la diffusion est plus importante en profondeur. Par ailleurs, les transformées de Fourier des réponses respectives (figure 49) ne révèle aucune différence au niveau de l'étendue spectrale de chacun des détecteurs. Nous pensons une fois de plus qu'il s'agit d'une limitation due soit au spectre d'émission, soit à la durée de vie des porteurs dans nos matériaux.

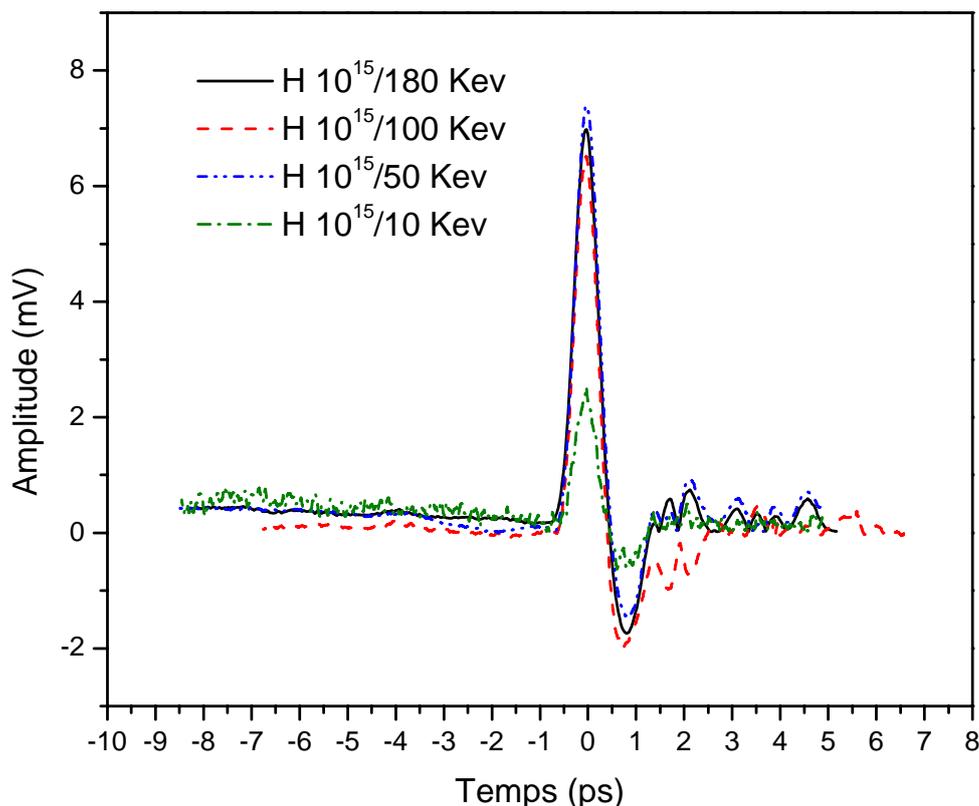


Figure 48 : Impulsions terahertz détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté à l'hydrogène en fonction de l'énergie des ions incidents

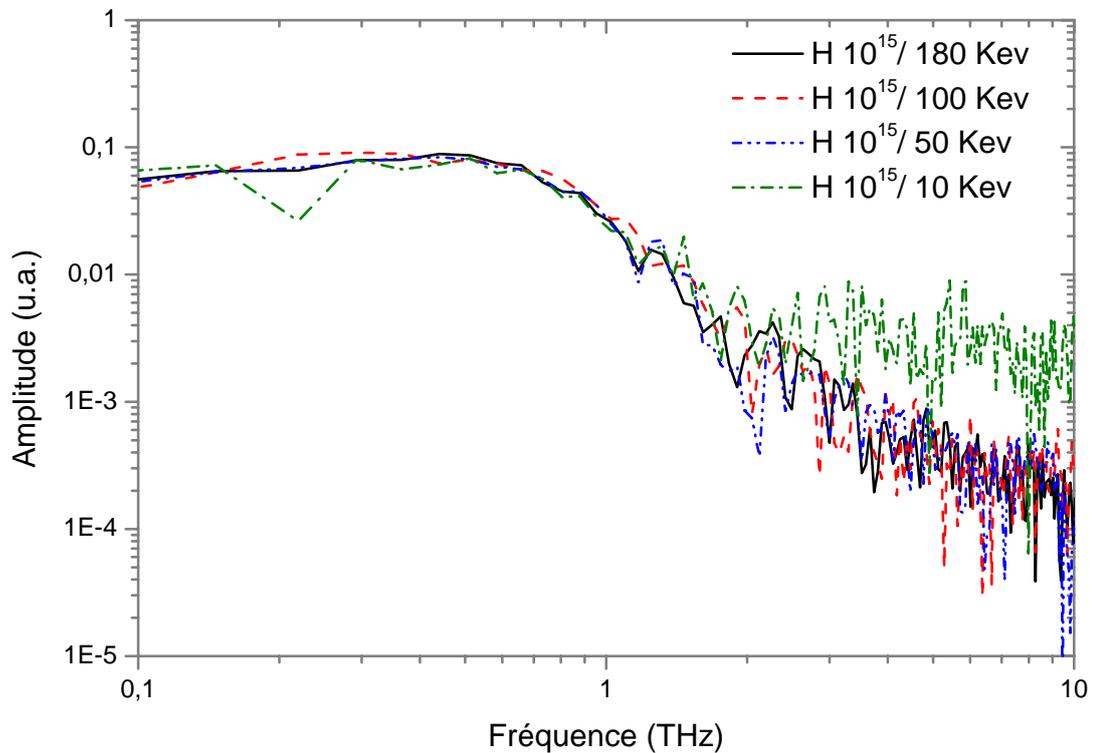


Figure 49 : Comparaison des transformées de Fourier des impulsions détectées par les antennes fabriquées sur substrat implanté à l'hydrogène avec des énergies différentes

Des résultats obtenus dans cette étude, la coupure observée au niveau de la largeur de bande de détection a suscité une attention particulière de notre part. Pour expliquer ce résultat, deux hypothèses ont été évoquées : le spectre d'émission de l'antenne émettrice et la durée de vie des porteurs. La deuxième hypothèse suggère qu'à plus faible durée de vie on devrait avoir une dépendance de la largeur de bande en fonction de la durée de vie. Afin de vérifier cette prédiction théorique et confirmer ainsi cette hypothèse, nous avons effectué des simulations de la largeur de bande de détection en fonction de la durée de vie des porteurs. Les résultats de cette étude font l'objet de la section suivante.

4.7 Simulation de la réponse du détecteur

Nous avons simulé la réponse du détecteur (l'effet de la durée de vie des porteurs dans le substrat du détecteur sur la largeur de bande de détection) en effectuant le produit de convolution du champ électrique de l'impulsion terahertz et du nombre de porteurs photogénérés. Pour ce faire, nous avons considéré un modèle simple pour simuler le champ électrique de l'impulsion terahertz et le nombre de porteurs photogénérés. Dans ce modèle, nous supposons que:

- (i) le temps de montée de $N(t)$ est donné par la largeur du pulse laser d'excitation Δt
- (ii) le temps de descente de $N(t)$ est donné par la durée de vie des porteurs τ
- (iii) le temps de relaxation des photoporteurs a été négligé

La fonction choisie pour le nombre de photoporteurs généré a été la suivante :

$$N(t) = N_0 \exp(-t / \tau) \tanh(-t / \Delta t)$$

Le champ électrique E_{THz} émis par l'émetteur a été obtenu par différentiation finie de $N(t)$:

$$E_{THz}(t) = \frac{N(t+h) - N(t)}{h}$$

Le champ électrique simulé est celui produit par une antenne émettrice fabriquée sur un matériau dans lequel la durée de vie des porteurs est de 500 fs. Nous avons considéré que la source laser d'excitation délivre des impulsions de largeur 100 fs. La figure 50 représente la réponse du détecteur en fonction de la durée de vie des porteurs dans le substrat sur lequel il a été fabriqué et la figure 51 représente les transformées de Fourier correspondantes.

La figure 50 révèle un élargissement progressif du pic principal et une modification progressive de la forme du signal détecté avec l'augmentation de la durée de vie. Ceci suggère que le contenu en fréquence et la forme du signal détecté dépendent effectivement de la durée de vie des porteurs. Par ailleurs, la figure 51 permet d'identifier deux régimes : un premier régime s'étendant de 0.1 ps à 0.5 ps dans lequel la largeur de bande décroît avec la durée de vie, et un second régime (à partir de 0.5 ps) dans lequel la fréquence de coupure (fréquence correspondant à la décroissance de l'amplitude de 1/100) est quasiment invariante. Ainsi, la coupure de la largeur de bande observée dans nos détecteurs pourrait aussi effectivement résulter de la durée de vie des porteurs dans nos matériaux.

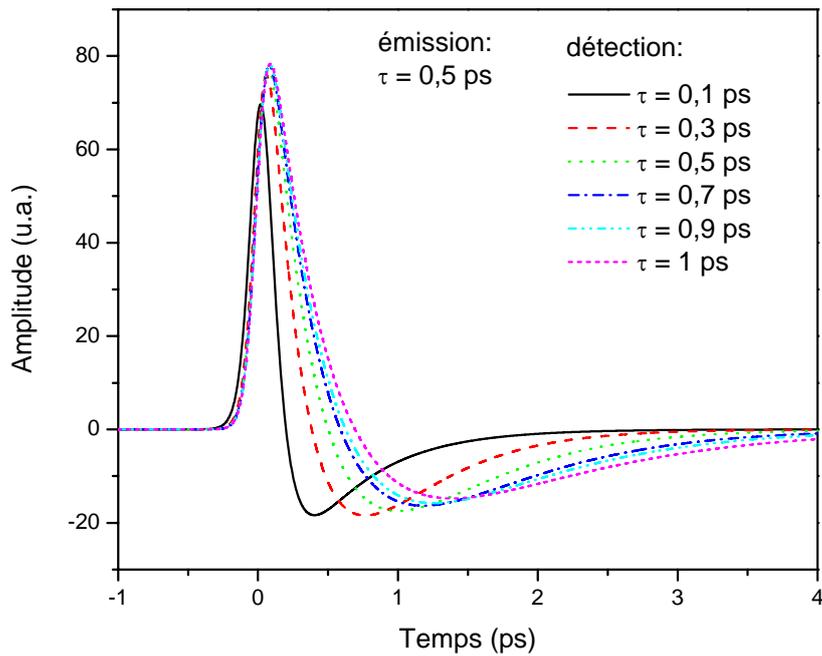


Figure 50: Simulation de la réponse du détecteur en fonction de la durée de vie des porteurs dans le substrat de l'émetteur

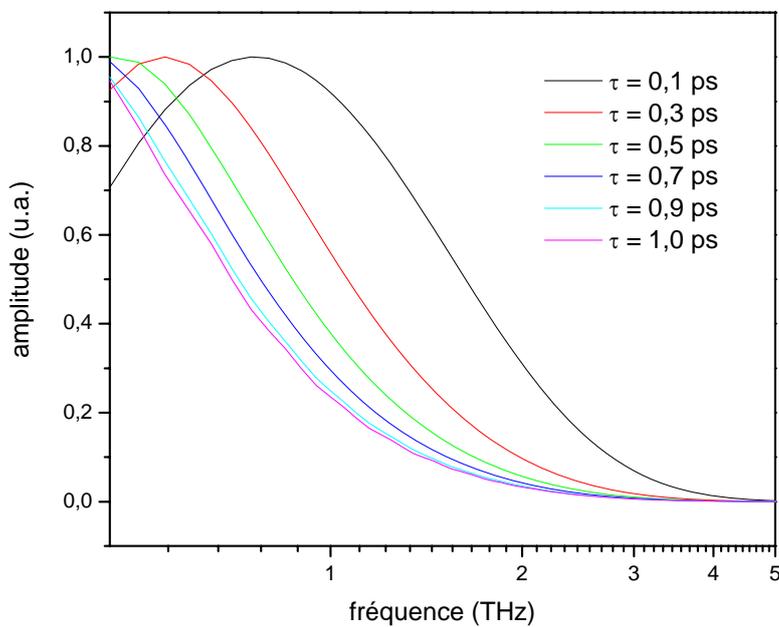


Figure 51: Simulation de la réponse spectrale du détecteur en fonction de la durée de vie des porteurs dans le substrat de l'émetteur

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons présenté les résultats d'une étude portant sur la détection de rayonnement terahertz. Nous avons en particulier étudié les antennes photoconductrices et l'électroabsorption dans les structures à puits quantiques.

Nous avons mené une étude exploratoire de l'électroabsorption dans les structures à puits quantiques dans le but de l'appliquer à la détection de rayonnement terahertz. Après avoir brièvement décrit l'effet Stark quantique, nous avons montré à la suite de quelques simulations numériques que les structures à puits quantiques multiples couplés seraient les plus adaptées à la détection de rayonnement terahertz. Nous avons également montré à la suite d'une étude expérimentale qu'il est important de s'affranchir du champ de déplétion au cas où un contact métallique est déposé sur la surface de la structure. Pour ce faire, nous avons alors proposé la passivation de la surface.

La prochaine étape de notre travail a été de présenter les étapes de fabrication de nos antennes photoconductrices et les différents bancs de caractérisation. Ainsi, nous avons décrit les différentes étapes de fabrication de nos antennes ainsi que notre dispositif expérimental. Nous avons en particulier insisté sur l'avantage qu'offre le dépôt de deux couches de résine lors du procédé de photolithographie par rapport à la méthode conventionnelle qui consiste à déposer une seule couche de résine.

La dernière partie de ce travail a été réservée à la présentation des résultats obtenus dans le cadre de la caractérisation d'une série d'antennes photoconductrices. Nous avons en effet réussi à détecter de manière cohérente le rayonnement terahertz. L'optimisation de la détection nous a permis d'obtenir un ratio signal sur bruit en amplitude de série de Fourier supérieur à deux ordres de grandeurs sur une plage qui s'étend de 100 GHz à 1 THz. Ce résultat est comparable à ceux obtenus par les meilleurs groupes qui travaillent sur les mêmes types de matériaux. Nous avons entre autre visualisé les résultats de l'étude portant sur l'effet des différents paramètres d'implantation sur la sensibilité et la largeur de bande de détection. C'est ainsi que nous avons remarqué que, bien que la gamme de paramètres

utilisés aboutissait à la même largeur de bande de détection, la sensibilité optimale est obtenue par implantation de l'hydrogène à 10^{15} cm^{-2} et 180 keV. Cependant, l'origine de la faible sensibilité de certains détecteurs n'a pas encore été comprise. Aussi, des mesures complémentaires de temps de vie et de spectroscopie des défauts profonds devraient être effectuées afin de comprendre les différences de sensibilité de détection observées. Deux études portant sur l'effet de l'absorption et de la dispersion du signal dans le substrat de l'émetteur nous donnent des raisons de croire que la coupure de la largeur de bande observée n'est pas limitée par le spectre d'émission de l'antenne émettrice. Des simulations numériques de la réponse des détecteurs confirment que le temps de vie des porteurs joue un rôle important sur la largeur de bande dans un régime particulier. Un modèle plus général de transport et recombinaison des charges devrait être tenu en compte pour expliquer tous les comportements observés dans ce travail expérimental.

Il est à souligner que l'étude portant sur l'effet des différents paramètres d'implantation sur la réponse du détecteur constitue une originalité de notre travail. En outre, la reproductibilité des résultats obtenus témoigne de la maîtrise du procédé de fabrication d'antennes photoconductrices sur ces types de matériaux. Enfin, étant donné que les caractéristiques du matériau utilisé (en particulier la durée de vie des porteurs) pourrait constituer la limitation de nos détecteurs, nous pensons que la prochaine étape de ce travail pourrait être l'étude de nouveaux types de matériaux à l'instar du GaAs BT qui présente une plus courte durée de vie des porteurs, et de l'InP qui présente une plus grande mobilité des porteurs. L'étude de nouveaux types de détecteurs à l'instar des cristaux non linéaire et de l'électroabsorption dans les structures à puits quantiques multiples et couplés pourrait également être envisageable dans la perspective d'obtenir une bande plus large.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Matthew C. Beard, Gordon M. Turner and Charles A. Schmuttenmaer, *J. Phys. Chem. B* 2002, 106, 7146-7159.
- [2] Dmitry Turchinovich, "Study of Ultrafast Polarization and Carrier Dynamics in Semiconductor Nanostructures: a THz Spectroscopy Approach", Thèse de PhD, Université de Freiburg (2004).
- [3] D. Mittleman, *Sensing with Terahertz Radiation*, Optical Sciences, Springer.
- [4] Christophe Rivière, " Mise en opération d'une source picoseconde de rayonnement infrarouge lointain", Mémoire de Maîtrise, Université Laval (1999).
- [5] D.H. Auston, *Applied Physics Letters* vol. 26, 101 (1975).
- [6] J.A. Valdmanis, G. Mourou and C.W. Gabel, *Applied Physics Letters* vol. 41, 211 (1982).
- [7] P. R. Smith, D. H Auston, M. C. Nuss, *IEEE J. Quantum Electron* vol. 24, 255-260 (1988).
- [8] C. Fattinger, D. Grischkowsky, *Applied Physics Letters* vol. 54, 490-492 (1989).
- [9] Y.C. Shen, P.C. Upadhyya, E.H. Linfield, A.G. Davies and H.E. Beere, *Applied Physics Letters* vol. 83, 15 (2003),
- [10] Markus Walther, "Modern Spectroscopy on Biological Molecules – Structure and Bonding investigated by THz time-domain and transient phase-grating spectroscopy", Thèse de PhD, Université de Freiburg (2003).
- [11] Y.C. Shen, T.Lo, P.F. Taday, B.E. Cole, W.R. Tribe, and M.C. Kemp, *Applied Physics Letters* vol 86, 241116 (2005).
- [12] Masahiko Tani, Michael Herrmann and Kiyomi Sakai, *Meas. Sci. Technol.* 13, 1739-1745 (2002).
- [13] site Internet <http://www.aip.org/tip/INPHFA/vol-9/iss-4/p27.html>
- [14] Daniel Mittleman, *Imaging and Sensing with Terahertz Radiation*, Electrical & Computer Engineering, Rice University.
- [15] X.C. Zhang, *THz Wave Technology & Application*, Terahertz Research Center.
- [16] site Internet http://sbfel3.ucsb.edu/www/fel_table.html

- [17] Alain Tremblay, “ Génération d'impulsions laser terahertz par redressement optique dans les cristaux non-linéaires” , Mémoire de Maîtrise, Université de Sherbrooke (2004).
- [18] X.-C. Zhang, Y. Jin and X.F. Ma, Applied Physics Letters vol. 61, 23 (1992).
- [19] A. Nahata, A.S. Weling and T.F. Heinz Applied Physics Letters vol. 69, 16 (1996).
- [20] V. Grebenev and L. Bartels, Applied Optics, vol. 42 n°9 (2003).
- [21] J.T. Darrow, X.-C. Zhang, D. Auston and J.D. Morse, IEEE J. Quantum Electron., vol. 35 , pp. 1257-1268 (1999).
- [22] D. You, R.R. Jones, P.H. Bucksbaum and D.R. Dykaar, Opt. Lett., vol. 18, pp. 290-292 (1993).
- [23] S-G Park, A.M. Weiner, M.R. Melloch, C.W. Siders, J.L.W. Siders and A.J. Taylor, IEEE J. Quantum Electron., vol. 28 , pp. 1607-1616 (1992).
- [24] Q.Wu, M.Litz and X.-C. Zhang, Applied Physics Letters vol. 68 , 2924 (1996).
- [25] P.Uhd Jepsen, C. Winnewisser, M.Schall,V.Schyja, S.R. Keiding and H. Helm, Physic Review E 53, R3052 (1996)
- [26] K.Sakai (Ed) ,Terahertz Optoelectronics, Topics in applied physics, Springer.
- [27] W.Sha, T.B. Norris, J.W. Burm, D. Woodard and W.J. Schaff Applied Physics Letters vol. 61 , 1763 (1992).
- [28] H.C. Liu, C.Y. Song. A.J. SpringThorpe and J.C. Cao, Applied Physics Letters vol. 84 , 4068 (2004).
- [29] M. Graf, G. Scalari, D. Hofstetter, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie and G. Davies, Applied Physics Letters vol. 84, 475 (2004).
- [30] S.E. Ralph, S. Perkowitz, N. Katzennellenbogen and D. Grischkoowsky, J. Opt. Soc Am. B 11, 2528 (1994).
- [31] P. Gu, M. Tani, K. Sakai and T.-R. Yang, Applied Physics Letters vol. 77, 1798 (2000).
- [32] S. Kono, M. Tani, P. Gu and K. Sakai, Applied Physics Letters vol. 77, 4104 (2000).
- [33] Q. Wu and X.-C. Zhang, Applied Physics Letters vol. 71 , 1285 (1997).
- [34] Soren Rud Keiding, THz-Pulses, Department of Chemistry, University of Aarhus, Denmark.
- [35] P. Uhd. Jepsen, R.H. Jacobsen and S.R. Keiding, J. Opt. Soc Am. B 13, 2424 (1996).

- [36] M. Tani, K. Sakai and H. Mimura, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 36, pp. L1175-L1178 (1997).
- [37] F.G. Sun, G.A. Wagoner and X.-C. Zhang, Applied Physics Letters vol. 67 , 1656 (1995).
- [38] Ludovic Desplanque, “ Caractérisation électro-optique de composants terahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde”, Thèse de PhD, Université des Sciences et Technologies de Lille (2003).
- [39] Gerald Bastard, Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, les éditions de physique
- [40] M.V. Exter and D.R. Grischkowsky, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. 38 , pp. 1684-1691 (1990).
- [41] B. Salem, D. Morris, V. Aimez, J. Beerens, J. Beauvais and D. Houde, J. Phys.: Condens. Matter 17, pp. 7327-7333 (2005)
- [42] Y.Cai, I. Brener, J. Laporta, J. Wynn, L. Pfeiffer and J. Federici, Applied Physics Letters vol. 71 , 2076 (1997).
- [43] R. Yano, H. Gotoh, Y. Hirayama, S. Miyashita, Y. Kadoya and T. Hattori, J. of Appl. Phys. vol. 97 , 103103(2005).
- [44] E. C.-Camus, J.L.-Hughes, M.B. Johnston, M.D. Fraser, H.H. Tan and C. Jagadish, Applied Physics Letters vol. 86 , 254102 (2005).
- [45] <http://www.srim.org>
- [46] Pierre-Noël Favennec, L’implantation ionique pour la microélectronique et l’optique, paris, ed. Masson (1993)
- [47] Edward J. Rothwell, Michael J. Cloud, *Electromagnetics*, CRC press, 2001.
- [48] Serge Charlebois, “Étude expérimentale des excitations topologiques de l’effet Hall quantique à $\nu=1$ dans les hétérostructures semiconductrices à double puits quantique”, Thèse de PhD, Université de Dherbrooke (2002).

ANNEXE

MODÈLE SIMPLE POUR LA RÉPONSE DU DÉTECTEUR

La réponse du détecteur est donnée par le produit de convolution :

$$j(t_1) = \frac{1}{T} \int_0^T E_{THz}(t) \cdot g_D(t+t_1) dt = \frac{1}{T} e \mu_D \int_0^T E_{THz}(t) \cdot N_D(t+t_1) dt \propto \int_0^T E_{THz}(t) \cdot N_D(t+t_1) dt$$

où μ_D est la mobilité des porteurs dans le substrat du détecteurs. Nous prenons la fonction suivante pour la densité $N_D(t)$ de porteurs photogénérés dans le substrat du détecteur:

$$N_D(t) = N_0 \exp(-t/\tau) \text{ où } \tau \text{ représente la durée de vie des porteurs photogénérés.}$$

Afin de modéliser le champ terahertz $E_{THz}(t)$ émis, nous prenons une fonction simple pour la conductivité du substrat de l'émetteur, analogue à celui du modèle de Drude-Lorentz :

$$g_E(t) = g_0 [\exp(-t/\tau_d) - \exp(-t/\tau_m)] \text{ où } \tau_d \text{ et } \tau_m \text{ représentent respectivement le temps de descente et le temps de montée du photocourant dans l'émetteur.}$$

Le champ terahertz $E_{THz}(t)$ étant la dérivée du photocourant, on peut écrire :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{1}{\tau_d \tau_m} (\tau_d \exp(-t/\tau_m) - \tau_m \exp(-t/\tau_d))$$

La réponse du détecteur peut donc s'écrire :

$$j(t_1) \propto \frac{1}{\tau_d \tau_m} \mu_D \exp(-t_1/\tau) \int_0^T ([\tau_d \exp(-t/\tau_m) - \tau_m \exp(-t/\tau_d)] \exp(-t/\tau)) dt$$

$$\text{soit : } j(t_1) \propto \mu_D \tau \exp(-t_1/\tau) \left[\frac{\exp(-t/\tau_d)}{\tau + \tau_d} - \frac{\exp(-t/\tau_m)}{\tau + \tau_m} \right]_0^T$$

La période de répétition du laser T étant très grande devant τ_d et τ_m , la réponse du détecteur peut se mettre sous la forme :

$$j(t_1) \propto \mu_D \tau \exp(-t_1/\tau) \left[\frac{1}{\tau + \tau_m} - \frac{1}{\tau + \tau_d} \right] \propto \mu \tau \exp(-t_1/\tau) (\tau_d - \tau_m)$$

$$\text{soit : } j(t_1) \propto \mu_D \tau \exp(-t_1/\tau)$$

Ainsi, selon ce modèle simple, le photocourant mesuré par le détecteur croît avec la durée de vie des porteurs. De plus, la mobilité du matériau augmente lorsque la durée de vie des porteurs augmente, ce qui renforce cette dépendance du photocourant. Il faut cependant

rappeler que lorsque la durée de vie devient trop longue, on ne mesure plus du tout le champ terahertz ultracourt émis par l'émetteur.

Par ailleurs, d'après les propriétés des transformées de Fourier on a :

$$TF(E_{THz} \otimes N(t)) = TF(E_{THz}) \times TF(N(t))$$

et

$$TF(\exp(-t/\tau)) \propto \int_0^{\infty} \exp(-t/\tau) \exp(-2\pi i \nu t) dt \propto \frac{\tau}{1 - 2\pi i \nu \tau} \quad 0 \leq t \leq \infty$$

Deux situations particulières peuvent se présenter dans notre cas:

- a) $\nu \ll \frac{1}{\tau}$ c'est-à-dire pour $0.1 \text{ THz} < \nu < 1 \text{ THz}$ et $\tau \ll 10 \text{ ps}$ $\rightarrow \text{signal}(\omega) \propto E_{THz}(\omega) \tau \mu_D$
- b) $\nu \gg \frac{1}{\tau}$ c'est-à-dire pour $\nu \gg 0.1 \text{ THz}$ et $\tau > 10 \text{ ps}$ $\rightarrow \text{signal}(\omega) \propto E_{THz}(\omega) \frac{1}{\omega} \mu_D$