



**HAL**  
open science

# Etude et réalisation de capteurs térahertz à base de nanocanaux asymétriques de gaz d'électrons bidimensionnel

Carlos Daher

► **To cite this version:**

Carlos Daher. Etude et réalisation de capteurs térahertz à base de nanocanaux asymétriques de gaz d'électrons bidimensionnel. Electronique. Université Montpellier, 2015. Français. NNT : 2015MONTS121 . tel-01946631

**HAL Id: tel-01946631**

**<https://theses.hal.science/tel-01946631>**

Submitted on 6 Dec 2018

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

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

# THÈSE

Pour obtenir le grade de  
Docteur

Délivré par l'**UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER**

Préparée au sein de l'école doctorale  
**I2S : Informations, Structures et Systèmes**

Et de l'unité de recherche  
**IES UMR5214 : Institut d'Électronique et des Systèmes**

Spécialité : **Électronique**

Présentée par **Carlos DAHER**

## **Étude et réalisation de capteurs térahertz à base de nanocanaux asymétriques de gaz d'électrons bidimensionnel**

Soutenue le 03/12/2015 devant le jury composé de

Adriano COLA	Pr	Università del Salento	Rapporteur
Frédéric ANIEL	Pr	Université Paris Sud	Rapporteur
Javier MATEOS	Pr	Universidad de Salamanca	Examineur
Luca VARANI	Pr	Université de Montpellier	Examineur
Christophe ARCHIER	Ing.	T-Waves Technologies	Invité
Jérémie TORRES	MCF	Université de Montpellier	Directeur de thèse

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble des membres de jury pour avoir accepté de juger mon travail de thèse et qui se sont, pour ce fait, déplacés jusqu'à Montpellier.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet Européen « ROOthz » qui regroupait plusieurs laboratoires à travers l'Europe. Je remercie alors – le Dr. Paul Sangaré, le Dr. Guillaume Ducournau et le Pr. Christophe Gaquière, de l'Institut d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN – Université de Lille) pour nous avoir fournis les composants à base de GaN – le Dr. Andreas Westlund de l'Université de Technologie de Chalmers en Suède, pour nous avoir fourni les composants à base de InGaAs – le Dr. Ignacio Iñiguez-de-la-Torre et le Pr. Javier Mateos de l'Université de Salamanca en Espagne pour avoir effectués les simulations Monte Carlo et aidés à comprendre les phénomènes physiques dans nos composants.

Mon travail de recherche était dans sa majorité expérimentale. Les bancs de manipulations n'auront pas pu être mis en place sans l'aide précieuse de Dr. Philippe Nouvel pour le support technique, de M. Fabrice Canho et M. Thomas Cohen pour le support mécanique et micromécanique, de M. Jean Lyonnet et M. Jean-Marie Peiris pour le support microélectronique et de la plateforme Teralab de l'Université de Montpellier pour le support logistique. Je remercie donc tous ses acteurs.

Je remercie mon directeur de thèse Dr. Jérémie Torres, pour avoir encadré ce travail avec patience et pour ses nombreux conseils précieux aussi bien scientifiques que techniques et qui m'ont permis d'avancer tout au long de ma thèse. Je n'oublie pas également l'ensemble des membres de l'équipe TÉHO de l'Institut d'Électronique et des Systèmes (IES) et mes amis doctorants et non-doctorants pour m'avoir accompagné et soutenu tout au long de ma thèse.

Enfin je remercie ma chère épouse et mon cher fils pour leur soutien quotidien indéfectible. Notre petite famille, à travers cette épreuve, a su démontrer être un socle solide permettant l'épanouissement de mon projet scientifique.

*“Ce sont les échecs bien supportés qui donnent le droit de réussir.”*

*Jean Mermoz*

# Table des matières

<b>Remerciements</b> .....	<b>1</b>
<b>Table des matières</b> .....	<b>2</b>
<b>Avant-propos</b> .....	<b>6</b>
<b>Chapitre I. Domaine d'ondes térahertz</b> .....	<b>9</b>
1 Intérêts : propriétés physiques et applications .....	10
1.1 Imagerie.....	10
1.2 Spectroscopie.....	13
1.2.1 Spectroscopie résolue dans le temps .....	13
1.2.2 Spectroscopie résolue dans le domaine fréquentiel .....	15
1.3 Spectroscopie THz dans le domaine du Spatial.....	17
1.4 Télécommunications.....	18
2 Génération et détection d'ondes THz .....	20
2.1 Diodes à barrière Schottky .....	20
2.2 Transistors à effet de champ .....	22
2.3 Autres sources THz.....	23
2.3.1 Deux puits quantiques couplés .....	23
2.3.2 Lasers à cascade quantique .....	24
2.4 Détecteurs THz thermiques.....	25
2.4.1 Cellules de Golay .....	25
2.4.2 Détecteurs pyroélectriques .....	26
2.4.3 Bolomètres .....	26
3 Conclusion .....	28
<b>Chapitre II. SSD : Self Switching Device</b> .....	<b>29</b>
1 Hétérojonction III-V et formation de 2DEG .....	30
1.1 Quantification : Approximation du puits triangulaire .....	32

1.2	Dopage modulé et séparation spatiale .....	33
1.2.1	Effets sur la densité et la mobilité électronique .....	33
1.3	Intérêt des hétérostructures III-V pour les applications THz.....	34
2	Structure et principe de fonctionnement du SSD.....	35
2.1	Introduction.....	35
2.2	Structure épitaxiale .....	37
2.3	Profil de la bande de conduction et fonctionnement .....	38
2.3.1	SSD à canal étroit et effets de champ électrostatique .....	39
2.3.2	SSD à canal large .....	41
2.3.3	Effets de charges des états de surface .....	42
3	Modélisations du SSD .....	43
3.1	Forme physique analytique .....	43
3.2	Simulations Monte Carlo.....	44
3.3	Circuit électrique équivalent.....	46
4	Détecteurs et émetteurs térahertz à base de SSD.....	47
4.1	Détection directe à zéro-volt .....	47
4.2	Détection hétérodyne.....	48
4.3	Émission térahertz : Oscillations Gunn.....	49
5	Situation du sujet de thèse.....	51
6	Échantillons mises à notre disposition.....	52
6.1	Échantillons SSDs en GaN.....	52
6.1.1	Échantillon « GaN1 ».....	52
6.1.2	Échantillon « GaN2 ».....	53
6.2	Échantillon SSDs en InGaAs.....	55
6.3	Antennes bow-tie .....	57
6.4	Supports d'échantillons .....	59
6.5	Caractérisations électriques en régime statique.....	61

6.5.1	SSDs en GaN : impédances d'un SSD et de l'antenne bow-tie .....	61
6.5.2	SSDs en GaN : impédance en fonction de la longueur et de la largeur.....	64
6.5.3	SSDs en GaN : caractéristiques I(V) Diode-like et S-shape.....	66
6.5.4	SSDs en InGaAs .....	67
	<b>Chapitre III. Détection directe par redressement .....</b>	<b>69</b>
1	Principe du redressement .....	69
2	Matériel et dispositifs expérimentaux.....	73
2.1	Échantillons étudiés.....	73
2.2	Montages expérimentaux .....	73
2.3	Démarche expérimentale .....	75
2.4	Acquisitions des données .....	76
2.5	Polarisation en courant et calcul de la réponse .....	77
3	Résultats et discussions .....	77
3.1	Choix du montage .....	77
3.2	Pertes du banc optique.....	79
3.3	Effet de la lentille Si .....	80
3.4	Effet de la largeur des SSDs en GaN sur le signal détecté à zéro volt.....	82
3.5	Effet de la géométrie des SSDs en GaN sur la réponse en polarisation .....	84
3.6	Détection quadratique des SSDs en GaN .....	88
3.7	Réponse d'une rectenna à base de SSDs en InGaAs.....	92
4	Conclusion .....	94
	<b>Chapitre IV. Détection hétérodyne .....</b>	<b>96</b>
1	Principe du mélange hétérodyne .....	96
2	Matériel et dispositifs expérimentaux.....	99
2.1	Échantillon étudié.....	99
2.2	Montage expérimental .....	100
2.3	Démarche expérimentale .....	101

3	Résultats et discussions .....	102
3.1	Étude en fonction du courant de polarisation.....	103
3.2	Étude en fonction de la géométrie .....	105
3.2.1	Étude en fonction de la longueur et de la largeur .....	106
3.3	Pertes de conversion .....	107
3.4	Compression de conversion.....	109
3.5	Bande passante et up-conversion ! .....	111
4	Conclusion .....	111
	<b>Conclusion générale et perspectives .....</b>	<b>113</b>
	<b>Annexe A: SSDs en GaN .....</b>	<b>117</b>
1	I(V) en fonction de la température.....	117
	<b>Annexe B : Matériel et dispositifs expérimentaux .....</b>	<b>119</b>
1	Sources térahertz .....	119
2	Détection synchrone .....	122
3	Lentilles et miroirs paraboliques.....	123
	<b>Références .....</b>	<b>125</b>

# Avant-propos

Le domaine de fréquences térahertz ( $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$ ), appelé communément infrarouge lointain, s'étend entre 0,3 et 30 THz, soit en terme de longueurs d'ondes entre 1 mm et  $10 \mu\text{m}$ . Le développement continu de détecteurs et de sources de radiations THz est un point clé pour le progrès dans des différents domaines de la science et de technologies, tels que : la sécurité, l'imagerie médicale, le système de radar à haute résolution, la spectroscopie et la télécommunication, ... [1] [2]. De nos jours, il existe des détecteurs d'ondes THz qui opèrent à des températures cryogéniques et d'autres à température ambiante. Ces derniers sont intéressants car de nombreuses applications nécessitent des détecteurs à température ambiante qui soient très rapides et sensibles et qui étendent leurs fonctionnements dans le THz.

Un certain nombre de détecteurs à température ambiante ont été rapportés pour des fréquences inférieures à 1 THz. Citons par exemple les diodes à effet tunnel, les détecteurs à effet de champ et des diodes Schottky [3]. Ces derniers sont les plus sensibles à température ambiante pour des fréquences sub-THz [4] [5]. Cependant, leurs sensibilités diminuent de manière significative pour des fréquences supérieures à 1 THz puisqu'elle est limitée par la constante de temps  $\tau = RC$ . Les détecteurs à base de transistors à effet de champ comme les MOSFETs exploitent les phénomènes d'ondes de plasma [6]. Ils ont attiré une grande attention dans le domaine de la recherche en raison de leurs réponses rapides et de leurs bonnes sensibilités dans le THz [7]. Pour les fréquences de plus de 1 THz, les détecteurs les plus courants, fonctionnant à température ambiante, sont probablement les détecteurs thermiques comme les cellules de Golay, les pyroélectriques et les bolomètres [8]. Cependant, leur gros inconvénient est leur faible temps de réponse de quelques millisecondes. De ce fait, en détection directe synchrone, ils ne peuvent être modulés qu'avec des signaux de quelques dizaines de hertz. Les deux premiers sont également encombrants et difficiles à intégrer dans des technologies sur puce.

Au cours des dernières années, les dispositifs électroniques à haute vitesse ont subi une révolution et des transistors ayant des fréquences de coupure à température ambiante de plus de 1 THz sont désormais disponibles [9]. En effet, les transistors à mobilité électronique élevée (HEMT<sup>1</sup>) à base d'hétérostructures III-V peuvent atteindre des vitesses électroniques

---

<sup>1</sup> High Electron Mobility Transistor.



ultra-élevées grâce à leurs gaz d'électrons bidimensionnels (2DEG<sup>1</sup>), ce qui leur confère des performances quasi-balistiques. Les hétérostructures à base de semi-conducteurs III-nitride comme le GaN, l'InN, et l'AlN ont également émergé et sont devenus très attrayant dans les domaines de l'électronique de puissance et de hautes fréquences, en particulier pour des applications RF. Par exemple le HEMT à base de GaN, grâce à sa bande interdite large et aux champs de polarisations (spontanée et piézoélectrique) élevés lui conférant un champ de claquage de plus de 3 MV/cm, peut supporter des tensions de drain beaucoup plus élevées sans se détruire, permettant ainsi une amplification RF de puissance importante.

Dans ce travail de thèse nous présentons des nouveaux dispositifs auto-commutants ou SSDs (Self-Switching Devices). Ces dispositifs à base d'hétérojonction GaN/AlGaN sont inspirés de la structure des HEMTs mais n'ont pas une grille, uniquement un drain et une source. Il s'agit de nanocanaux asymétriques formés par gravure ou par isolation dans un 2DEG où le transport électronique est assuré par les électrons. Ils ont une architecture complètement planaire, ce qui les rends complètement intégrables et peu chers à fabriquer. Initialement proposé par AM Song [10], les SSDs à base de GaAs ont déjà montré expérimentalement une bonne sensibilité de 300 V/W à 1,5 THz et ce à température ambiante [11]. Ce travail est la continuité des deux travaux antérieurs où les capacités des SSDs à base de GaN/AlGaN à fonctionner comme détecteurs directs et comme mélangeurs ont été démontrées expérimentalement [12] [13]. Même si les hétérostructures basées sur des matériaux à bande interdite étroite comme l'InAs ou l'InSb sont plus adaptés pour des applications dans le THz [14] [15], dans ce travail, le choix du GaN a été fait parce que les SSDs à base de ce matériau devraient théoriquement être en mesure de générer des oscillations d'ondes submillimétriques basées sur l'effet Gunn [16]. Ce qui permettra la réalisation d'un système émetteur/détecteur d'ondes continues THz intégré dans le même matériau et qui soit simple à réaliser, compact, fonctionnant à température ambiante, accordable et puissant mais surtout d'aller plus loin dans les fréquences et de se rapprocher du 1 THz. Nous avons travaillé uniquement sur la partie de détection en espace libre basée sur la loi de la détection quadratique (square law detection). Une étape importante vers l'amélioration, en espace libre, de la sensibilité des détecteurs, concerne le couplage entre l'onde THz et le détecteur. Étant donné que la longueur d'onde de l'onde térahertz est beaucoup plus grande que les dispositifs micrométriques, une antenne intégrée est nécessaire pour assurer un couplage

---

<sup>1</sup> Two-Dimensional Electron Gas.

efficace [17]. L'ensemble est appelé rectenna. Enfin, afin de surmonter la haute impédance d'un SSD, nos détecteurs sont constitués de plusieurs SSDs disposés en parallèle. Nous avons conçu et monté deux bancs expérimentaux pour des expériences en configurations quasi-optiques, en espace libre et à température ambiante. Le premier sera pour la détection directe synchrone et le deuxième pour la détection hétérodyne.

Dans le premier chapitre, nous allons parler du domaine THz, de ses caractéristiques ouvrant à des champs d'applications et de différentes manières de génération et de détection d'ondes THz possibles. Dans le second chapitre, nous allons expliquer le principe de fonctionnement d'un SSD et présenter nos dispositifs rectennas à base de SSDs avec leurs caractérisations électriques. Dans le troisième chapitre, nous allons présenter la méthode utilisée en détection directe ainsi les résultats et les discussions. Finalement, dans le quatrième chapitre, la méthode du mélange hétérodyne sera détaillée et les résultats et discussions obtenus par cette méthode de détection seront donnés.

## Chapitre I. Domaine d'ondes térahertz

Le terme térahertz (THz) se décompose en deux mots :

- Le suffixe hertz (Hz) qui est l'unité de fréquence dans le Système International d'unités (SI), définie comme un cycle par seconde.
- Le préfixe téra (T) qui vient des mots grecs Teras et Teratos et qui signifie « monstre ».

Par conséquent, ce dernier multiplie par un billion l'unité Hz. Ainsi, nous pouvons écrire  $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$ , soit un facteur de million des millions. Les fréquences THz sont donc mille fois plus élevées que les fréquences gigahertz (GHz) utilisés dans les appareils à micro-ondes.

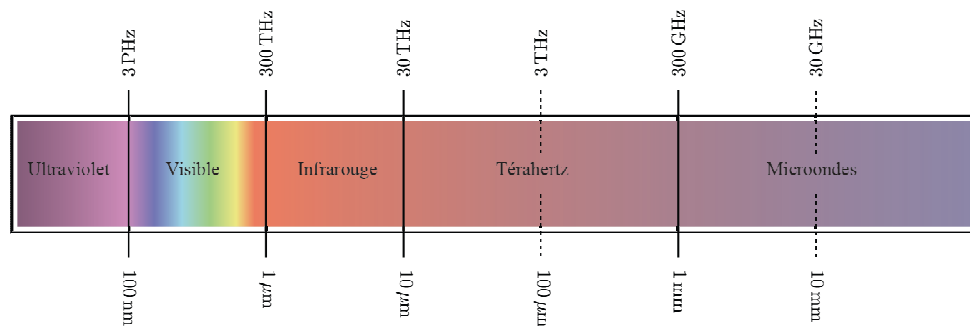


Figure I - 1 : Situation du domaine de fréquences térahertz dans le spectre électromagnétique. L'échelle du haut correspond aux fréquences et celles du bas aux longueurs d'ondes.

Le domaine de fréquences THz dans le spectre électromagnétique est situé entre le domaine optique de l'infrarouge (IR) et le domaine électronique des microondes. Étant donné que les frontières entre les domaines du spectre électromagnétiques ne sont pas bien définies, nous considérons le domaine large des fréquences THz situé entre 300 GHz (0,30 THz) et 30 THz<sup>1</sup>, soit en termes de longueurs d'ondes entre 1 mm et 10 μm (Figure I - 1). Le domaine de fréquences THz fut longtemps appelé l'IR-lointain et est désigné parfois par la terminologie d'ondes submillimétriques du fait que sa longueur d'onde est plus grande que celle de l'IR et plus petite que celle des microondes. Rayon-T (T-ray) est aussi le nom parfois attribué aux ondes THz.

<sup>1</sup> On trouve dans la littérature plusieurs définitions de ce domaine: 0,1 à 10 THz, 0,3 à 3 THz... Le dernier est le plus revendiqué étant donné qu'à partir de 3 THz peu ou pas de composants électroniques existent.

L'Oxford English Dictionary fait remonter le terme « térahertz » à au moins l'année 1970 où il a été utilisé pour décrire la gamme de fréquence d'un laser Hélium-Néon (He-Ne). Ce n'est qu'en 1973 que ce terme fut utilisé pour la première fois lors d'une conférence, par A. J. Kerecman, afin de désigner les fréquences d'émission dans l'IR lointain d'une diode à contact ponctuel. En même temps J. R. Ashley et F. M. Palka ont employé ce terme pour la fréquence de résonance d'un laser à eau. Un an plus tard, J. W. Fleming a utilisé ce terme pour décrire la fréquence d'un interféromètre de Michelson [1].

## 1 Intérêts : propriétés physiques et applications

Comme pour chaque domaine spectral, le domaine de fréquences THz présente plusieurs propriétés physiques particulières. Ces propriétés ouvrent les voies à des plusieurs applications. Nous allons dans ce paragraphe présenter l'intérêt et les applications dans ce domaine et donner quelques propriétés physiques qui permettent telles ou telles applications.

### 1.1 Imagerie

L'énergie d'un rayonnement THz est déduite à partir de la relation de Planck-Einstein qui relie la fréquence d'une onde électromagnétique à son énergie.

$$E = h \cdot \nu \quad (I - 1)$$

où,  $E$  est l'énergie du rayonnement électromagnétique,  $\nu$  sa fréquence de l'ordre de THz et  $h$  est la constante de Planck. Ainsi l'énergie d'une onde THz ayant une fréquence située entre 0,3 et 3 THz est comprise entre 1,2 et 12 meV. Cette dernière reste petite devant l'énergie d'activation thermique à température ambiante soit  $kT = 25 \text{ meV}$ , où  $k$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température ambiante de 300 K. De plus, une énergie de quelques meV est incapable d'ioniser les atomes dont leurs énergies d'ionisations sont de l'ordre de quelques eV. L'énergie d'ionisation la plus petite est celle de l'atome de francium (Fr) avec 4,07 eV. Pour les atomes d'hydrogène (H), d'oxygène (O) et de carbone (C), les plus abondants du corps humain, elle est de 13,59 eV, 13,62 eV et 11,26 eV, respectivement. Ces caractéristiques sont très intéressantes pour des applications en imagerie médicale non invasive, non ionisante et non destructive. En effet, les rayons-X utilisés largement ont des photons dont les énergies excèdent les 30 keV, il s'agit alors d'une technique performante mais très ionisante et invasive. De plus, la loi de Rayleigh indique que l'intensité d'une onde électromagnétique diffusée par un milieu est inversement proportionnelle à la 4<sup>ème</sup> puissance de sa longueur

d'onde  $\lambda$ . Ce qui veut dire, que plus la longueur d'onde est grande, moins le rayonnement est diffusé et donc mieux transmis.

Afin de prédire la faisabilité d'une technique d'imagerie médicale, il faut être en possession d'informations suffisantes sur les caractéristiques d'atténuation des tissus, pertinentes dans la détermination du taux de pénétration du rayonnement et du contraste de l'image. Plusieurs études ont démontré que les tissus biologiques possèdent des propriétés optiques dans la gamme de fréquences THz [18]. L'une des applications est celle de l'identification d'une tumeur en mesurant les indices de réflexion, de diffraction et de transmission d'un tissu biologique [19] [20] (Figure I - 2).

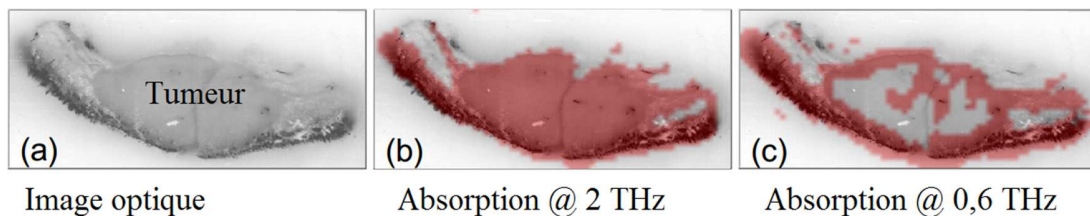


Figure I - 2 : (a) Image optique d'un tissu tumoral. (b) Imagerie @ 2 THz par transmission. (c) Imagerie @ 0,6 THz par transmission.

Dans la figure ci-dessus nous avons dans (a) une image optique d'un tissu tumoral, la tumeur est au centre de ce tissu. Sur les bords il y a le cuir chevelu et des deux côtés de la graisse. À partir du (b), l'imagerie à 2 THz met en évidence une absorption totale dans la région tumorale mais aussi dans les régions du cuir chevelu et dans les zones conjonctives du tissu. Afin d'exclure ces derniers, une autre image à 0,6 THz permet de localiser le cuir chevelu et les zones conjonctives. Nous pouvons à partir de la superposition de (b) et (c) délimiter la zone tumorale qui est absorbante à 2 THz mais pas à 0,6 THz.

L'imagerie THz pour les applications de sécurité est tout aussi intéressante. Elle peut être faite de deux manières :

1. Passive : le rayonnement naturel émis et réfléchi par l'objet d'intérêt est utilisé. La détection est basée sur la mesure des variations spatiales par minute du rayonnement thermique naturel émis par la cible. Les systèmes de détection doivent avoir de bonnes caractéristiques de fonctionnement. Pour atteindre cet objectif, il est important de comprendre les indicateurs de performance de base d'un imageur, notamment le contraste de l'image et la phénoménologie de l'imagerie dans différents scénarios.

2. Active : un émetteur THz fournit l'illumination et l'image est formée à partir des ondes réfléchies. L'intérêt de cette technique est d'augmenter le rapport signal sur bruit ce qui conduit à l'amélioration de la qualité d'image. En effet, l'émetteur THz va sonder une région qui a peu de signature passive mesurable, comme les métaux réfléchissants, les habits transparents,... et à partir des informations de réflectivité et de diffusion le contraste de l'image augmente.

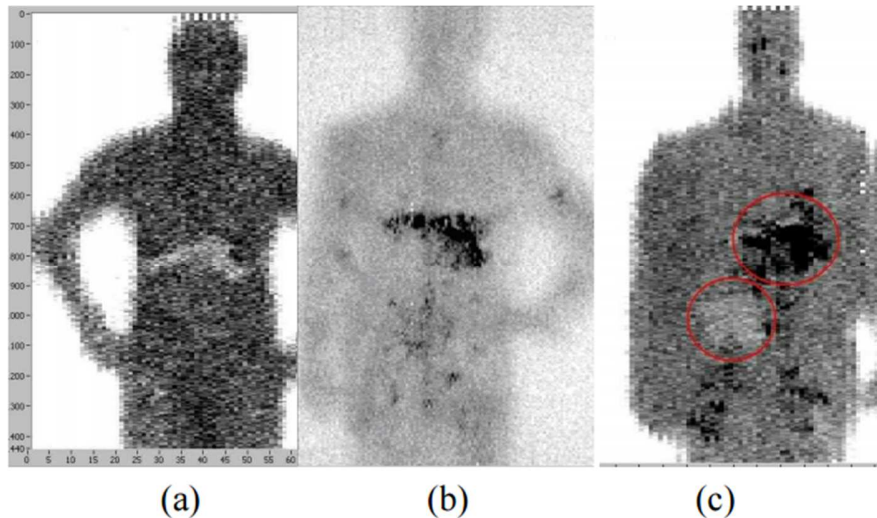


Figure I - 3 : Images obtenues à 94 GHz  $\sim$  0,1 THz: (a) d'un homme avec une arme dissimulée sans éclairage (Image passive), (b) d'un mannequin avec éclairage (Image active), (c) d'un homme avec une barre de chocolat et une arme dissimulées sans éclairage (Image active).

Dans la Figure I - 3 [21], nous avons trois images obtenues par imagerie sub-THz ( $\sim$  0,1 THz). Dans (a), il s'agit d'un homme qui cache sous sa veste un pistolet. Dans l'imagerie passive, la couleur noire indique une chaleur qui est celle du corps humain. Le pistolet métallique étant plus froid il est vu en blanc. Dans (b) il s'agit d'un mannequin avec un pistolet caché sous sa veste. Dans l'imagerie active, c'est la radiation réfléchiée ou diffractée que l'on mesure. De ce fait le pistolet réfléchissant est en noir et le plastique quasiment transparent paraît blanc. Dans (c) l'homme cache en plus du pistolet un morceau de chocolat. Nous voyons le pistolet en noir pour les mêmes raisons qu'en (b) et nous voyons aussi le corps humain car il dégage de la chaleur comme dans (a). Mais ce dernier cas prouve que d'autres composants peuvent être détectés à travers les habits ou tout autre tissu (valise, sac, ...). Par exemple une barre de chocolat, malgré qu'elle soit transparente dans le THz car elle contient très peu d'eau et beaucoup de graisse, apparaît en imagerie THz. Notons que des explosifs ou des objets en céramique (couteaux, ciseaux, ...) qui ne sont pas détectables avec des détecteurs des métaux usuels seraient détectés par un imageur THz.

La technique d'imagerie THz active, peut aussi servir dans l'industrie microélectronique et dans beaucoup d'autres domaines. Le but étant de pouvoir contrôler un produit à travers son packaging en plastique, en tissu ou dans toute autre matière qui soit transparente dans le THz. Elle sert aussi à mesurer la quantité d'eau dans un tissu biologique comme les feuilles d'un arbre, étant donné que l'eau est fortement absorbante dans cette gamme de fréquence [22].

## 1.2 Spectroscopie

Avec des énergies de photons de quelques meV, les ondes THz peuvent interagir fortement avec des systèmes qui ont des transitions énergétiques de quelques meV et donc des durées de vie caractéristiques de l'ordre de la picoseconde. Ceci est facilement démontrable en utilisant l'équation qui relie la fréquence  $\nu$  au temps  $\tau$ .

$$\nu = 1 / \tau \quad (I - 2)$$

En effet, si la fréquence est de l'ordre du THz c'est-à-dire  $10^{12}$  Hz alors le temps caractéristique est de l'ordre de la picoseconde  $10^{-12}$  s. Des exemples de tels systèmes sont : les charges électriques liées [23], les charges plasma libres [24], les charges plasma fortement confinées [25], les excitons [26], les dipôles moléculaires transitoires [27], les phonons dans les solides cristallins [28], les cristaux moléculaires faiblement liés [29], la dynamique de relaxation dans des liquides aqueux [30], et la matière biologique hydraté [31]. En conséquence, il n'est pas surprenant qu'une technologie, qui permet de détecter l'amplitude et la phase d'un rayonnement THz généré de manière cohérente, soit un outil de spectroscopie inestimable pour la recherche en physique, en chimie et en biologie. En effet, la technique de spectroscopie dans le domaine de l'IR-lointain est devenue techniquement faisable et industrialisable avec le développement dans les années cinquante de la spectroscopie FTIR (Fourier Transform InfraRed) [32].

### 1.2.1 Spectroscopie résolue dans le temps

Dans les années quatre-vingts, grâce au développement du laser femtoseconde, une méthode alternative de spectroscopie dans le domaine de fréquences THz s'est développée. Il s'agit de la spectroscopie THz résolue dans le temps ou Time-Domain Spectroscopy (THz-TDS) en anglais. La THz-TDS est une technique dans laquelle les propriétés d'un matériau sont sondées avec de courtes impulsions THz. Le système de génération et de détection est sensible à l'effet du matériau de l'échantillon sur l'amplitude et sur la phase du rayonnement.

Le rayonnement pulsé est généré par des commutateurs (en général des photoconducteurs à base de GaAs ou d'InGaAs/InP) irradiés par un laser femtoseconde. À la fin, une impulsion temporelle est mesurée. Sa transformée de Fourier (TF) produit un spectre dans la gamme de fréquences THz (Figure I - 4).

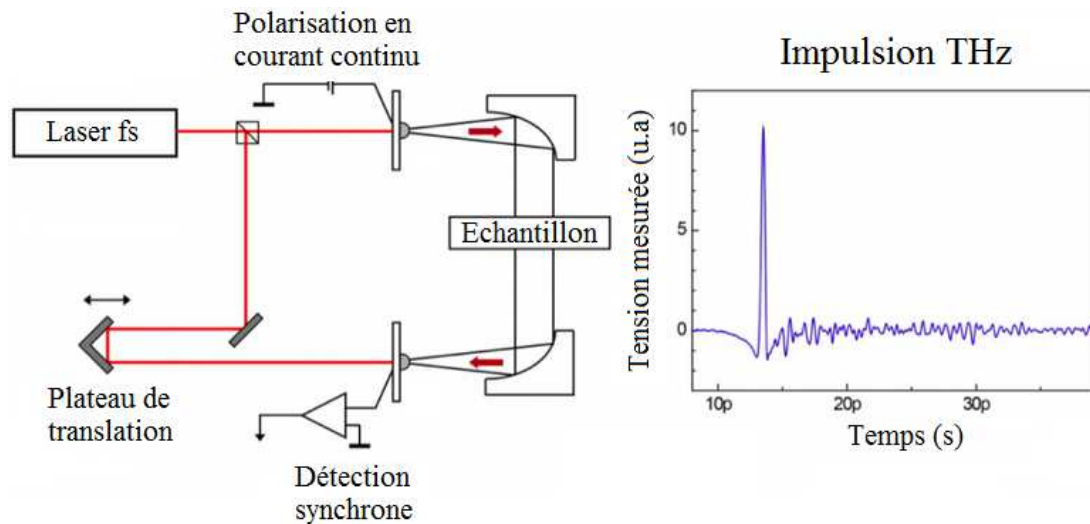


Figure I - 4 : Schéma d'un montage de THz-TDS à gauche et la réponse mesurée à droite. Après une TF de cette dernière le spectre est obtenu.

La méthode de génération et de détection du rayonnement THz utilisée dans cette technique utilise la photoconductance d'un photoconducteur rapide qui va générer des signaux électriques ultra-courts avec une durée de vie de quelques centaines de femtosecondes (fs). La TF de ce signal donnera un spectre qui se situera dans la gamme de fréquences THz. Le laser fs (pompage optique) utilisé lors de l'excitation doit posséder une énergie supérieure à la largeur de la bande interdite du semi-conducteur du photoconducteur. Des paires électrons-trous sont ainsi respectivement créés dans la bande de conduction et dans la bande de valence. Grâce à la polarisation en courant-continu, les photo-porteurs verront leur densité et leur accélération changées rapidement : le photo-conducteur crée alors un champ électrique qui sera rayonné brièvement à l'aide d'une antenne. Afin de détecter une telle radiation THz, un dispositif similaire est utilisé mais sans polarisation. Ce dernier, est aussi muni d'une antenne qui capte le champ électromagnétique et qui induit un champ électrique à l'intérieur du photoconducteur. Là intervient le rôle du faisceau laser fs de la sonde qui arrive avec un certain retard sur le photoconducteur et qui mesure, en excitant ce dernier, le courant circulant entre ses deux contacts pour un retard



donné. En faisant varier le retard et en effectuant la TF du signal ainsi échantillonné, il est alors possible de reconstruire le spectre transmis à travers du dispositif testé.

### 1.2.2 Spectroscopie résolue dans le domaine fréquentiel

Dans la spectroscopie térahertz résolue dans le domaine fréquentiel ou frequency domain spectroscopy en anglais (THz-FDS), est une technique dans laquelle les propriétés d'un matériau sont sondées avec un rayonnement THz continu cw-THz (continuous-wave THz radiation). La méthode de génération du rayonnement THz est obtenue par un mélange hétérodyne optique à l'aide d'un photoconducteur qui joue alors le rôle d'un photo-mélangeur à large bande passante illuminé par deux lasers superposés à l'aide d'un coupleur. La puissance totale incidente  $P_i$  des deux lasers, de polarisations identiques, superposés, qui illumine le photo-mélangeur utilisé s'écrit sous la forme suivante :

$$P_i = P_1 + P_2 + (P_1 P_2)^{1/2} \{ \cos[2\pi(f_2 - f_1)t] + \cos[2\pi(f_2 + f_1)t] \} \quad (\text{I - 3})$$

$$P_i = P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(\omega_{THz}t - \varphi) \quad (\text{I - 4})$$

où  $P_1$  et  $P_2$  sont les puissances des deux lasers et  $f_1$  et  $f_2$  leurs fréquences respectives. Les énergies des deux lasers doivent être supérieures au gap de semi-conducteur du mélangeur. À ce stade l'onde THz n'est pas créée, il s'agit juste d'un signal de fréquence  $f \approx f_1 \approx f_2$  dont l'amplitude est modulée exactement à la différence entre les deux fréquences des deux lasers (phénomène le plus long) c'est-à-dire à la fréquence du battement  $f_{THz}$  :

$$f_{THz} = f_2 - f_1 \quad (\text{I - 5})$$

$$\omega_{THz} = 2\pi f_{THz} \quad (\text{I - 6})$$

L'absorption photonique et la faible durée de vie des porteurs de charges  $\tau_c$  induisent une modulation de la conductivité  $G$  à la fréquence  $f_{THz}$  [33] :

$$G = G_0 [1 + \beta \cos(\omega_{THz}t - \varphi)] \quad (\text{I - 7})$$

$G_0$  est reliée à la réponse  $S$  en court-circuit, à la tension de polarisation  $V$  et à  $P_i$  par la relation suivante :

$$S \approx \frac{G_0 V}{P_i} \quad (\text{I - 8})$$

et  $\beta$  s'écrit sous la forme :

$$\beta = \frac{2E_1 E_2}{(E_1^2 + E_2^2) \sqrt{1 + (\omega_{THz} \tau_c)^2}} \quad (\text{I - 9})$$

$E_1$  et  $E_2$  étant les champs électriques des 2 lasers. Un champ électrique appliqué par une source de tension alternative, permet à la variation de conductivité d'être convertie en un courant à la même fréquence, qui peut être rayonnée ensuite par une antenne.

Afin de détecter par photomélange cette radiation THz, le même dispositif est utilisé à l'envers en tant que récepteur. Dans ce procédé, l'onde térahertz induit à l'aide de l'antenne une tension oscillante à travers le photoconducteur. La tension induite peut être mesurée par la modulation de la conductivité du photoconducteur par le battement optique des deux lasers, la différence entre les fréquences des lasers est donc égale à la fréquence de l'onde THz. Le balayage en fréquence du battement optique permet d'obtenir directement le spectre THz de l'échantillon (Figure I - 5).

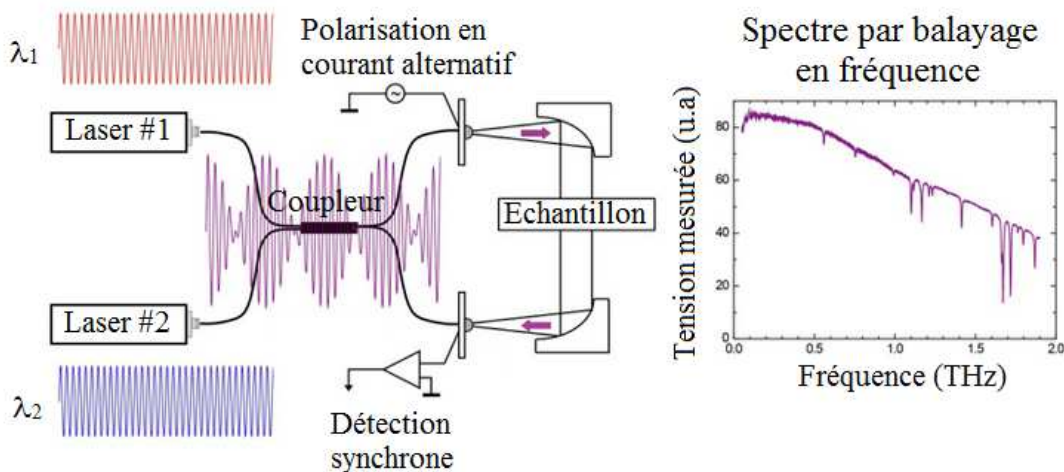


Figure I - 5 : Schéma d'un montage de THz-FDS à gauche et la réponse mesurée à droite obtenue après un balayage en fréquence du battement.

Récemment, les systèmes de spectroscopie basée sur les cw-THz utilisant des sources monochromatiques ont recueilli beaucoup d'intérêts [3]. En effet, ce système fournit un meilleur rapport signal sur bruit (SNR) et une meilleure résolution spectrale. D'un autre côté le balayage en fréquence est plus pratique en termes de temps d'acquisition et du coût [34]. Toutefois, la puissance THz émise via cette technique est faible (quelques  $\mu\text{W}$ ) et limite son utilisation à des matériaux relativement transparents.

Puisque chaque élément chimique ou liaison chimique présente sa propre signature dans la gamme THz, la spectroscopie THz a trouvé son intérêt dans les domaines où l'identification de la matière chimique est essentielle. Dans l'industrie culinaire il s'agit de la

détection de contamination jusqu'à maintenant contrôlée à l'aide des rayons-X (qui en plus ne détectent que les contaminations métalliques). Dans l'industrie pharmaceutique, afin de contrôler la qualité et le respect des standards de fabrications. Les rayons THz pouvant en plus distinguer entre les différents polymères chimiques. Dans le domaine de la sécurité, pour la détection de matières explosives (Figure I - 6) [35].

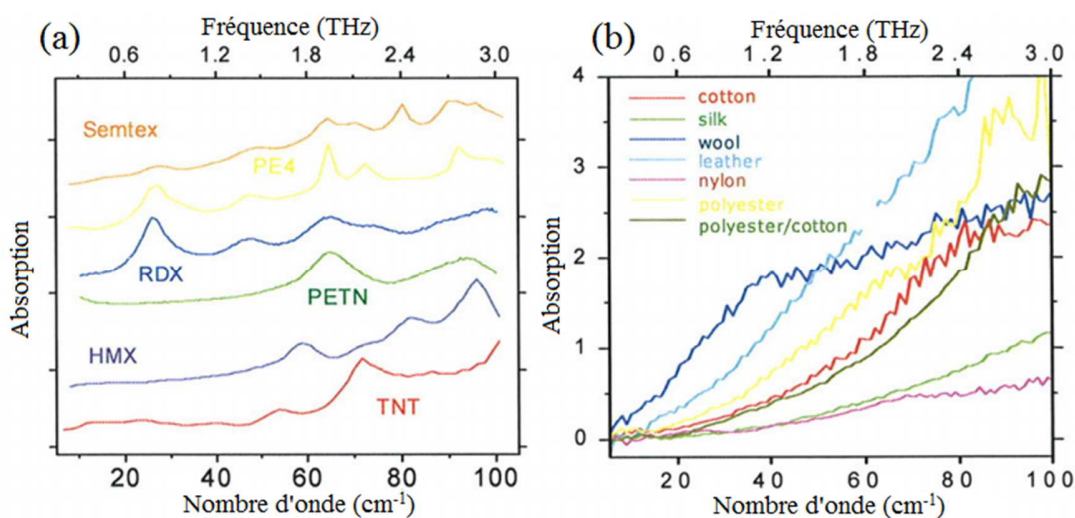


Figure I - 6 : Signatures spectrales (a) de différents types d'explosifs, (b) de différentes matières.

### 1.3 Spectroscopie THz dans le domaine du Spatial

Contrairement aux ondes radioélectriques et optiques, qui ont vu des applications répandues au cours des années, les applications d'ondes THz, n'ont été mises au point que récemment à l'exception de celles du domaine spatial. En effet, durant les dernières décennies du 20<sup>ème</sup> siècle, la technologie THz a été exclusivement utilisée dans le domaine de la spectroscopie haute résolution ou dans le domaine de la détection hétérodyne basée sur la transformée de Fourier, et utilisée essentiellement par les astronomes pour des applications dans le spatial. En effet, l'univers contient de nombreux rayonnements THz, image de l'état primitif de l'univers [36]. Ces rayonnements permettent d'étudier les constituants de nombreux objets astronomiques tels que les comètes et les étoiles. Effectivement, la théorie d'émission du corps noir relie la température d'une structure à la fréquence du rayonnement électromagnétique émis via la loi de Wien :

$$\lambda_{max} \times T = 2,898.10^{-3} \quad (\text{I} - 10)$$

La longueur d'onde  $\lambda_{\max}$  est exprimée en mètre et correspond à la longueur d'onde rayonnée ayant le maximum d'intensité lumineuse.  $T$  est la température du corps noir exprimée en K. et  $2,898.10^{-3}$  est une constante appelée la constante de Wien. De ce fait, le soleil ayant une température de surface de 5500 K émet principalement dans le visible, et un corps humain dont la température est autour de 300 K rayonne principalement dans l'IR. De même, la matière interstellaire de l'univers ayant une température autour de 20 K émet des rayonnements électromagnétiques dont les fréquences sont de l'ordre de 2 THz.

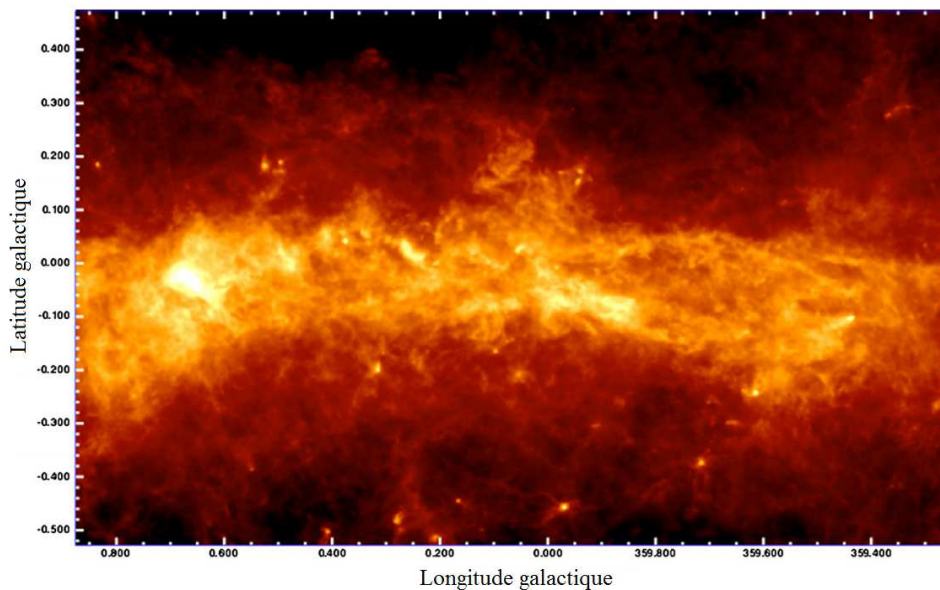


Figure I - 7 : Image de la région centrale galactique obtenue par le télescope Herschel SPIRE à 1,2 THz.

La Figure I - 7 représente une image obtenue à 1,2 THz du centre de la Voie Lactée [37]. Elle est obtenue à l'aide du télescope Herschel SPIRE dont les caméras IR-lointain embarquées utilisent la technique de détection hétérodyne. La haute intensité et la forme elliptique au centre de l'image révèle des nuages froids et denses orbitant autour du centre galactique.

#### 1.4 Télécommunications

L'atmosphère terrestre contient nombre d'éléments chimiques (gaz) absorbant qui peuvent rendre l'atmosphère presque opaque dans des bandes de fréquences spécifiques. L'eau par exemple, a des centaines de raies d'absorption qui correspondent à des niveaux énergétiques de rotation et/ou de vibration de la molécule et qui tombent dans la gamme des ondes radio et THz. Puisque la vapeur d'eau est présente partout dans l'atmosphère, la

propagation de la radiation ne peut se produire que dans certaines parties du spectre électromagnétique où elle ne sera pas entièrement atténuée par l'eau. Ces fenêtres atmosphériques sont situées entre les lignes d'absorption.

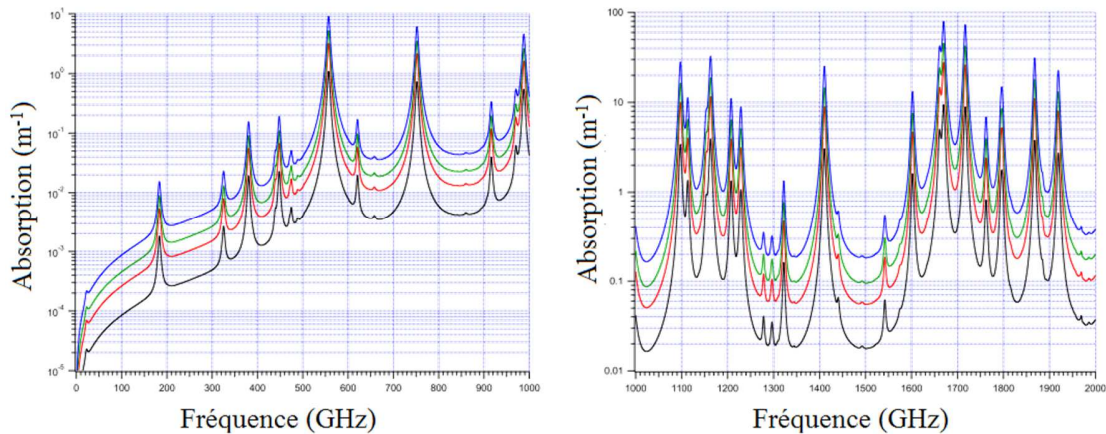


Figure I - 8 : Spectres d'absorption de l'atmosphère entre 0 et 2 THz, pour différents degrés d'humidité, noir 10%, rouge 30%, vert 50% et bleu 90%.

Dans la Figure I - 8, nous constatons que l'atténuation augmente avec l'humidité ce qui est normal. Les fenêtres de transparence correspondent aux régions où l'atténuation est minimale (par exemple à 1,5 THz) [38]. De ce fait, les utilisations potentielles des ondes THz dans les télécommunications existent dans ces régions et/ou à très hautes altitudes (avion-satellite, satellite-satellite, ...), là où les molécules d'eau se font rares.

En outre, en raison de leurs hautes fréquences par rapport aux micro-ondes utilisées actuellement dans la transmission de données, il est prévu d'après le théorème de Shannon-Hartley qu'une énorme augmentation de la vitesse de communication de plus de 10 Go/sec soit possible dans des super-réseaux sans fil [39] [40] [41], où le THz constituera une alternative en particulier pour les applications intérieures telles que les WLANs et les WPANs. Expérimentalement S. Blin et al. ont déjà réussi, au laboratoire, une communication sans fil à 0,31 THz avec un débit de données de 8,2 Gb/s, en utilisant un transistor à effet de champ de haute mobilité électronique à base de GaAs/AlGaAs [42]. Afin de pallier les pertes en espace libre, des antennes à gain élevé devront probablement être utilisées. D'un autre côté, puisque les bandes THz ont été utilisées dans la radioastronomie pendant une longue période, toute interférence possible doit être soigneusement étudiée et prédite avant la mise sur le marché d'un tel système. De plus, plusieurs obstacles techniques doivent être surmontés afin de rendre les communications THz une réalité, tels que la directivité du faisceau qui limite

l'utilisation quotidienne mais qui présente un avantage lors d'une communication entre deux points fixes.

## 2 Génération et détection d'ondes THz

Puisque le domaine de fréquences THz se situe entre les micro-ondes (générées par les appareils électroniques) et le moyen-IR (où les sources optiques existent), les deux domaines peuvent être utilisés pour créer de nouveaux dispositifs (sources et détecteurs) capables de fonctionner en régime THz. Ainsi, les compétences électroniques ou optiques seront utilisées, d'une façon directe ou indirecte dans la génération et la détection du signal THz. Comme nous l'avons évoqué précédemment, la spectroscopie utilisant une source continue de radiations THz possède une très haute résolution. Cette technique passe par une méthode de génération d'onde THz d'une façon indirecte en faisant battre deux faisceaux lasers. Les sources continues d'ondes THz pourront être également utilisées dans d'autres domaines, entre autres ceux évoqués précédemment. Ainsi, actuellement les chercheurs ont compris les intérêts du domaine d'ondes THz négligé, et depuis une quinzaine d'années des outils ont émergé. Par contre, il subsiste toujours deux obstacles importants dans ce domaine qui sont le coût et la complexité associés à la fabrication des sources et des détecteurs THz. De ce fait, ils restent encore principalement destinés aux laboratoires.

Dans ce qui suit nous allons décrire quelques méthodes non exhaustives de génération et de détection directes d'ondes THz à rajouter aux deux méthodes que nous venons de détailler dans le (§1.2) et qui sont la détection et la génération indirectes d'ondes THz par photoconductance et par photomélangement.

### 2.1 Diodes à barrière Schottky

Les diodes à barrière Schottky (SBDs<sup>1</sup>) sont classées parmi les éléments de bases dans les technologies THz. Elles sont utilisées soit en détection soit en génération. Elles utilisent leurs propriétés non-linéaires dans la détection quadratique : rectification ou redressement (voir chapitre III) et mélange hétérodyne (voir chapitre IV).

À ce jour, elles sont considérées comme étant les détecteurs THz quadratiques les plus efficaces à température ambiante. En effet, elles ont une longue histoire en recherche et

---

<sup>1</sup> Schottky Barrier Diodes.

développement pour des applications liées à la détection d'ondes millimétriques et submillimétriques [43]. Depuis quelques années, Virginia Diodes Incorporation VDI® propose sur le marché des détecteurs de type ZBD<sup>1</sup> à base de diodes Schottky. Ces détecteurs offrent de bons niveaux de détectivité sans polarisation pour une variété d'applications dans les domaines de sub-THz et du THz. Leurs réponses varient de 1500 à 200 V/W pour des fréquences allant de 0,22 à 1,1 THz [44] [4] [45].

En tant que sources THz, Les SBDs utilisent la multiplication de fréquences microondes possible grâce à leur non-linéarité. Ces sources sont connectées à leurs entrées à des synthétiseurs de fréquences microondes. En sortie elles émettent des radiations THz dont les fréquences sont des multiples des fréquences en entrées.

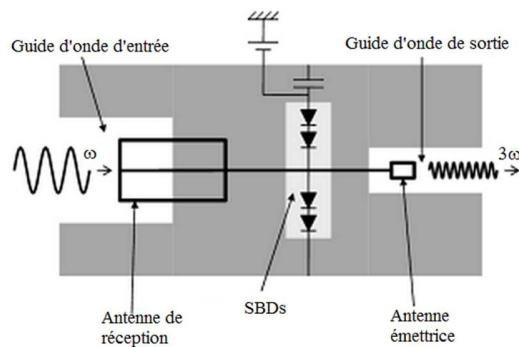


Figure I - 9 : Diagramme schématique d'un tripleur de fréquence.

Dans la Figure I - 9 est représenté le diagramme schématique d'un tripleur de fréquence [46]. En entrée une onde de fréquence  $\omega$  est captée par l'antenne de réception, le circuit à base de SBDs (milieu non-linéaire) va ensuite convertir cette onde afin d'obtenir des harmoniques, jusqu'à avoir en sortie une onde beaucoup moins puissante mais ayant une fréquence  $3\omega$  trois fois plus supérieure. Cette dernière va être rayonnée grâce à l'antenne émettrice. Les guides d'ondes servent à guider le rayonnement d'entrée et de sortie de façon à avoir un faisceau directif et non pas une émission dans toutes les directions. La multiplication de fréquences se fait donc au détriment de la puissance. Dans le chapitre III nous présenterons nos sources THz qui utilisent le même principe de génération et qui sont fabriquées par VDI®. Nous verrons par la même occasion les pertes de puissance considérables engendrées par ce processus et le passage de quelques dizaines de mW en entrée à moins de 1 mW en sortie et ceci malgré les étages d'amplificateurs qui peuvent être rajoutés à la configuration. Ces

<sup>1</sup> Zero Biased Detectors.



perdes sont d'autant plus grandes que les fréquences en sorties visées sont hautes. Chez le même fabricant nous pouvons voir des sources dont les fréquences vont de 50 GHz à 2,2 THz [47]. Leurs puissances vont de quelques W à quelques  $\mu$ W pour les hautes fréquences.

## 2.2 Transistors à effet de champ

D'une part, les transistors à effet de champ (FET<sup>1</sup>) à longueurs de grilles nanométriques peuvent exploiter les propriétés non-linéaires des ondes de plasma, afin d'accroître le niveau de détectivité du composant (par rapport à un fonctionnement de type détection quadratique), avec des réponses qui dépendent alors de la tension et de la largeur de la grille [48]. Toutefois ce mode de détection est limité aux basses températures du fait de l'extinction rapide des ondes de plasma lors des collisions électroniques, notamment avec les phonons. Les FETs, utilisés en tant que détecteurs quadratiques, les plus efficaces sont fabriqués à partir des semi-conducteurs III-V et du silicium (Si), tout simplement parce que les technologies sont plus avancées et que les transistors peuvent être produits de manière fiable. En effet, d'autres FET à base de graphène ont été étudiés en tant que détecteurs THz à température ambiante [49]. Malgré les avantages des matériaux III-V qui seront évoquées dans le chapitre II (mobilité électronique, concentration de porteurs élevées, résistance d'accès faible, ...), et la possibilité d'obtenir des réponses rapides grâce aux propriétés intrinsèques des matériaux utilisés, les meilleures performances (détectivité  $< 200$  V/W) ont été rapportées pour le Si FET avec une grille de 65 nm [50]. La facilité d'intégration de ce dernier avec la technologie CMOS fait de lui un réel concurrent à la diode Schottky [51].

D'un autre côté, l'excitation des ondes plasma dans les canaux des FETs peut être utilisée dans l'émission THz, notamment dans les FETs fabriqués avec des matériaux III-V (HEMTs). En effet, les ondes de plasma dans un gaz d'électrons bidimensionnel ont une loi de dispersion linéaire, semblable à celle des ondes sonores. Le canal d'un HEMT agit comme une cavité de résonance pour ces ondes qui peuvent atteindre des fréquences dans la gamme du THz si la longueur de cette cavité (canal) est suffisamment courte, c'est-à-dire nanométrique [52]. Ce type d'émission a été prouvé expérimentalement pour la première fois par W. Knap et al. en utilisant un HEMT à base de InGaAs de longueur de grille de 60 nm [53]. Ils ont obtenu une émission d'ondes de fréquences accordables entre 0,4 et 1,0 THz.

---

<sup>1</sup> Field Effect Transistor.



## 2.3 Autres sources THz

### 2.3.1 Deux puits quantiques couplés

Les sources à base de nanodispositifs sont entrées en course dans le domaine des THz il y a un peu plus de 20 ans quand H. G. Roskos et al. ont démontré en 1992 la première émission THz [54]. Il s'agissait de deux puits quantiques couplés, un large et un étroit, séparés par une barrière de potentiel mince. Puisque ces derniers ne sont pas identiques, les fréquences de transitions interbandes ont des valeurs différentes  $\omega_1$  pour le large et  $\omega_2$  pour l'étroit. Le rayonnement THz est dû à l'oscillation cohérente d'électrons entre les deux puits quantiques. Ces oscillations se produisent lorsque les niveaux électroniques les plus bas des deux puits sont alignés par l'application d'une tension continue. Les deux puits entrent en résonance et les électrons deviennent alors délocalisés. Puisque les deux puits n'ont pas les mêmes bandes interdites, l'alignement des niveaux électroniques n'entraîne pas celui des niveaux des trous. De ce fait, le premier niveau de trous légers (LH) et celui de trous lourds (HH) ne s'alignent pas et les trous restent ainsi localisés dans leurs puits respectifs. Dans ces conditions, des nouveaux états propres liants et anti-liants sont créés, avec des énergies  $E_+$  et  $E_-$ . Nous pouvons ainsi écrire  $\Delta E = E_- - E_+$  proportionnelle au couplage des barrières. En excitant cette structure par une impulsion optique de laser fs ayant une fréquence de  $\omega_1$  et une largeur spectrale  $\Delta\omega_1$  tel que

$$\frac{\Delta E}{\hbar} < \Delta\omega_1 < \omega_2 - \omega_1 \quad (\text{I - 11})$$

un paquet d'onde va naître correspondant à la superposition des états propres et va osciller par effet tunnel à travers les deux puits à une fréquence THz tel que :

$$\omega_{THz} = \frac{\Delta E}{\hbar} \quad (\text{I - 12})$$

Cette méthode de génération d'onde THz n'est toutefois pas accordable car un changement de polarisation change l'alignement des niveaux électroniques qui est à la base de ce phénomène d'émission. Un autre inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite de travailler à des températures cryogéniques.

### 2.3.2 Lasers à cascade quantique

Le premier laser à cascade quantique (QCL<sup>1</sup>) a été proposé en 1971 par R. Kazarniovov en tant que source de rayonnement d'IR-lointain [55]. C'est un laser à semi-conducteur comportant un seul type de porteurs (unipolaire) dans une séquence de puits quantiques couplés (super-réseau) qui a une énergie de bande en escalier (Figure I - 10). Le principe d'émission de ce laser repose sur deux phénomènes quantiques fondamentaux: le confinement quantique et l'amplification par effet tunnel. Dans le QCL, les transitions laser ne se produisent pas entre la bande de conduction (BC) et la bande de valence (BV) mais elles sont inter-sous-bandes. Un électron est d'abord injecté dans la première région active, subit une première transition ( $\tau_{32}$ ) entre les deux sous-niveaux supérieurs d'un puits quantique avec émission d'un photon. Puis l'électron se désexcite ( $\tau_2$ ) sur le sous-niveau le plus bas avec une transition non-radiative. Il entre ensuite, par effet tunnel dans le niveau supérieur du puits quantique suivant. L'ensemble du processus est répété sur un grand nombre de périodes de la cascade. À cause de confinement quantique, l'espacement énergétique entre les sous-bandes dépend de la largeur du puits, et augmente à mesure que la taille du puits diminue. De cette manière, la longueur d'onde d'émission est fonction des épaisseurs des couches et non pas de la bande interdite des matériaux utilisés. Les durées de vie nécessaires pour la réalisation de l'inversion de population sont telles que  $\tau_{32} > \tau_2$ .

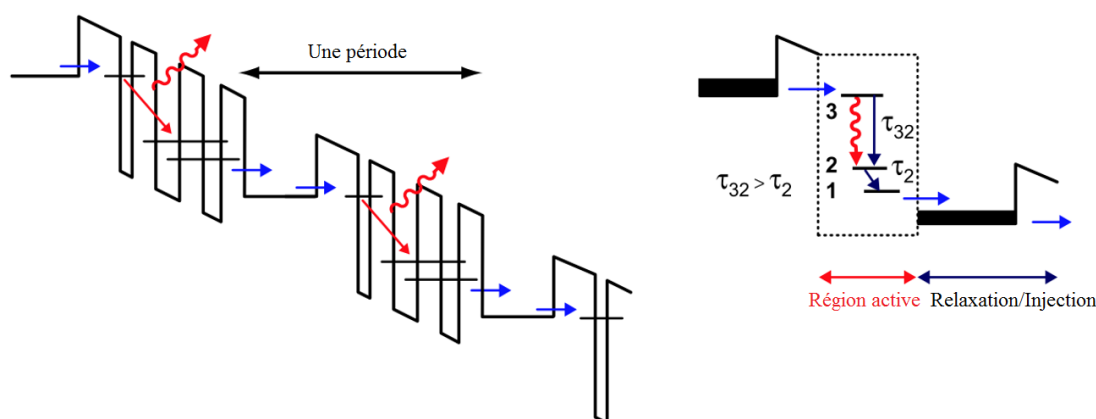


Figure I - 10 : Structure de bandes d'un laser à cascade quantique (à gauche). La structure en cascade permet le recyclage d'électron: chaque électron injecté génère  $N$  photons.  $N$  est le nombre des régions actives séparées par des zones de relaxation et d'injection (à droite).

<sup>1</sup> Quantum Cascade Laser

Le nombre d'étages d'amplification détermine la puissance de sortie. La mise en œuvre pratique de ce laser a été atteinte en 1994 (après 23 ans!) dans les laboratoires de Bell [27]. À l'heure actuelle, les QCLs fonctionnent encore à des températures inférieures à 150 K pour pouvoir atteindre le régime THz. Leurs puissances de sortie sont typiquement de quelques mW (maximum 250 mW). Ces sources non accordables, peuvent couvrir une large gamme de longueurs d'onde entre 60 et 357  $\mu\text{m}$  soit entre 0,84 et 5 THz [56].

Nous trouvons dans la littérature d'autres types d'émetteurs THz fonctionnant à température ambiante. Nous classifions quelques-uns dans la Table I - 1 :

Table I - 1 : Quelques sources d'ondes THz [57].

<b>Émetteur</b>	<b>Gamme de fréquence (THz)</b>	<b>Puissance (W)</b>	<b>Accordable</b>
<b>Diodes Gunn</b>	<b>0,01 – 0,2</b>	<b><math>10^0 - 10^{-4}</math></b>	<b>OUI</b>
<b>Diodes à tunnel résonnant</b>	<b>0,1 – 1</b>	<b><math>10^{-4} - 10^{-7}</math></b>	<b>NON</b>
<b>Lasers à électrons libres</b>	<b>0,12 – 4,75</b>	<b>15 k – 5 k</b>	<b>OUI</b>
<b>Lasers à gaz</b>	<b>0,9 – 3</b>	<b><math>10^{-3} - 0,3</math></b>	<b>OUI</b>

## 2.4 Détecteurs THz thermiques

### 2.4.1 Cellules de Golay

Les cellules de Golay sont des détecteurs opto-acoustiques inventées en 1947 par M. J. E. Golay. Leur fonctionnement est basé sur la mesure des vibrations dans les cellules de gaz dues à l'échauffement par un rayonnement électromagnétique principalement IR. L'élément de détection dans une cellule est un film absorbant qui réchauffe un gaz situé dans une petite chambre. Une membrane flexible de cette chambre à gaz se déforme sous sa pression. La déflexion de la membrane est contrôlée à l'aide d'un faisceau de lumière qui est réfléchi par la surface de la membrane vers une cellule photoélectrique. La valeur mesurée par cette dernière indique la puissance du rayonnement absorbée [58].

Ce sont des détecteurs très stables et fiables qui sont utilisés dans de nombreux laboratoires de recherche dans le monde entier. Les cellules de Golay possèdent une excellente sensibilité à température ambiante et une réponse optique plate sur une large gamme de longueur d'onde.

### 2.4.2 Détecteurs pyroélectriques

Ces détecteurs sont basés sur des matériaux ferroélectriques comme le tantalate de lithium. En effet, si un matériau a une symétrie électrique interne, il est neutre. S'il est asymétrique, c'est-à-dire les barycentres des charges positives et négatives de ses atomes ne coïncident pas et sont séparés de quelques Angströms, il a un dipôle électrique permanent. La plupart des matériaux asymétriques massifs ont un dipôle nul en raison d'un arrangement aléatoire qui conduit à une auto-annulation de la somme des dipôles. Mais, Il existe quelques matériaux asymétriques qui maintiennent une orientation dipolaire nette (niobate de lithium, titanate de baryum/strontium, titanate de plomb/zirconium...) Le chauffage d'une telle matière (dans certaines limites) n'entraîne pas une annulation, mais changent l'orientation de la polarisation. Si cela se produit en l'absence d'un champ électrique externe, elle est appelée « polarisation spontanée ». Cette dernière varie en diminuant avec la température jusqu'au Point de Curie où elle disparaît. En effet, en dessous de cette température, une variation de la température du matériau pyroélectrique induit une variation de sa polarisation et donc un déplacement de charges qui peut être mesuré par un circuit de lecture externe. En dessus, les propriétés pyroélectriques disparaissent. Le tantalate de lithium est un matériau pyroélectrique pratique parce qu'il a un point de Curie de 610 °C. En outre, c'est un cristal de synthèse très réactif avec une stabilité établie à long terme.

### 2.4.3 Bolomètres

Les bolomètres sont des détecteurs très sensibles à un rayonnement thermique et sont parmi les détecteurs infrarouges les plus utilisés dans le spectre IR y compris dans la gamme de fréquences THz. L'élément détecteur est extrêmement sensible au changement de température. Leur principe de fonctionnement est tel que le rayonnement thermique qui vient frapper le détecteur provoque un changement de température. Cela entraînera alors un changement de résistance qui donne accès à une variation dans la mesure de la tension aux bornes d'un circuit de lecture externe (Pont de Wheastone). Il existe plusieurs types de bolomètres [59]:

- Métalliques : les métaux typiques utilisés dans ce type sont le nickel, le bismuth, la platine et le titane. Ils fonctionnent à température ambiante et sont facilement intégrables avec la technologie CMOS. Ils se caractérisent par un faible bruit, par contre leur coefficient de température est faible ce qui diminue de leurs performances.

- **Semi-conducteurs** : les semi-conducteurs utilisés sont le silicium amorphe, le germanium et des alliages tels que le SiGe. Leur coefficient de température dépend de processus de fabrication mais il est de l'ordre de 10 fois plus élevé que celui des métaux. Les oxydes des semi-conducteurs sont également utilisés comme le  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}\text{O}_y$  ou l'oxyde de vanadium ( $\text{VO}_x$ ).
- **Supraconducteurs à électrons chauds** : pour une meilleure sensibilité du bolomètre, il faut que la résistivité du matériau de thermistance montre une forte dépendance en fonction de la température. La forte dépendance connue de la résistivité d'un supraconducteur en fonction de la température fait de ce dernier un choix naturel pour un matériau de thermistance dans les bolomètres. Notez bien qu'à l'inverse des deux autres types de bolomètres où la résistance de leur thermistance diminue avec la température, ici la résistance d'un supraconducteur augmente avec la température (Figure I - 11).

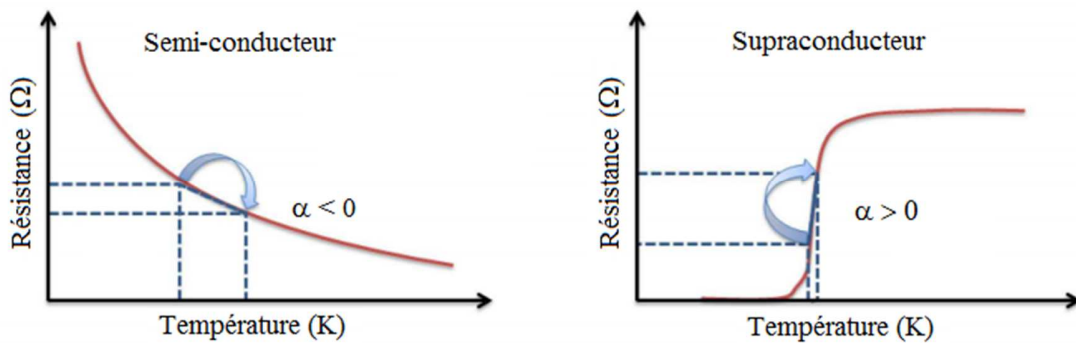


Figure I - 11 : Variations des résistances d'un semi-conducteur (à gauche) et d'un supraconducteur (à droite).  $\alpha$  est le coefficient de variation de la résistance en fonction de la température.

Les cellules de Golay et les pyroélectriques sont les détecteurs commerciaux les plus utilisés grâce à leurs sensibilités raisonnables. Par contre, leurs vitesses de réponse sont trop lentes (généralement de l'ordre de quelques millisecondes) et ils sont très difficiles à disposer dans des matrices ce qui est un handicap pour des applications tel qu'en imagerie [60]... Les bolomètres bien qu'ils soient capables de détecter des fréquences au-delà de 2 THz, ils nécessitent un temps de réponse de quelques millisecondes, une polarisation électrique mais aussi parfois une température cryogénique [61].

### 3 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons défini le domaine THz et présenté son intérêt grâce à ses propriétés physiques. Nous avons présenté un certain nombre de détecteurs et de sources THz et avons discuté les avantages et inconvénients de chacun. Il est clair que d'énormes efforts sont encore à fournir et que les progrès récents aussi bien en électronique qu'en photonique sont à poursuivre ne serait-ce que par les niveaux de puissances/sensibilités atteints par les émetteurs/détecteurs actuels.

L'objectif dans ce travail s'inscrit dans le cadre du développement d'un détecteur THz ayant une large bande passante, une vitesse de réponse élevée, une haute fréquence de coupure et surtout la capacité à fonctionner à température ambiante. Pour ce faire, nous utilisons des nouveaux dispositifs auto-commutant appelés SSDs (Self-Switching Devices). Dans le chapitre suivant nous étudions ces nouveaux composants : principes et caractérisations électriques, puis s'en suivra la présentation des résultats expérimentaux en fonction du mode de détection choisie.

## Chapitre II. SSD : Self Switching Device

L'un des plus importants développements récents dans le domaine des semi-conducteurs (SC), a été la réalisation de structures dans lesquelles le transport électronique se fait essentiellement selon deux dimensions (2D). Cela signifie qu'au moins pour certains régimes de fonctionnement du dispositif, les porteurs et en particulier les électrons sont confinés dans un puits de potentiel de telle sorte que leurs mouvements dans une direction sont limités à un plan. Plus récemment, la quantification a été faite dans plus d'une direction et des nouveaux dispositifs ont pu être réalisés et étudiés : les fils quantiques (1D) [62] et les points quantiques (zéro-D) [63].

Le comportement 2D a été étudié principalement dans des structures MOS [64], puits quantiques [65] et super-réseaux [66], mais surtout dans les hétérojonctions de type SC/SC faisant intervenir des matériaux III-V (Table II - 1). Parmi ces derniers nous distinguons les Self-Switching Devices (SSDs). Il s'agit de nanocanaux asymétriques définis dans un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). Ce dernier est formé à l'interface d'une hétérojonction de SCs. Pour étudier ces composants, il est alors nécessaire de présenter les hétérojonctions et la formation des 2DEGs.

Table II - 1 : Les matériaux III-V sont constitués des éléments des colonnes IIIb et Vb de la classification périodique des éléments.

<b>III b</b>	<b>IVb</b>	<b>Vb</b>
<b>5</b> <b>B</b> <b>10,81</b>	<b>6</b> <b>C</b> <b>12,01</b>	<b>7</b> <b>N</b> <b>14,01</b>
<b>13</b> <b>Al</b> <b>26,98</b>	<b>14</b> <b>Si</b> <b>28,09</b>	<b>15</b> <b>P</b> <b>30,97</b>
<b>31</b> <b>Ga</b> <b>69,74</b>	<b>32</b> <b>Ge</b> <b>72,59</b>	<b>33</b> <b>As</b> <b>74,92</b>
<b>49</b> <b>In</b> <b>114,82</b>	<b>50</b> <b>Sn</b> <b>118,69</b>	<b>51</b> <b>Sb</b> <b>121,75</b>

## 1 Hétérojonction III-V et formation de 2DEG

Le 2DEG repose sur l'existence d'une hétérojonction SC/SC ayant des bandes interdites (gap) de largeurs différentes. Classiquement, le premier SC (couche barrière) à une bande interdite plus grande que le deuxième. Parmi les hétérojonctions, nous pouvons citer les hétérojonctions en  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ ,  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}/\text{GaN}$ ,  $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{As}/\text{InP}$ ,  $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{P}/\text{GaAs}$ ... La juxtaposition de ces deux SCs crée une discontinuité de la bande de conduction à l'interface, et la formation d'un puits de potentiel contenant des électrons en provenance de la couche donneuse de plus petit gap, exemple de la Figure II - 1 dans le cas d'une hétérojonction  $\text{GaAlAs}/\text{GaAs}$ . Dans cet exemple, le  $\text{GaAlAs}$  est dans la plupart des cas intentionnellement dopé n (généralement en Silicium) d'où la présence d'électrons mobiles dans sa bande de conduction. Ces électrons vont migrer et se recombinaient avec les trous qui sont dans la bande de valence du  $\text{GaAs}$  près de l'interface. Une charge positive apparaît alors sur les donneurs non compensés et attire les électrons à l'interface. La mise en contact des deux SCs aligne le niveau de Fermi du  $\text{GaAs}$  avec celui du  $\text{GaAlAs}$  causant le pliage de la bande de conduction qui est à l'origine d'apparition d'un champ électrique. Ce dernier, va s'opposer à la diffusion des électrons du  $\text{GaAlAs}$  vers le  $\text{GaAs}$  jusqu'à ce qu'un équilibre thermodynamique soit atteint. La couche de dipôle, formé par les donneurs positifs de la zone de déplétion et les électrons négatifs de la zone d'accumulation, est ainsi suffisamment forte.

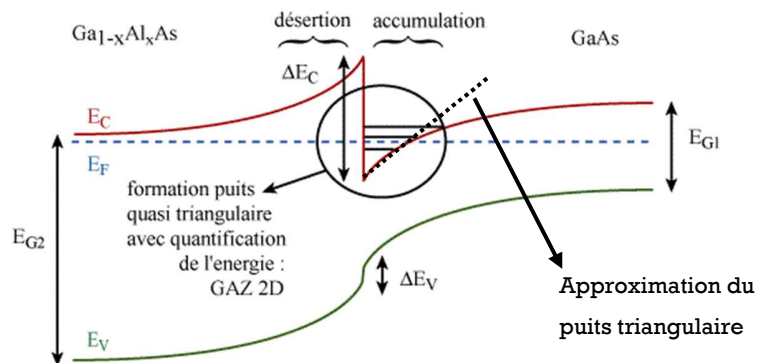


Figure II - 1 : Structure de bandes d'une hétérojonction  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ .

Cette couche dipolaire donne lieu à une discontinuité du potentiel et à la formation d'un puits quantique quasi-triangulaire dans la bande de conduction de  $\text{GaAs}$ . Les électrons confinés à l'intérieur de ce puits sont capables de se déplacer, dans les directions perpendiculaires à l'axe de croissance, sans avoir des collisions avec les impuretés. En effet, cette couche n'est pas dopée mais aussi les statistiques des taux de collisions (e-e, e-phonons,



...) sont faibles. L'effet résultant est la formation d'une couche très mince (quelques dizaines d'Angströms) appelée gaz d'électrons bidimensionnel, ayant une grande concentration d'électrons et une mobilité de porteurs élevée, donnant au canal une très faible résistivité.

Les hétérojonctions à base de GaAs sont très importantes dans les applications microélectroniques, car les paramètres des mailles et les coefficients de dilatation du  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  sont très proches de celles du GaAs (Figure II - 2). Ceci permet d'éviter des problèmes de dislocations liés à la désadaptation de ces paramètres lors de la croissance des fines couches de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  sur des substrats en GaAs qui constituent une alternative à la technologie silicium (Si) [67]... Ceci est valable aussi pour les alliages à base de GaN qui ont, en plus, des propriétés optiques uniques les rendant appropriés pour des applications larges en optoélectronique, mais aussi des propriétés électriques leurs donnant le pouvoir de supporter de forts champs électriques. Une autre particularité des nitrures, est l'existence de forts champs de polarisations spontanées et piézoélectriques. Ces propriétés sont à l'origine de fortes accumulations et donc à de fortes concentrations de porteurs dans le 2DEG [68].

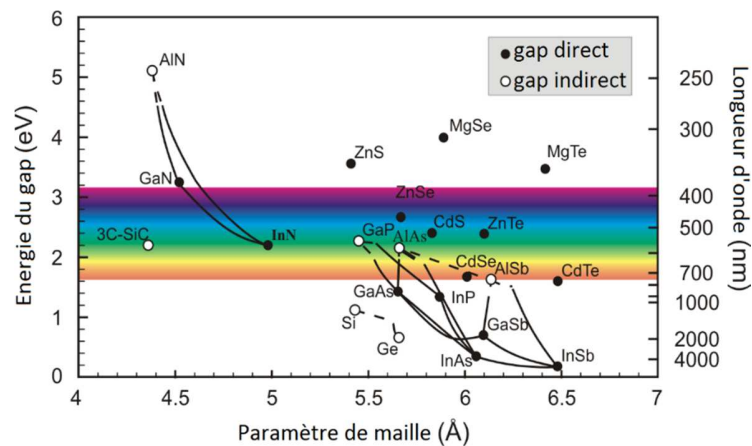


Figure II - 2 : Les semi-conducteurs de groupe III-V en fonction de leurs paramètres de maille à température ambiante.

Les transistors de type HEMT sont l'un des premiers composants électroniques basés sur une hétérojonction contenant un canal réalisé dans une hétérojonction. En effet, les performances de vitesses liées à la haute mobilité électronique dans ce type d'hétérostructures ont ouvert la voie à des applications dans les très hautes fréquences, comme par exemple dans la radio-télécommunication [69], mais aussi dans le domaine du térahertz [70].

## 1.1 Quantification : Approximation du puits triangulaire

Dans le 2DEG les électrons ont des niveaux d'énergie quantifiés lorsque la largeur du puits est plus petite que la longueur d'onde de l'électron donnée par l'équation de De Broglie  $\lambda = h/m^*v$ , où  $h$  est la constante de Planck,  $m^*$  la masse effective des électrons dans le puits et  $v$  est la vitesse des électrons. Afin d'étudier ces 2DEGs, une approche relativement simple consiste à considérer l'approximation d'un puits triangulaire (Figure II - 1) ; cette méthode restant valable pour les premiers niveaux d'énergie [71]. Afin de trouver ces niveaux d'énergie, il suffit de résoudre l'équation de Schrödinger couplée avec celle de Poisson :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + (V(z) - E)\psi(z) = 0 \quad (\text{II - 1})$$

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\varepsilon} \quad (\text{II - 2})$$

avec  $\hbar$  constante de Planck réduite,  $\rho(z)$  la densité de charges telle que  $z$  est la direction de croissance,  $\Psi(z)$  la fonction d'onde et  $V(z)$  le potentiel de confinement qui peut être exprimé en fonction du champ électrique  $F$  au fond du puits par  $V(z) = eF(z)$ ,  $e$  étant la charge d'un électron. La solution de cette équation est la fonction d'Airy, nous trouvons ainsi après développement, par rapport au fond du puits les niveaux d'énergie en fonction de leur position  $i$  [72] :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)^{1/3} \left(\frac{3}{2}\pi eFk_i\right)^{2/3} \quad (\text{II - 3})$$

avec  $k_i \approx i + \frac{3}{4}$ .

Les niveaux occupés par les électrons dans ce puits sont ceux qui ont une énergie inférieure à celle de niveau de Fermi  $E_{Fi}$ . La relation entre  $E_{Fi}$ ,  $E_i$  et la concentration d'électrons  $N_i$  de chaque niveau peut être exprimée sous la forme suivante [73]:

$$E_F = E_i + \frac{N_i\pi\hbar^2}{m^*} \quad (\text{II - 4})$$

Les paramètres d'échantillons appropriés et utilisés dans les technologies actuelles, sont tel que le niveau de Fermi se trouve juste au-dessus du premier niveau d'énergie et l'équation (II - 4) s'écrit de la même manière avec  $E_i = E_1$  et  $N_i = N_1$ .

## 1.2 Dopage modulé et séparation spatiale

Le dopage modulé, ou le  $\delta$ -doping en anglais, est la déposition d'une ou de plusieurs couches minces, typiquement d'épaisseur inférieure à 10 nm, fortement dopées et généralement en Si ( $10^{13}$ - $10^{15}$  cm<sup>-2</sup>) sur un semi-conducteur. Ces atomes d'impuretés (donneurs) se trouvent ainsi confiner dans un plan atomique perpendiculaire à la direction de la croissance cristalline.

La première hétérostructure employant le dopage modulé de la barrière (MDH<sup>1</sup>), a été étudiée par R. Dingle et al. en 1978 [74]. Ce type de dopage vient remplacer le dopage existant, c'est-à-dire de toute la barrière. Le résultat est la séparation spatiale, par la partie non dopée de la barrière que nous appelons espaceur (ou spacer en anglais), des impuretés ionisées se trouvant dans les fines couches fortement dopées ( $\delta$ -sheets) et des électrons du 2DEG (Figure II - 3).

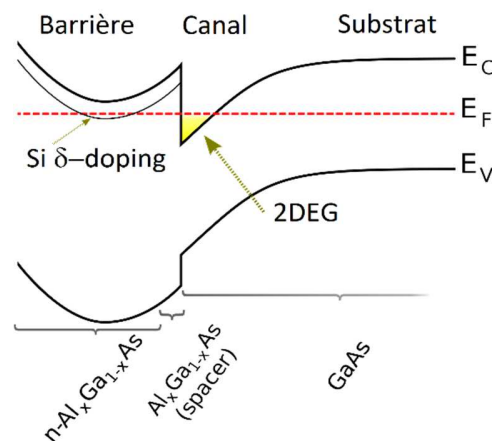


Figure II - 3 : Structure de bandes d'une hétérojonction MDH Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As/GaAs. Le dopage modulé est de type n (Si).

Le dopage modulée a été ensuite systématiquement utilisé dans les hétérostructures III-V afin d'améliorer leurs performances, notamment en augmentant le nombre d'électrons dans le 2DEG, leurs mobilités et donc ainsi le courant.

### 1.2.1 Effets sur la densité et la mobilité électronique

La mobilité électronique dans les hétérostructures est perturbée par plusieurs mécanismes de diffusions inter- et intra-bandes : impuretés ionisées, phonons optiques polaires, piézoélectriques acoustiques, dislocations et désordres d'alliages [75]... Ainsi, la

<sup>1</sup> Modulation-Doped Heterostructure.

séparation entre les électrons et les donneurs a pour effet de réduire la diffusion des impuretés dans le 2DEG et d'augmenter la mobilité électronique. Plusieurs structures utilisant le même concept de séparation spatiale ont été développées et des mobilités de plus de  $10^7$   $\text{cm}^2/\text{Vs}$  ont été atteintes à de très basses températures ( $\sim 0,1$  K) [76].

Toutefois, il a été rapporté par C. Y. Fang et al., qui ont travaillé sur l'effet du  $\delta$ -doping dans les HEMT à base de AlGaIn/GaN, que l'augmentation de la densité électronique dans le 2DEG se fait en compromettant la mobilité des électrons lorsque l'espaceur est trop mince. Lorsque l'espaceur est suffisamment épais, une augmentation de la densité du dopage  $N_D$  dans la  $\delta$ -sheet réduit aussi la mobilité électronique dans le 2DEG. Ils ont aussi démontré que la position du  $\delta$ -sheet dans la barrière a aussi de l'influence sur ces deux paramètres [77]. Les mêmes effets ont été observés dans les HEMTs à base de AlInAs/InGaAs par F. Aziz et al. [78] qui ont démontré que l'épaisseur de l'espaceur ne doit pas être très grande (ne dépassant pas les 5 nm dans le cas étudié) sinon il limitera le transfert des électrons du  $\delta$ -sheet vers le 2DEG.

Le bon compromis entre la mobilité  $\mu_{2D}$  et la densité  $N_{2D}$  dans le 2DEG est donné lorsque leur produit  $\mu_{2D} \times N_{2D}$  devient maximal [77].

### 1.3 Intérêt des hétérostructures III-V pour les applications THz

Puisque les hétérostructures III-V offrent, grâce à leur 2DEG, une plus forte densité d'électrons dans le canal, une plus grande mobilité électronique et donc des vitesses de saturation plus élevées, des applications ont vu le jour notamment dans le domaine des longueurs d'onde millimétriques et surtout submillimétriques. Plusieurs composants, dont le HEMT évoqué précédemment, reposant sur le transport balistique des électrons, exploitent les performances en terme de vitesse afin d'atteindre des régimes à très hautes fréquences voir à des fréquences térahertz.

Y. Yamashita et al. ont pu démontrer que les HEMTs de type InAlAs/InGaAs peuvent atteindre des fréquences de coupure de plus de 500 GHz en réduisant la longueur de la grille [79]. Autre phénomène dans les HEMTs a été étudié par M. Diakonov et M. Shur : la résonance plasma. En effet, les HEMTs à canal court peuvent avoir des résonances dans les fréquences térahertz grâce aux ondes plasma, dont la vitesse de propagation est beaucoup plus élevée que la vitesse de dérive des électrons [6]. La détection d'un rayonnement électromagnétique de fréquence térahertz a pu être démontrée [80] en utilisant la non-linéarité de la propagation

de ces ondes lorsque des conditions aux limites spécifiques (source de tension au niveau de la source et source de courant au niveau du drain) sont appliquées.

Les mobilités élevées des 2DEG dans les hétérostructures semi-conductrices, combinés avec des techniques de fabrication à hautes résolutions spatiales, ont permis d'étudier le transport électronique à travers des dispositifs dont les tailles caractéristiques sont petites devant le libre parcours moyen des électrons. Il s'agit des rectificateurs balistiques et des nanostructures non-linéaires à trois ou à quatre terminaux qui peuvent fonctionner avec des fréquences théoriques de quelques THz [81], voir des dizaines de THz et ce, à température ambiante [82]. Ces dispositifs sont compatibles et complémentaires avec les structures HEMTs puisqu'ils utilisent les mêmes hétérostructures, mais ne peuvent pas être connectées facilement en parallèle afin d'en réduire l'impédance, d'où l'idée de créer le nouveau nanodispositifs ultrarapides nommés SSDs.

## 2 Structure et principe de fonctionnement du SSD

---

### 2.1 Introduction

Il y a un peu plus de dix ans, en 2003, A. M. Song et al. [10] proposent un nouveau type de dispositif électronique à l'échelle nanométrique et ayant une caractéristique  $I(V)$  non-linéaire semblable à celle d'une diode Schottky conventionnelle. Il s'agit d'un nanocanal de 2DEG à symétrie intentionnellement brisée dénommé self-switching device (SSD), ou dispositif auto-commutant. Ce composant présente plusieurs avantages par rapport à la diode Shottcky :

- Il s'agit d'un composant complètement planaire fabriqué en réalisant deux tranchées isolantes en forme de L disposées en tête-bêche, dans une hétérojonction de semi-conducteurs contenant une fine couche de 2DEG (Figure II - 4). L'isolation peut être obtenue par gravure et enlèvement de la matière ou par implantation ionique. Par similitude avec la terminologie employée pour les HEMTs, le contact du côté droit dans la figure est appelé « drain », et celui du côté gauche « source ».

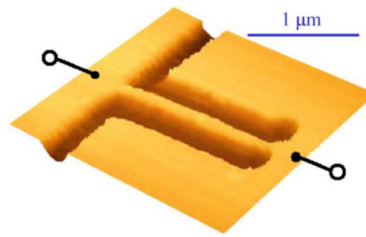


Figure II - 4 : Image obtenue par microscopie à force atomique (AFM<sup>1</sup>) d'un SSD typique constitué par deux tranchées gravées. Aussi sont schématisés les deux contacts de polarisation.

- Une seule étape de lithographie à haute résolution permet de créer un nombre défini de nanocanaux. Ces derniers peuvent être reproduits autant de fois que nécessaire sur une grande surface voir même sur une plaque (wafer) entière de semiconducteur afin de les disposer ainsi en parallèle (Figure II - 5).

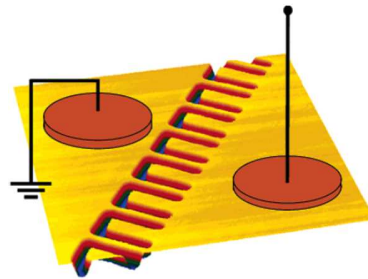


Figure II - 5 : Image obtenue par AFM de plusieurs SSDs disposés en parallèle. Aussi sont schématisés les deux contacts de polarisation avec leurs métallisations.

- Ce composant est fabriqué sans l'utilisation d'une jonction PN dopée et sans barrière de potentielle.
- Sa tension de seuil peut être adaptée de 0 jusqu'à plus de 10 V, en ajustant ses paramètres géométriques et en particulier sa largeur (voir §2.3).
- En complétant les tranchées isolantes de forme L de façon à avoir des U, le SSD peut se transformer en un transistor à effet de champ à double grilles horizontales SGT (Side-gated transistor, Figure II - 6). En associant un L et un U nous obtenons le même transistor mais avec une simple grille. Ceci permet d'associer plusieurs diodes et transistors planaires sur un même wafer et par une seule étape de lithographie (voir §3.1) [83].

<sup>1</sup> Atomic Force Microscopy.

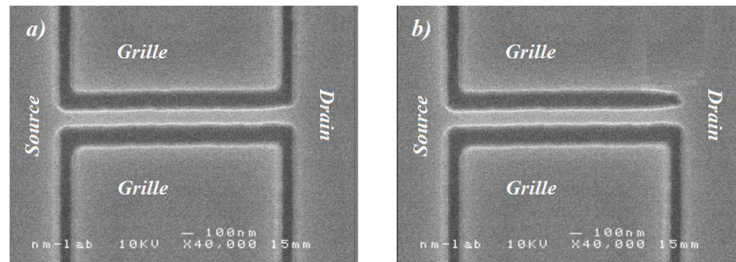


Figure II - 6 : Images d'un side-gated transistor, (a) à double grille et (b) à simple grille, obtenues par microscopie électronique à balayage.

- Une porte logique de type « OU » peut être construite en adaptant deux SSDs en parallèles et trois terminaux avec une seule lithographie (Figure II - 7) [10].

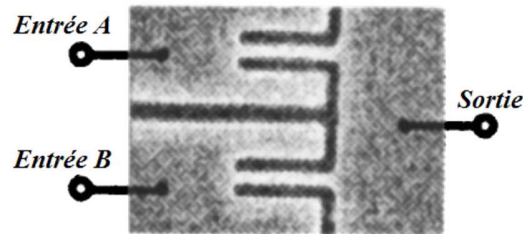


Figure II - 7 : Schéma d'une porte logique de type « OU » obtenue par microscopie électronique à balayage.

## 2.2 Structure épitaxiale

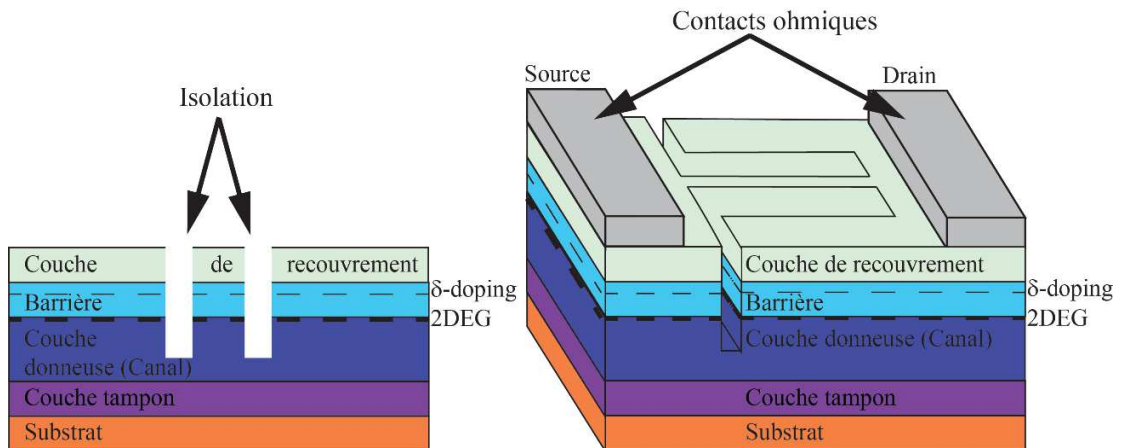


Figure II - 8 : (a) Vue de face d'une structure SSD avec les isolations, (b) Vue latérale en 3D d'une structure SSD avec les contacts.

Afin d'assurer que le flux de courant passe uniquement via les nanocanaux, les tranchées isolantes doivent avoir une profondeur allant au-delà du 2DEG (Figure II - 8 a). Dans la Figure II - 8 b est représentée une structure typique d'un SSD où l'on peut voir les isolations

en forme de L et la formation d'un canal entre les deux contacts ohmiques du Drain et de la Source. Les couches épitaxiales fabriquées par croissance de bas en haut sont les mêmes que celles des HEMTs puisque la structure du SSD s'en est inspirée. Nous distinguons: le substrat, la couche tampon, la couche donneuse ou canal, la barrière avec un  $\delta$ -dopage et un espaceur et la couche de recouvrement finale. Le substrat peut être en Si dans le cas de SSD en GaN, en InP dans le cas de SSD en InGaAs ou autre en fonction de l'hétérostructure et de l'application ultérieure. La couche tampon sert à limiter les dislocations et les défauts liés à la rugosité du substrat et permet l'initiation d'une base cristalline pour les couches épitaxiales suivantes. La couche donneuse ou canal est celle qui va contenir le 2DEG à son interface avec la couche barrière.

La couche barrière, comme évoquée précédemment, dans l'étude des hétérostructures et dans la formation d'un 2DEG de haute performance, contient un  $\delta$ -dopage généralement en Si et donc aussi un espaceur. L'épaisseur de ce dernier doit être soigneusement optimisée pour séparer complètement le  $\delta$ -dopage et le 2DEG sans diminuer la concentration électronique dans celui-ci et en évitant la formation d'un canal parasite [84]. L'épaisseur de la partie de la barrière située après le  $\delta$ -dopage détermine la transconductance de dispositif, c'est-à-dire la résistance d'accès entre le canal et la couche de recouvrement. Elle pourra aussi déterminer la résistance Schottky de la grille dans le cas de fabrication de SSD avec grille identique au HEMT. La couche de recouvrement doit être conçu avec une forte concentration de dopage Si afin d'avoir la plus faible résistance possible d'accès au canal, tout en évitant la formation d'un canal parasite parallèle au 2DEG.

### 2.3 Profil de la bande de conduction et fonctionnement

Précédemment nous avons étudié la structure de bandes d'une hétérojonction pour la formation d'un 2DEG, dans le sens de la croissance épitaxiale. Dans cette section nous allons étudier le profil horizontal de la bande de conduction qui prend naissance grâce aux tranchées isolantes et la formation de nanocanaux de 2DEG.

Dans la Figure II - 9, est représenté un SSD non polarisé avec des régions de déplétions ou d'appauvrissements natifs, causées par les états de surface chargés  $\sigma$  autour des zones isolantes [85]. Le canal possède alors une largeur effective  $W_{\text{eff}}$  plus petite que sa largeur réelle  $W$ . La largeur  $W_d$  de la zone de déplétion peut être déterminée en fonction de la charge



s des états de surface et de la densité du dopage  $N_d$  de la couche canal selon l'équation suivante :

$$W_d = \frac{\sigma}{N_d} \quad (\text{II - 5})$$

Cette déplétion est de deux côtés du canal ce qui nous donne :

$$W_{eff} = W - 2W_d \quad (\text{II - 6})$$

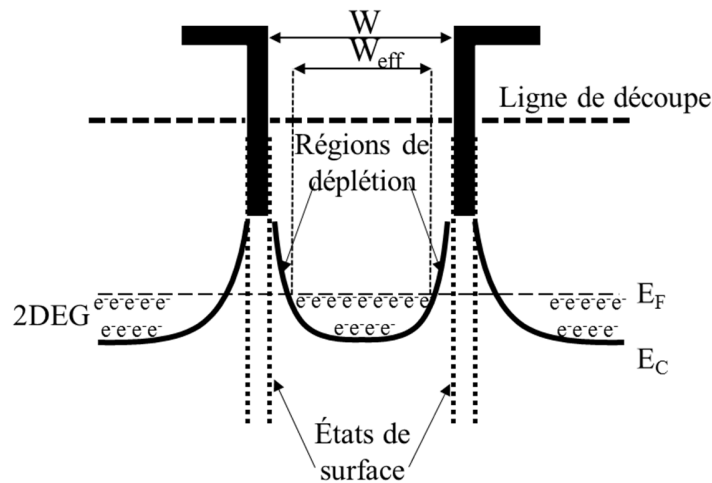


Figure II - 9 : Profil de la bande de conduction, suivant la ligne de découpe, d'un SSD non polarisé.

Comme il est typique dans les matériaux semi-conducteurs III-V, la bande de conduction s'incurve vers le haut à proximité des parois latérales des tranchées isolantes, en raison de la charge des électrons dans les états de surface. Ceux-ci sont représentés en lignes verticales pointillées et sont généralement situés près du milieu de la bande interdite avec une distribution d'énergie étroite [86].

### 2.3.1 SSD à canal étroit et effets de champ électrostatique

Considérons à présent, un SSD à canal étroit tel que  $W_{eff}$  est presque nulle. À cause des régions de déplétion, le niveau de Fermi  $E_F$  se retrouve en dessous de la bande de conduction dans le canal, celui-ci est complètement appauvri (Figure II - 10).

Si une tension positive est appliquée côté drain, un potentiel positif va s'accumuler sur les bords du canal à 2DEG. Une force électrostatique  $\vec{F}$  va apparaître entre le drain et la source

et va injecter des électrons dans le canal. Les zones de déplétions reculent et la largeur effective du canal augmente. Ainsi le courant pourra circuler (Figure II - 11).

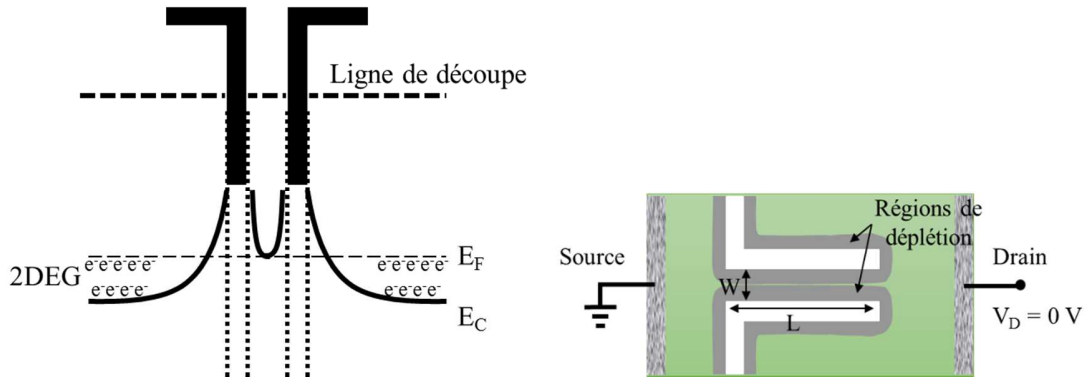


Figure II - 10 : À gauche, profil de la bande de conduction suivant la ligne de découpe d'un SSD à canal étroit. À droite, un SSD non polarisé avec les régions de déplétion près des limites de régions isolantes  $W_{eff} \sim 0$ .

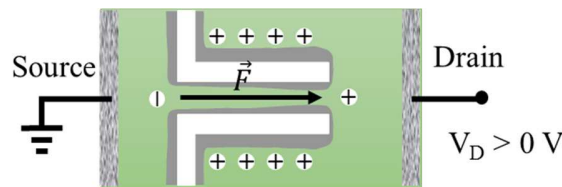


Figure II - 11 : Une polarisation positive permet de diminuer la largeur des zones de déplétions.

Par contre, si une tension négative est appliquée, un potentiel négatif sur les bords du canal apparaîtra. La force électrostatique change de sens et repoussera les électrons en dehors de celui-ci. La largeur effective du canal sera réduite et peut-être, sous certaines conditions de polarisations, le canal sera complètement pincé, rendant impossible le passage du courant (Figure II - 12).

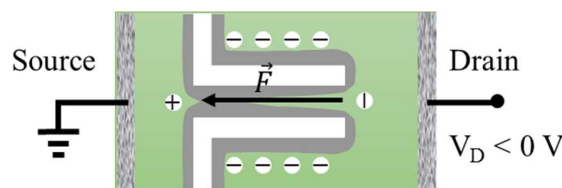


Figure II - 12 : Une polarisation négative permet d'augmenter la largeur des zones de déplétions.

C'est ainsi qu'une direction privilégiée du flux d'électrons est établie et que la fonctionnalité de diode est réalisée. La caractéristique  $I(V)$  non-linéaire peut être représentée comme dans la Figure II - 13. Cette caractéristique est appelée en anglais Diode-like I-V characteristic. Dans cette figure, nous remarquons qu'il y a une tension de seuil de l'ordre de

0,1 V. Ce cas illustre parfaitement un SSD à canal étroit qui pince dès que la polarisation devient négative. Il s'agit d'une diode passante avec une polarisation positive et bloquante avec une polarisation négative.

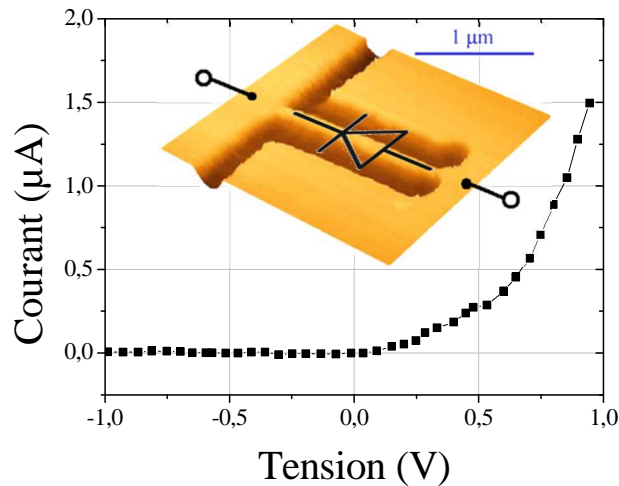


Figure II - 13 : Caractéristique  $I(V)$  d'un SSD ayant un canal avec une tension de seuil de  $\sim 0,1$  V. En insertion est indiquée la direction de la diode équivalente.

La tension de seuil du SSD peut être réglée en jouant sur la largeur réelle du canal car les zones de déplétions sont définies en fonction de la nature de l'hétérojonction et des dimensions des zones gravées. Un SSD sans seuil peut alors être fabriqué et permet de détecter des signaux extrêmement faibles, même sans polarisation externe. Ceci est en contraste avec le fonctionnement d'une diode Schottky qui nécessite l'application d'une polarisation externe et consomme, par conséquence, plus d'énergie.

### 2.3.2 SSD à canal large

La structure de la bande de conduction d'un SSD ayant un canal plus large que les zones de déplétion a été représentée précédemment dans la Figure II - 9. Ce canal est initialement ouvert à l'équilibre et les variations de la largeur de déplétion totale dans le canal restent négligeables devant la largeur réelle du canal. Le canal ne fermera jamais et le courant pourra passer dans les deux sens. À plus fortes polarisations le canal sature, ceci implique une caractéristique  $I(V)$ , non-linéaire symétrique en forme de S (S-shape), tout comme les composants SSD en GaN que nous présenterons en fin de ce chapitre (§6.1).

### 2.3.3 Effets de charges des états de surface

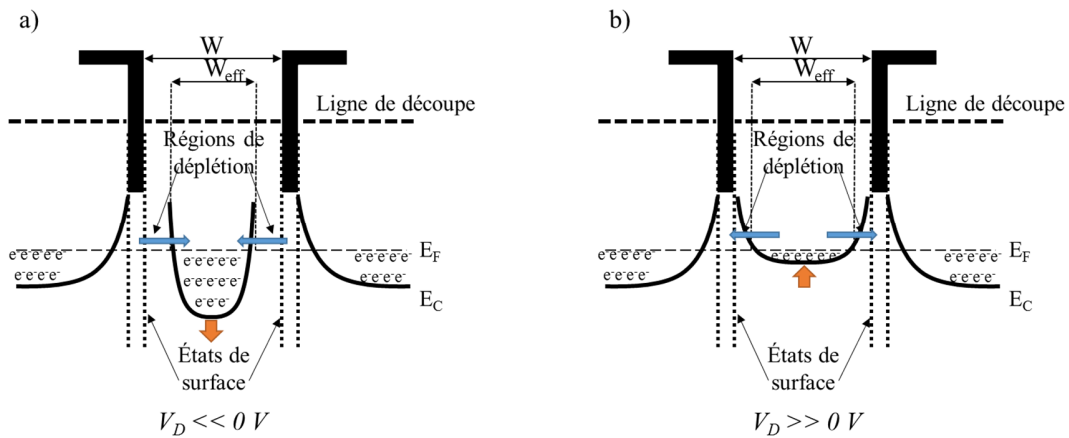


Figure II - 14 : Profil de la bande de conduction, suivant la ligne de découpe, d'un SSD polarisé (a) très négativement et (b) très positivement.

Dans ce paragraphe nous expliquons les phénomènes d'enrichissement et d'appauvrissement du canal, suivant les sens de polarisation, par transfert électronique entre les états de surfaces et le canal. Ce phénomène et l'effet de champ électrostatique évoqué précédemment cohabitent mais il n'est réellement visible qu'à de très fortes polarisations. En effet, lorsque la polarisation appliquée est très négative, l'énergie de la bande de conduction dans le canal baisse et les états de surface commencent à se décharger dans le canal par transfert d'électrons soit par effet tunnel ou par excitation thermique (Figure II - 14 a). Dans l'autre sens, si la polarisation est très positive, l'énergie de la bande de conduction dans le canal va augmenter. Le transfert électronique se fait dans le sens inverse, c'est-à-dire du canal vers les états de surface (Figure II - 14 b).

Dans un SSD, le courant n'est pas donc contrôlé que par le champ électrostatique mais aussi par les charges des états de surface. Prenons par exemple le cas d'une polarisation négative, lorsque les états de surface se déchargent dans le canal, évidemment la répulsion électrique induite par les murs chargés négativement baisse et donc  $W_{eff}$  du canal augmente. À contrario, l'effet de champ électrostatique est d'augmenter la largeur des zones de déplétion... La force de l'effet du transfert électronique par rapport à l'effet du champ électrostatique dépend de la largeur du canal, de la densité des états de surface et du potentiel de polarisation. En jouant sur ces caractéristiques et avec des largeurs de canal moyennes, nous pouvons obtenir des SSDs ayant des caractéristiques  $I(V)$  variées à double

seuils (positif ou nul, et négatif). Tout dépendra, comme nous le verrons dans la suite (§6.5.3) de la quantité d'électrons dans le canal et des différentes polarisations.

### 3 Modélisations du SSD

#### 3.1 Forme physique analytique

Le SSD a été modélisé pour la première fois par M. Åberg et al. comme un transistor à effet de champ classique de type MOSFET<sup>1</sup> dont la grille est reliée au drain [83]. Comme évoqué précédemment (§2.1), le transistor de type SGT qui est un SSD ayant une double grille horizontale. Dans la Figure II - 15 en comparant les deux composants, cette modélisation est justifiée : un SSD est un SGT ayant les grilles court-circuitées avec le drain.

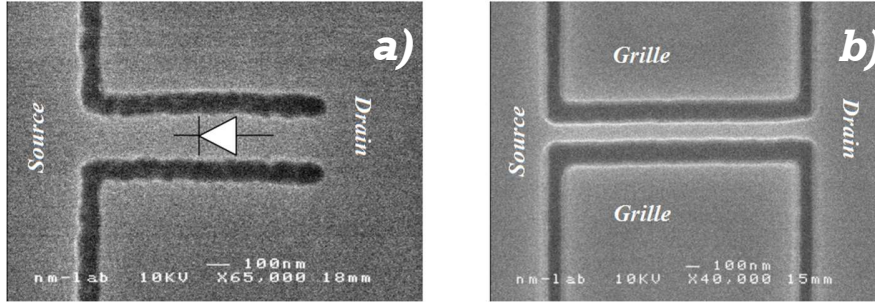


Figure II - 15 : Images obtenues par microscopie électronique à balayage, (a) d'un SSD, (b) d'un SGT.

Les équations qui régissent le fonctionnement d'un MOSFET sont alors applicables au SGT. En prenant  $V_G = V_D$ , tel que  $V_G$  est la tension des grilles et  $V_D$  est celle du drain, nous obtenons les expressions du courant  $I$  dans le canal d'un SSD qui peut être exprimé par l'équation [83]:

$$I = \begin{cases} -K(V - V_{sn})^2, & \text{quand } V < V_{sn} \\ 0, & \text{quand } V_{sp} < V < V_{sn} \\ K(V - V_{sp})^2, & \text{quand } V > V_{sp} \end{cases} \quad (\text{II - 7})$$

avec  $K$ , la charge élémentaire qui s'écrit sous la forme :

$$K = -\mu_n \frac{\epsilon_0 Z}{e 2L} \quad (\text{II - 8})$$

tel que,  $\mu_n$  est la mobilité des électrons dans le canal,  $V_{sn}$  et  $V_{sp}$  sont les tensions de seuils négative et positive ;  $L$ ,  $Z$  et  $e$  sont respectivement la longueur du canal, son épaisseur et la

<sup>1</sup> Metal Oxyde Semi-conducteur Field Effect Transistor.

taille de la gravure. Nous remarquons tout de suite que cette équation considère que le canal est entièrement fermé, appauvri par les états de surface entre ses deux tensions de seuils et en particulier à zéro volt. Au-delà de  $V_{sp}$  et  $V_{sn}$ , ce modèle prédit pour un SSD un courant  $I$  du canal proportionnel au carré de la tension appliquée entre le drain et la source. Ce modèle est adapté dans le cas de SSD à largeur de canal faible (Figure II - 16) [87].

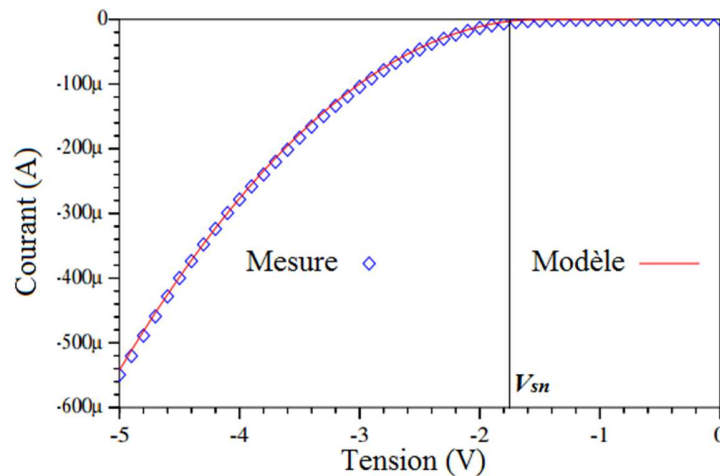


Figure II - 16 : Caractéristiques  $I(V)$  mesurée et simulée pour 40 SSD en parallèle de longueur de 700 nm et de largeur 140 nm. La mesure confirme le modèle dans ce cas.

Des modèles plus précis, appuyés par des simulations Monte Carlo, ont été développés afin d'expliquer les propriétés de transport dans toutes sorte de SSDs, aussi bien en régime continu qu'en régime alternatif.

### 3.2 Simulations Monte Carlo

Le fonctionnement de base du SSD a été expliqué en termes d'ouverture et de fermeture du canal en raison de l'accumulation de charges liées aux états de surface sur les bords des régions de déplétion introduites par l'isolation. Le modèle analytique introduit précédemment n'est pas capable de modéliser tout type de SSD et notamment ceux à large canal. Il était donc essentiel d'effectuer des analyses microscopiques détaillées du comportement de ce dispositif afin de pouvoir améliorer ses performances.

Le groupe d'électronique du département des physiques appliquées de l'Université de Salamanque en Espagne ont utilisés des simulations Monte Carlo (MC) semi-classiques à deux dimensions couplées à un solveur d'équation de Poisson, afin d'étudier l'opération d'auto-commutation des SSDs. La même méthode de simulation fut utiliser auparavant par la

même équipe et à démontrer son efficacité sur les nanostructures non-linéaires à 3 terminaux en T et en Y et sur les rectificateurs balistiques [81] [88]. Une simulation Monte Carlo en 3D est bien sûr plus appropriée mais elle augmente la complexité des calculs informatiques pour finalement peu d'informations supplémentaires [89]. Dans ce type de simulation est prise en compte uniquement la couche canal qui renferme le 2DEG et non pas toute la structure réel du dispositif qui est désormais étudié en vue de dessus (Top view geometry) (Figure II - 17).

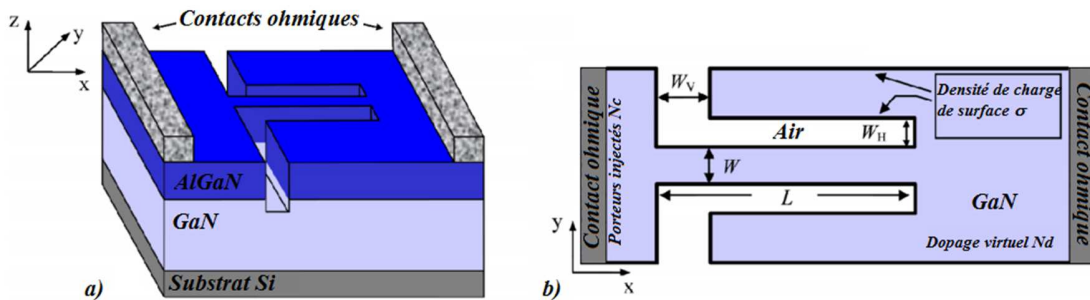


Figure II - 17 : (a) Structure tridimensionnelle d'un SSD en GaN. (b) "Vue de dessus" géométrie prise en compte dans les simulations MC [12].

Comme nous pouvons le constater dans cette figure les paramètres prise en compte pour la simulation MC sont :  $L$  la longueur du canal,  $W$  sa largeur,  $W_H$  la largeur de l'isolation (ici gravure) horizontale,  $W_v$  la largeur de la gravure verticale,  $N_d$  le dopage virtuel et  $\sigma$  la densité de charge de surface [12].  $N_d$  est le dopage moyen résultant entre les charges négatives à la surface supérieure de l'AlGaN et les charges piézoélectriques positives à la surface inférieure située au niveau de l'hétérojonction AlGaN/GaN.  $\sigma$  simule l'effet de la déplétion engendrée par les états de surface aux niveaux des interfaces. La bande de conduction du matériau est modélisée par des vallées sphériques non paraboliques. Par exemple, dans la Figure II - 17, le GaN a une structure cristalline wurtzite. Sa bande de conduction sera modélisée par 3 vallées ( $\Gamma_1$ , U, et  $\Gamma_3$ ). Les mécanismes de diffusion considérés sont : les impuretés ionisées, les phonons optiques polaires, les phonons acoustiques et la diffusion piézoélectrique [16]. Enfin, la modélisation des contacts est un point critique dans le traitement du transport balistique où la distribution de vitesse de porteurs injectés et leur nombre par unité de temps seront modélisés avec précision. La densité de porteur injectés par les contacts sera ainsi notée  $N_c$  [90]. Le couplage de cette méthode avec la résolution dans le domaine temporel de l'équation de transport de Boltzmann, permet d'extraire des caractéristiques  $I(V)$  et de simuler un composant en tant que détecteur ou émetteur térahertz. Cette méthode est adaptée aux SSDs à larges canaux (plus larges que les

zones de déplétions) et à de faibles tensions. Plus d'informations sur les simulations MC des nanodispositifs balistiques se trouvent dans la référence [91].

### 3.3 Circuit électrique équivalent

Le SSD peut être aussi modélisé sous la forme d'un circuit électrique, toujours en vue de dessus. Les tranchées isolantes seront considérées comme des capacités, les régions 2DEG comme des résistances et enfin le canal 2DEG comme un rhéostat (résistance variable) du fait du changement de sa largeur en fonction de la tension appliquée (Figure II - 18 a).

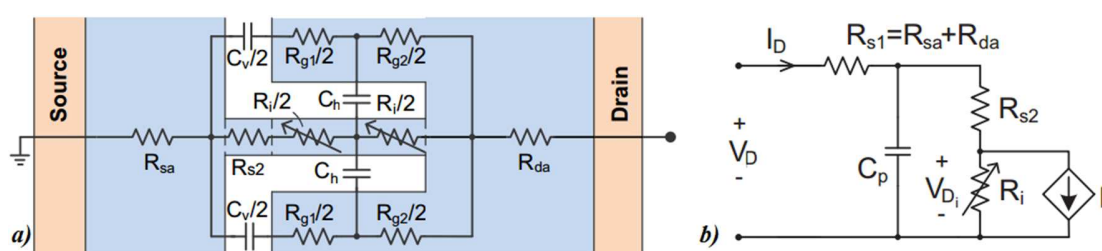


Figure II - 18 : (a) Vue de dessus d'un SSD avec les éléments du circuit électrique équivalent. (b) Circuit électrique simplifié d'un SSD [92].

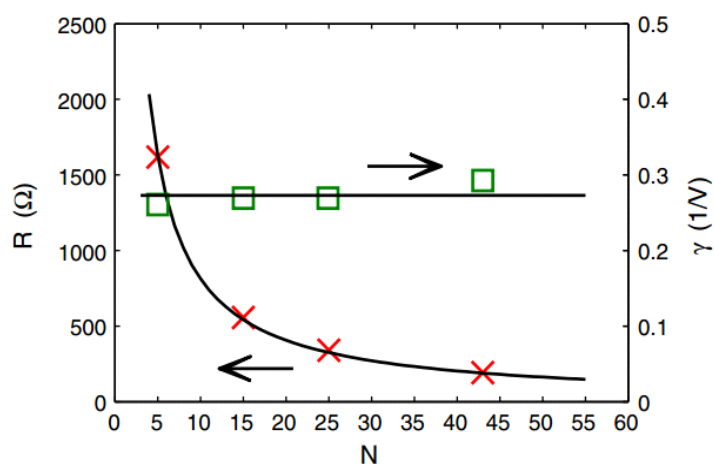


Figure II - 19 : La résistance  $R$  et la courbure de la caractéristique  $I(V)$  en fonction de  $N$  nombre de SSDs en parallèle. Les lignes continues ont été obtenues par simulation d'un circuit électrique équivalent [92].

Dans la Figure II - 18 b, nous montrons le circuit électrique équivalent proposé par A. Westlund et al. afin de modéliser des petits signaux [92]. La variable la plus importante dans ce circuit est la résistance  $R_i$  du canal qui constitue la seule composante non-linéaire. D'après la Figure II - 19 de la même étude, cette méthode de simulation semble bien fonctionner étant donné que les mesures en courant continu de la résistance et de la courbure de la



caractéristique  $I(V)$  (équation (II - 10)) concordent avec les résultats expérimentaux et ce, pour différents nombre de SSDs placés en parallèle.

## 4 Détecteurs et émetteurs térahertz à base de SSD

### 4.1 Détection directe à zéro-volt

Grâce à la possibilité de fabriquer des SSDs à tension de seuil nulle, ces dispositifs ont souvent été étudiés en tant que détecteurs d'ondes millimétriques et sub-millimétriques (THz). C. Balocco et al. furent les premiers à démontrer la capacité de tels dispositifs (18 SSDs disposés en parallèle à base de InGaAs) à détecter des micro-ondes dont la fréquence allait jusqu'à 110 GHz. Ceci a été rendu possible grâce à l'architecture complètement planaire des SSDs et en mettant les deux contacts de la même face afin de réduire l'apparition de capacités parasites [93]. La réponse  $Res$  (responsivity en anglais) d'un détecteur direct non-linéaire est proportionnelle au coefficient  $\gamma$  définie comme la courbure de la caractéristique  $I(V)$  et est donnée par [94]:

$$Res = \frac{1}{2R_0} \gamma \quad (\text{II - 9})$$

avec  $R_0$ , l'impédance du composant à zéro volt et  $\gamma$ , le rapport entre la dérivée seconde de  $I(V)$  et la conductance dynamique :

$$\gamma = \frac{\partial^2 I / \partial V^2}{\partial I / \partial V} \quad (\text{II - 10})$$

Le résultat de détection directe à zéro volt le plus notable a été mesuré aussi par C. Balocco et al. sur des SSDs en GaAs (4 en parallèles). Le faisceau térahertz, engendré par un laser à électrons libres de type FELBE<sup>1</sup>, ayant une fréquence de 1,5 THz a pu être mesuré [11]. Pour le même auteur le record de détection directe avec des SSDs en InGaAs (6 en parallèle) était de 2,5 THz [95]. Dans ce papier le faisceau térahertz a été engendré par un laser à électrons libres de l'établissement FELIX<sup>2</sup> et les dispositifs étaient mis à froid dans un cryostat à flux continu d'Helium. L'auteur a également expliqué l'intérêt d'utiliser des réseaux de SSDs disposés en parallèle afin d'augmenter le rapport signal sur bruit S/N qui s'écrit en fonction du nombre  $M$  de SSDs sous la forme suivante :

<sup>1</sup> Free Electron Linear accelerator with high Brilliance and Low Emittance.

<sup>2</sup> Free Electron Laser for Infrared eXperiments.

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{tot} = \sqrt{M} \times \left(\frac{S}{N}\right)_{1SSD} \quad (\text{II} - 11)$$

D'après cette équation le rapport signal sur bruit augmente avec la racine carrée du nombre de SSDs d'un réseau. La dépendance du niveau de détection en fonction de la polarisation suit la non-linéarité de la caractéristique I(V) du dispositif comme indiqué dans l'équation (II - 10). Quant aux SSDs en GaN, il a été démontré qu'ils peuvent être des détecteurs directs d'onde térahertz allant jusqu'à une fréquence de 315 GHz [12].

Enfin, des simulations MC réalisées à l'Université de Salamanque ont permis de comparer plusieurs matériaux en tant que détecteur THz. Les SSDs simulés ayant les mêmes configurations géométriques, les simulations MC ont indiquées que des SSDs en InSb peuvent fonctionner à des fréquences plus élevées que les SSDs en InAs qui à leur tour peuvent fonctionner à des fréquences plus élevées que les SSDs en InGaAs. Les niveaux de détections vont aussi de plus haut au plus bas et dans le même sens InSb > InAs > InGaAs [15]. Ceci s'explique par la mobilité électronique dans ces matériaux qui plus est élevée plus le dispositif est performant. En effet, dans la Table II - 2 les valeurs approximatives des mobilités électroniques dans les matériaux massifs. Nous avons choisi de les représenter, car la mobilité dans un 2DEG dépend de la qualité du matériau dans lequel il a été réalisé.

Table II - 2 : Mobilités électroniques des différents matériaux massifs à température ambiante.

	<b>GaN</b>	<b>InGaAs</b>	<b>InAs</b>	<b>InSb</b>
<b>μ (cm<sup>2</sup>/Vs)</b>	<b>900</b>	<b>10000</b>	<b>40000</b>	<b>78000</b>

## 4.2 Détection hétérodyne

Des SSDs en GaN ont également été utilisés dans la détection hétérodyne par mélange de deux ondes THz, pour la première fois avec J. Torres et al. Le principe étant de détecter un signal noté IF ayant une fréquence intermédiaire (Intermediate Frequency) qui sera de valeur égale à la différence entre les fréquences de deux ondes THz notées RF et LO respectivement :

$$f_{IF} = |f_{RF} - f_{LO}| \quad (\text{II} - 12)$$

Dans cette première réalisation, la RF et le LO étaient dans la gamme de 300 GHz et les pertes de conversion étaient d'environ 59 dB pour une fréquence intermédiaire IF mesurée pouvant atteindre les 40 GHz [13].

Les principes de détection directe et de mélange hétérodyne seront abordés dans les chapitres III et IV respectivement et avec plus de détails.

### 4.3 Émission térahertz : Oscillations Gunn

Grâce à des simulations MC, il a été démontré que les SSDs en InGaAs avec une polarisation de 3 V sont le siège d'oscillations de courant auto-entretenues de fréquence de l'ordre de 130 GHz (Figure II - 20) [96].

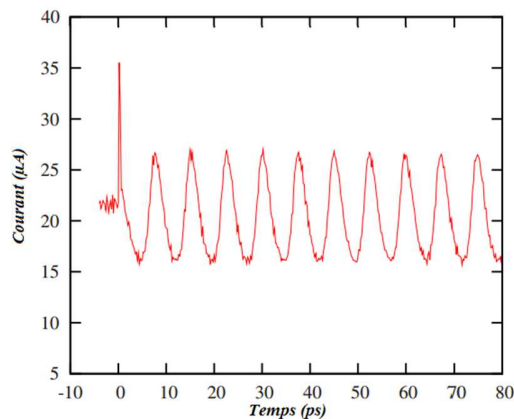


Figure II - 20 : Oscillations de courant d'un SSD en InGaAs [40].

L'origine de ces oscillations est la formation de domaines d'électrons près de l'entrée du canal (où le champ est plus élevé en raison de l'asymétrie de la diode) et leur déplacement le long du canal entre les deux terminaux. Ce phénomène appelé oscillations Gunn, est un phénomène au cours duquel les électrons peuvent passer de la vallée  $\Gamma$ , à la vallée L. Ce passage d'une vallée à une autre provoque le ralentissement des électrons dû à l'augmentation de leur masse effective. Ce ralentissement favorise la formation de domaines électroniques [97]. La fréquence d'oscillation correspond essentiellement à la vitesse de saturation du matériau divisée par la distance parcourue par les domaines électroniques. La distance entre le contact et le canal doit être assez suffisante afin de permettre la thermalisation des électrons avant leur arrivée au canal.

Les oscillations Gunn ont été aussi modélisées dans les SSDs en GaN à larges canaux. Le GaN présente en effet quelques avantages face à l'InGaAs [96] ou au GaAs tel qu'un temps de relaxation énergétique plus petit, une vitesse de saturation plus élevée, une puissance de radiation THz plus importante susceptible d'être générée, ... Ces avantages ont permis aux SSDs en GaN d'atteindre des fréquences théoriques de l'ordre de 300 GHz avec une polarisation de 30 V [16]. Notons que le GaN supporte les fortes polarisations mieux que l'InGaAs ne soit susceptible de le faire. Enfin, J. F. Millithaler et al. [98] ont proposé une optimisation des SSDs en GaN en créant des canaux en forme de V (Figure II - 21). Les

tranchées isolantes sont effectuées de façon à avoir un angle  $2\alpha$  entre les deux. Cette architecture permet de diminuer la tension de seuil et donc la tension à partir de laquelle les oscillations Gunn pourront être observées. Ceci réduit donc le réchauffement et améliore davantage la dissipation thermique du composant.

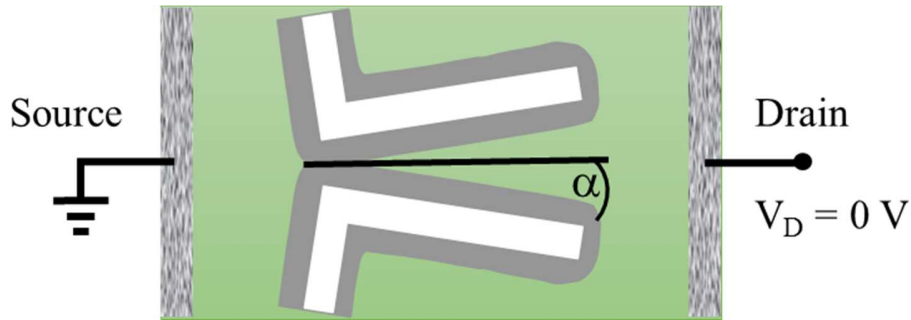


Figure II - 21 : SSD en forme de V.

L'architecture entièrement planaire des SSDs permet un rayonnement dans la direction normale à la surface du dispositif en raison du champ électrique oscillant dans le plan. Afin d'augmenter l'efficacité des oscillations Gunn, cette architecture permet de coupler facilement une antenne adaptée au dispositif, par un simple dépôt métallique, mais aussi de disposer en parallèle plusieurs SSDs afin de fournir des niveaux de courant plus importants.

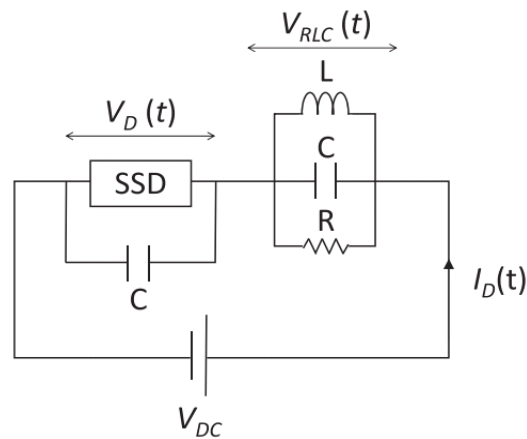


Figure II - 22 : Circuit de configuration de la mise en série d'un SSD avec un circuit RLC parallèle.

Afin de contrôler expérimentalement le comportement oscillant des dispositifs qui agissent en tant qu'oscillateurs libres, les SSDs doivent être intégrées en série dans un circuit résonnant externe de type RLC parallèle. Nous pouvons voir dans la Figure II - 22 le circuit proposé par B. G. Vasallo et al. [99] [100]. La simulation MC intrinsèque du SSD a été couplée à la résolution d'un circuit résonnant RLC parallèle connectés en série. La même méthode de

simulation MC que celle expliquée dans le §3.2 a été utilisée pour analyser le fonctionnement des oscillations Gunn dans des SSDs à tranches parallèles et des SSDs en V. Il a été démontré dans ces travaux que les oscillations Gunn dans les SSDs en GaN voient leur fréquence diminuée en raison des effets thermiques puisque ces derniers conduisent à la diminution de la vitesse de dérive du domaine Gunn. De plus l'efficacité de conversion courant continu – courant alternatif  $\eta$  d'au moins 0,18% peut être atteinte, fournissant des oscillations à 0,30 THz à température ambiante. Les SSDs en V ont montré une meilleure efficacité de conversion d'au moins 0,35%.

Cependant ces phénomènes restent théoriques et n'ont pas été encore démontrés expérimentalement. Jusqu'à l'heure actuelle, il n'y a pas eu de preuves expérimentales des oscillations Gunn dans les dispositifs à base de GaN aux fréquences THz, en partie parce que la solution la plus probable pour surmonter les problèmes pratiques, qui est la fabrication de diodes avec résonateurs RLC intégrés n'est pas encore possible.

## 5 Situation du sujet de thèse

---

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des travaux cités dans le paragraphe précédent : P. Sangaré et al. [12], de J. Torres et al. [13] et de A. Íñiguez-de-la-Torre [16]. Le but sera de caractériser des échantillons SSDs en GaN en tant que détecteurs directs mais aussi en tant que mélangeurs hétérodynes. Le comportement de ces SSDs à plus hautes fréquences jusqu'à 690 GHz sera étudié en fonction de leur nombre, de leur polarisation, de leur nature et de leur géométrie, c'est-à-dire en fonction de la longueur et de la largeur des canaux.

Même si les matériaux III-V à bande interdite étroite comme l'InAs ou l'InSb sont plus adaptés pour les applications THz, dans ce travail, le choix du GaN a été fait parce que les SSDs à base de ce semi-conducteur sont théoriquement capables d'émettre des radiations THz via le mécanisme des oscillations Gunn. Dans ce contexte, notre objectif final est de concevoir à moindres coûts un système émetteur/détecteur sub-téraherz et téraherz intégré, qui sera compact, fonctionnel à température ambiante, accordable et puissant.

## 6 Échantillons mises à notre disposition

Afin de parvenir à mon objectif final j'avais en ma possession deux échantillons contenant des SSDs en GaN. Dans le premier, les SSDs ont des canaux larges fabriqués par gravure et conçus à la base pour des manipulations en émission. Dans le deuxième, les SSDs ont des canaux étroits fabriqués par implantation ionique et conçus à la base pour des manipulations en détection. Un autre échantillon en InGaAs sera étudié juste en détection directe, afin de le positionner par rapport à nos échantillons en GaN de référence. Ce dernier nous a été fourni à la base, afin de tenter des expériences en mélange hétérodyne en utilisant le battement optique de deux lasers infrarouges comme oscillateur local. Malheureusement, plusieurs tentatives de ces expériences ont échoué.

### 6.1 Échantillons SSDs en GaN

#### 6.1.1 Échantillon « GaN1 »

Cet échantillon est fabriqué à l'IEMN – Lille. Il contient plusieurs composants. La Figure II - 23 représente le masque électronique utilisé pour sa réalisation.

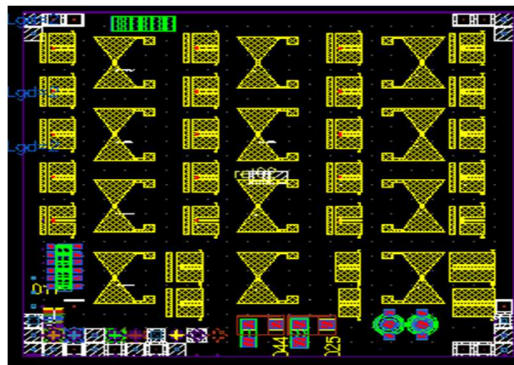


Figure II - 23 : Échantillon « GaN1 » contenant plusieurs composants à base de SSDs gravés dans du GaN.

Nous pouvons distinguer sur celle-ci quatre colonnes contenant des contacts métalliques de type CPW<sup>1</sup> entre lesquelles sont intercalées trois colonnes avec des antennes de type bow-tie. Ce sont ces derniers composants qui nous intéressent et que nous utiliserons dans notre travail. Les composants de la première et la deuxième colonne seront étudiés en détections directe et hétérodyne d'ondes THz. Ceux de la troisième colonne ont été utilisés

<sup>1</sup> Coplanar Waveguide.

dans des tentatives d'émission d'ondes THz qui n'ont abouti à quelconques résultats à cause de quelques problèmes techniques.

Chaque antenne est reliée en son centre à 32 ou 16 SSDs, de longueurs et largeurs différents, réalisés par gravure sèche et disposés en parallèle. Nous notons L/W/N pour Longueur (nm)/Largeur (nm)/Nombre. Dans la

1. Première colonne à partir du bas nous avons : L/W/N = 500/500/32, L/W/N = 500/500/16, L/W/N = 500/750/32 et L/W/N = 500/750/16.
2. Deuxième colonne à partir du bas nous avons : L/W/N = 1000/750/32, L/W/N = 1000/750/16, L/W/N = 1000/500/32 et L/W/N = 1000/500/16.
3. Troisième colonne à partir du bas nous avons : L/W/N = 1000/500/16, L/W/N = 1000/400/16, L/W/N = 1000/500/32 et L/W/N = 1000/400/32. Les SSDs de cette colonne sont des composants ayant une géométrie dite V-shape appelés aussi V-SSDs. Leur largeur à l'entrée du canal côté source est de 300 nm et W est la largeur à la sortie du canal côté drain.

### 6.1.2 Échantillon « GaN2 »

Pour améliorer la rectification du courant et donc la sensibilité (voir chapitre III), la largeur du canal doit être réduite. Cette réduction n'est pas facilement réalisable avec la gravure sèche. Nous avons alors à notre disposition un autre échantillon que nous appelons « GaN2 » fabriqué de la même manière que le « GaN1 » sauf que les isolations sont réalisées par une implantation ionique d'atomes d'argon ( $Ar^+$ ) ayant une définition meilleure pour la réalisation des canaux étroits (en dessous de 200 nm).

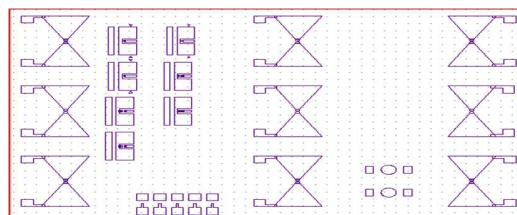


Figure II - 24 : Échantillon GaN2 contenant plusieurs composants à base de SSDs implantés dans du GaN.

Dans la Figure II - 24 est représenté l'échantillon « GaN2 ». Nous distinguons là aussi 3 colonnes d'antennes bow-tie :

1. Première colonne à partir du bas nous avons : L/W/N = 500/200/16, L/W/N = 500/175/16, L/W/N = 500/150/16.

2. Deuxième colonne à partir du bas nous avons :  $L/W/N = 750/200/16$ ,  $L/W/N = 750/175/16$ ,  $L/W/N = 750/150/16$ .
3. Troisième colonne à partir du bas nous avons :  $L/W/N = 1000/200/16$ ,  $L/W/N = 1000/175/16$ ,  $L/W/N = 1000/150/16$ .

Tous les composants de ses deux échantillons sont donc à base de nanocanaux unipolaires de 2DEG de type GaN, car gravés ou implantés dans une hétérojonction  $Al_{0,3}Ga_{0,7}N/GaN$  fabriquée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD). Une épaisseur de  $1.8 \mu m$  de GaN est déposée sur un substrat de silicium de haute résistivité et d'orientation (111) et d'épaisseur  $300 \mu m$ . Ensuite  $23 \text{ nm}$  de  $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$  sont déposés et sont suivies de  $5 \text{ nm}$  de SiN (couche de passivation) (Table II - 3).

Table II - 3 : Structure épitaxiale de SSDs en GaN.

Couche	Matériau	Épaisseur
Passivation	SiN	5 nm
Barrière	$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$	23 nm
Canal	GaN	1,8 $\mu m$
Substrat	Si	300 $\mu m$

Le 2DEG dans le puits quantique est situé à  $23 \text{ nm}$  en dessous de la surface. La densité d'électrons et leur mobilité à température ambiante sont  $n = 6,04 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  et  $\mu = 1200 \text{ cm}^2/V.s$  respectivement. Les contacts ohmiques ( $R_C = 0,4 \Omega.mm$ ) ont été dessinés par une lithographie à l'aide d'une résine électronique positive de Poly-Méthyle Méthacrylate (PMMA). Ils ont ensuite été formés par un recuit rapide à  $900^\circ C$  de couches métalliques successives Ti/Al/Ni/Au après avoir pris le soin de retirer la couche de SiN par une gravure ionique ou plasma (IBE<sup>1</sup>) afin de réaliser un contact métal/SC. Le dispositif a été ensuite isolé par une implantation ionique d'ions d'hélium  $He^+$ .

Quant à la formation des nanocanaux, ils ont été dessinés par lithographie électronique toujours en utilisant le PMMA positif. Dans le cas du premier échantillon « GaN1 », ils ont été réalisés par une gravure plasma à couplage inductif (ICP<sup>2</sup>) avec une vitesse de gravure moyenne de  $140 \text{ nm/min}$ . Dans le cas du deuxième échantillon « GaN2 », ils ont été réalisés par un bombardement atomique d'ions d'argon avec une énergie de  $150 \text{ keV}$ . L'implantation d'ions est en mesure d'atteindre la couche de GaN. L'énergie d'implantation a été déterminée

<sup>1</sup> Ion Beam etching

<sup>2</sup> Inductively Coupled Plasma.



en utilisant le logiciel Stopping and Range of Ion in Matter 2008®. Dans ce cas, la géométrie des tranchées d'isolation est correctement définie. Par contre, le processus d'implantation d'ions d'Ar<sup>+</sup> induit une largeur effective du canal plus étroite du fait de la diffusion des ions dans la structure et donc de l'augmentation de la largeur de déplétion [12]. Enfin, la couche métallique supérieure (Ti/Pt/Au) est déposée pour former soit une ligne d'accès de guide d'ondes coplanaires pour l'accès RF soit pour déposer une antenne bow-tie.

A l'aide d'un logiciel de simulation numérique de type Schrödinger-Poisson, le diagramme de bandes ainsi que la densité volumique de charge  $n$  de cette hétérostructure a été réalisée à l'IEMN (Figure II - 25).

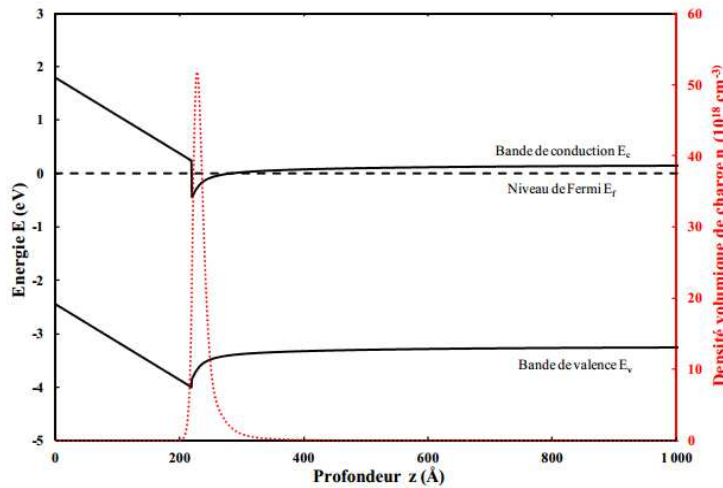


Figure II - 25 : Diagramme de bandes et densité volumique de charge pour l'hétérostructure  $Al_{0,3}Ga_{0,7}N/GaN$ .

Un puits d'énergie quasi triangulaire est formé à l'interface  $Al_{0,3}Ga_{0,7}N/GaN$  où se concentre la quasi-totalité des charges (sur les deux premiers niveaux quantiques). La densité surfacique d'électrons  $n_s$  dans ce puits est de l'ordre de  $1,25 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  [101].

## 6.2 Échantillon SSDs en InGaAs

Comme nous l'avons évoqué précédemment les premiers SSDs ont été fabriqués dans des hétérojonctions de type  $In_{0,65}Ga_{0,35}As/InAlAs$  [10] [93], ce qui rend la technologie de fabrication à base de l'InGaAs bien établie. L'échantillon « InGaAs » utilise la même hétérostructure et est fabriqué par le Microwave Electronics Laboratory à l'Université de technologie de Chalmers en Suède. La structure épitaxiale est la même que celle des HEMTs fabriqués sur substrat en InP (phosphore d'indium) par J. Scheeh et al. [102].

Table II - 4 : Structure épitaxiale de SSD en InGaAs.

Couche	Matériau	Épaisseur
Passivation	SiN	25 nm
Recouvrement	$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	20 nm
Barrière	$\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$	14 nm
Canal	$\text{In}_{0,65}\text{Al}_{0,35}\text{As}$	15 nm
Tampon	$\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$	500 nm
Substrat	InP	400 $\mu\text{m}$

Cette structure est réalisée par épitaxie par jet moléculaire (MBE<sup>1</sup>) (Table II - 4). La couche tampon  $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$  est déposée directement sur le substrat en InP car leurs paramètres de mailles sont adaptés. Un  $\delta$ -doping en Si de densité de  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  est placé à une profondeur de 11 nm dans la barrière. L'espaceur fait 3 nm d'épaisseur. La couche de recouvrement est fortement dopée en Si ( $10^{19} \text{ cm}^{-2}$ ). À température ambiante la mobilité et la densité électroniques sont égales à  $11400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  et à  $2,8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  respectivement. Les tranchées isolantes ont été modelées à l'aide d'une lithographie à faisceau d'électrons et gravées par voie sèche. À leur sortie de la chambre de gravure les SSDs sont nettoyés avec un solvant et passivés avec 25 nm de nitrure de silicium. Enfin, les contacts en Ti/Pt/Au ont été réalisés par un dépôt métallique et les lignes d'accès et les antennes sont fabriquées par un autre dépôt en Ti/Au de la même manière que dans l'échantillon « GaN ».

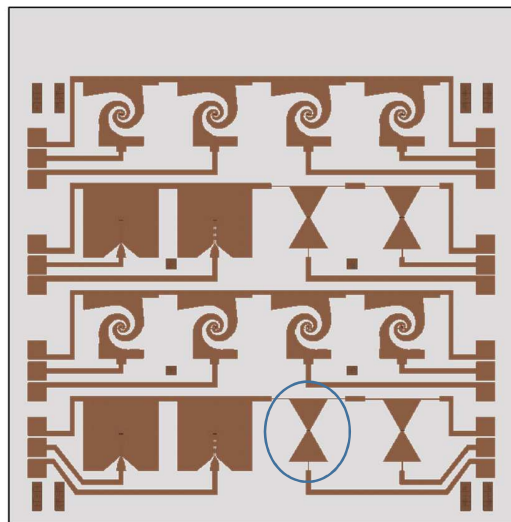


Figure II - 26 : Échantillon InGaAs contenant plusieurs composants à base de SSDs gravés dans du InGaAs.

<sup>1</sup> Molecular Beam Epitaxy

L'échantillon final est représenté dans la Figure II - 26. Il comprend 16 composants avec différents types d'antennes : spirales, dipôles et bow-tie. Nous avons eu l'occasion d'étudier uniquement les le composant suivant :

1. Bow-tie :  $L/W/N = 1000/120/43$ .

### 6.3 Antennes bow-tie

La plupart de nos dispositifs ont une antenne bow-tie, terme anglais qui veut dire noeud-papillon.

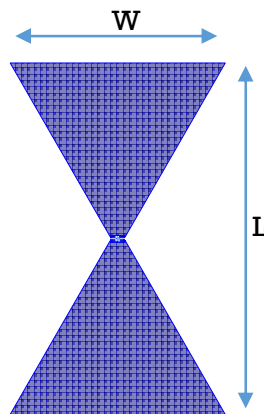


Figure II - 27 : Schéma d'une antenne bow-tie.

Cette antenne est l'association de deux triangles équilatéraux têtes bèches (Figure II - 27). Entre ces deux triangles, se trouve le centre de l'antenne qui est montée en parallèle avec un ou plusieurs dispositifs, dans notre cas se sont des arrangements de SSDs en parallèle. L'angle d'évasion  $\alpha$  de l'antenne est de  $60^\circ$  la base du triangle est la largeur  $W_{ant}$  de cette antenne et la longueur  $L_{ant}$  est donnée alors par:

$$L_{ant} = 2 W_{ant} \cos\left(\frac{\pi}{6}\right) = 1,73 W_{ant} \quad (\text{II} - 13)$$

Cette longueur est approximative car en général les sommets des deux triangles sont tronqués et un petit espace est réservé au centre de l'antenne. L'antenne qui équipe les dispositifs en GaN (Figure II - 28) fait  $415 \mu\text{m}$  en largeur et  $720 \mu\text{m}$  en hauteur au lieu de  $718 \mu\text{m}$  et avec un espacement de  $4 \mu\text{m}$ . Ça veut dire qu'il y a un espacement de  $2 \mu\text{m}$  entre les deux triangles et un enlèvement de  $1 \mu\text{m}$  de chaque sommet. L'antenne bow-tie du SSD en InGaAs est similaire avec une largeur de  $416 \mu\text{m}$  et une longueur de  $676 \mu\text{m}$  au lieu de  $720 \mu\text{m}$ , le tronquage étant plus important.

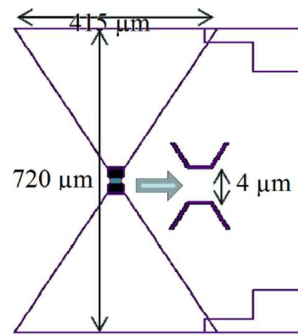


Figure II - 28 : Antenne bow-tie des SSDs en GaN.

L'impédance d'entrée de ce type d'antenne est donnée par la relation suivante [103]:

$$Z_{ant} = 120 \ln \left[ \cot g \left( \frac{\alpha}{4} \right) \right] \quad (\text{II} - 14)$$

Ce qui nous donne une impédance de l'ordre de la centaine d'ohms ( $\sim 160 \Omega$ ). Puisque cette formule n'est pas exacte et qu'elle s'applique initialement à l'antenne biconique et non pas plane comme dans notre cas, nous verrons que cette valeur n'est pas exacte même si l'ordre de grandeur reste juste.

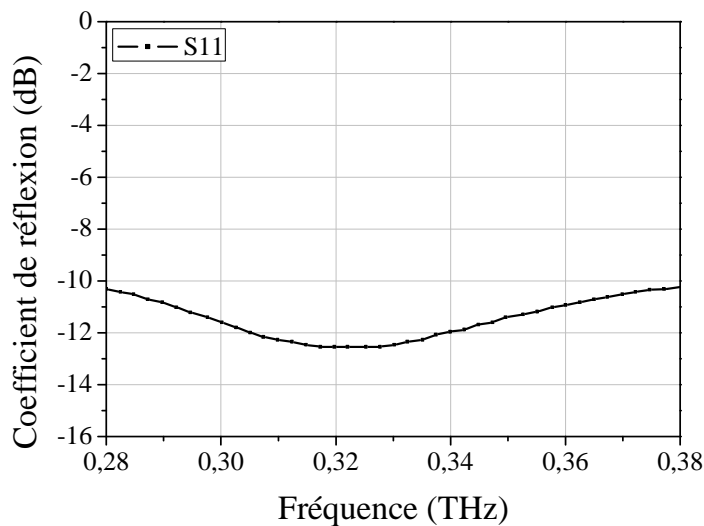


Figure II - 29 : Coefficient de réflexion de nos antennes bow-tie entre 0,280 et 0,380 THz.

Le coefficient de réflexion S11 de cette antenne a été simulé par l'équipe de l'Université de Chalmers. Cette antenne est une antenne large bande conçue de façon à fonctionner dans la gamme de fréquences 0,280 – 0,380 THz qui correspond à la gamme de fréquence de l'une de nos sources THz (voir chapitre III). En effet d'après le graphe de la

Figure II - 29, sur toute cette gamme de fréquences le taux de réflexion est en dessous de -10 dB avec une meilleure adaptation autour de 320 GHz.

## 6.4 Supports d'échantillons

Les échantillons « GaN1 » et « InGaAs » sont montés sur des supports de type FR4 fabriqués en interne à l'IES. Le support est spécialement conçu afin de permettre une adaptation d'impédance entre nos rectennas (ensemble SSDs + antenne, voir chapitre III) et notre appareillage de mesure (Figure II - 30). Il s'agit d'un support de type Roger® 4550, en verre teflon recouvert des deux côtés par une couche en cuivre d'épaisseur de 35  $\mu\text{m}$  pour une épaisseur totale de 1,6 mm et une permittivité relative  $\epsilon_r = 4,5$ . Les pistes sont dessinées à l'aide du logiciel Target® et les gravures sont réalisées avec la machine LPKF ProtoMat® S63. Nous avons réservé un trou au centre du support afin de dégager l'arrière de l'échantillon et de pouvoir insérer une lentille Si. L'intérêt de cette dernière sera abordé dans le chapitre III.

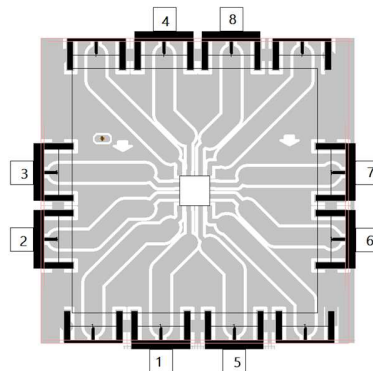


Figure II - 30 : Schéma d'un support de type FR4.

Chaque rectenna est reliée par son antenne du côté du drain à une piste haute fréquence (HF) numérotée de 1 à 8, et du côté de sa source au plan de masse, via des microsoudures en or réalisées en salle blanche. Au bout de chaque piste est placé un connecteur SMA (SubMiniature version A). Les lignes de ce supports ont une impédance de 52  $\Omega$  et sont adaptées du côté de l'échantillon, grâce à un « taper » de façon à pouvoir connecter des dispositifs ayant des impédances pouvant aller jusqu'à 200 k $\Omega$ . Les pertes de conversion de ce support ont été simulées à l'aide du logiciel CST MICROWAVE STUDIO® et son gain relatif (inverse des pertes de conversion) est représenté dans la Figure II - 31.

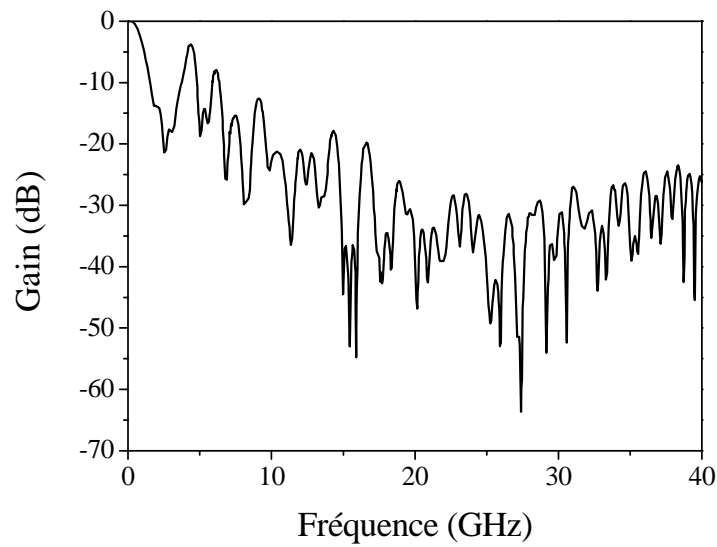


Figure II - 31 : Pertes de conversion du support FR4 avec un trou au centre.

L'échantillon « GaN2 » est monté sur un support de type PCB (Printed Circuit Lines) (Figure II - 32). Il s'agit d'un circuit tel que les lignes électriques qui y sont imprimées soient conçues pour un fonctionnement en régime continu. Elles ne sont pas adaptées en impédances et de ce fait ne laissent pas passer des fréquences de l'ordre de GHz. De ce fait, les dispositifs de cet échantillon ne peuvent pas fonctionner en détection hétérodyne mais seulement en détection directe (voir chapitre VI).

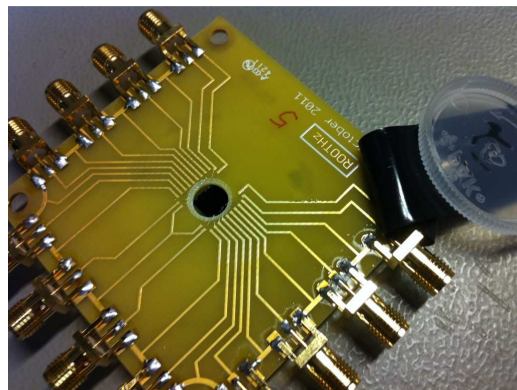


Figure II - 32 : Photo d'un support de type PCB.

## 6.5 Caractérisations électriques en régime statique

Cette partie du chapitre présente l'étude des caractéristiques  $I(V)$  de nos échantillons en fonction de la largeur, de la longueur, du nombre des nanocanaux mises en parallèles et de la nature des matériaux (GaN ou InGaAs).

Les acquisitions  $I(V)$  ont été prises d'une manière complètement automatisée à l'aide d'un générateur/multimètre de tension/courant de type Keithley® 2602 System. Ce dernier est relié par un câble GPIB à un ordinateur et piloté par un programme développé sous LabVIEW®. Les dispositifs sont reliés au Keithley à l'aide d'un adaptateur SMA/BNC et d'un câble BNC (Baby Neill-Concelman). Les informations nécessaires à rentrer dans le programme seront la tension initiale, la tension finale, le pas, et le courant de saturation à ne pas dépasser par mesure de précaution afin de ne pas griller les dispositifs. Après exécution, le programme récolte les caractéristiques  $I(V)$  et les classe sous forme d'un tableau. Une fois les courbes  $I(V)$  tracées nous pouvons extraire  $R_0$ , l'impédance du composant à zéro volt et  $\gamma$ , la courbure définie comme étant le rapport entre la dérivée seconde de  $I(V)$  et la conductance dynamique.

### 6.5.1 SSDs en GaN : impédances d'un SSD et de l'antenne bow-tie

Étant donné que nous avons différents composants à base de GaN ayant différentes largeurs et longueurs, il serait utile d'étudier l'influence de ces deux paramètres sur  $R_0$ . Au départ nous avons pensé à déduire des  $I(V)$  les caractéristiques  $I(V)$  par un SSD, c'est-à-dire divisé la valeur du courant par le nombre des SSDs mis en parallèle. Prenons par exemple les deux dispositifs 500/500/32 et 500/500/16. Ces deux composants possèdent la même antenne bow-tie. D'un point de vue électrique, la première est en série avec 32 SSDs et la deuxième est en série avec 16 SSDs (Figure II - 33).

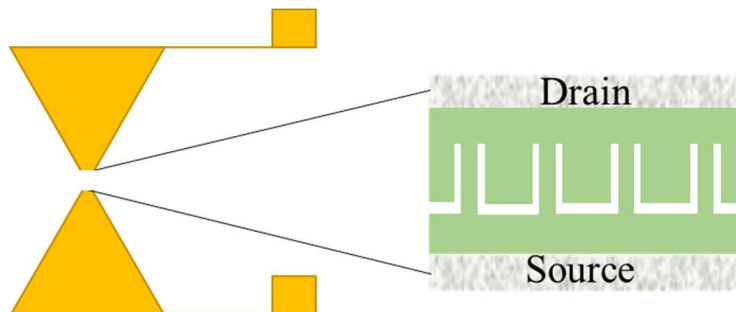


Figure II - 33 : Schéma de l'ensemble du dispositif, antenne en série avec plusieurs SSDs en parallèles.

Dans la Figure II - 34, nous avons tracé leurs caractéristiques  $I(V)$ . Il est tout à fait normal que le dispositif à 32 SSDs débite plus de courant que celui à 16 SSDs. Et la forme S est due au fait qu'il s'agit de larges canaux. Maintenant nous allons diviser les valeurs des courants respectivement par 32 et 16 afin d'extraire le courant délivré par un SSD seul (Figure II - 35).

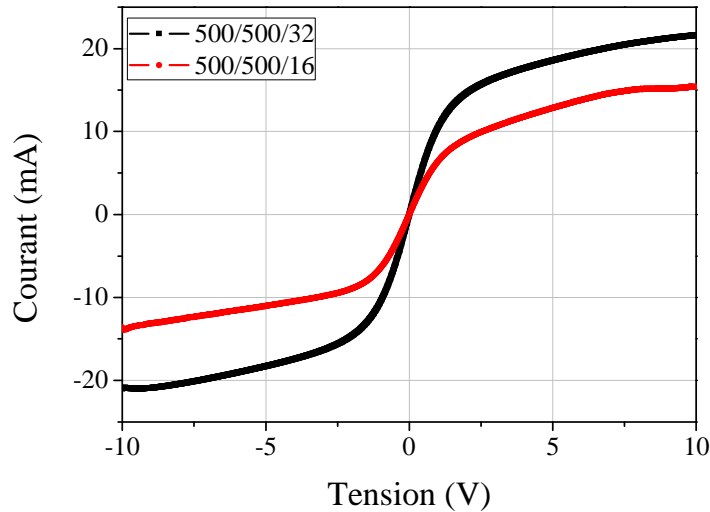


Figure II - 34 : Caractéristiques  $I(V)$  des deux rectennas à base de SSDs en GaN tel que  $L/W/N = 500/500/32$  et  $500/500/16$ .

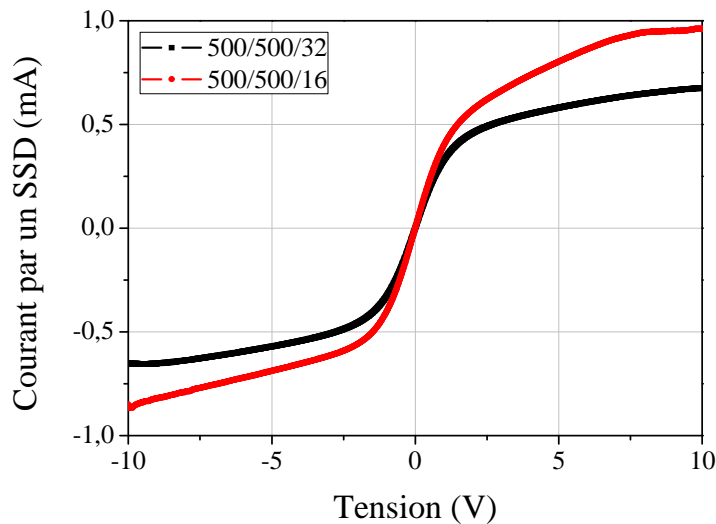


Figure II - 35 :  $I(V)$  par un SSD extraites des deux rectennas à base de SSDs en GaN tel que  $L/W/N = 500/500/32$  et  $500/500/16$ .



Alors que nous devons obtenir la même caractéristique  $I(V)$  par un SSD car il s'agit du même SSD ayant  $L = W = 500$  nm, nous avons obtenu une légère différence. Ceci pourra être attribué à l'antenne mise en série dans les deux composants. En effet, comme nous l'avons expliqué précédemment nos composants sont formés par des SSDs disposés en parallèle avec une antenne en bow-tie, tout le système s'appelle rectenna. Les mesures des caractéristiques  $I(V)$  prennent alors en compte la contribution de cette antenne qui est identique que ce soit 16 ou 32 SSDs, nous pouvons alors écrire :

$$R_1 = R_{ant} + R_{32SSD} = R_{ant} + \frac{R_{1SSD}}{32} \quad (\text{II - 15})$$

$$R_2 = R_{ant} + R_{16SSD} = R_{ant} + \frac{R_{1SSD}}{16} \quad (\text{II - 16})$$

tel que  $R_1$  et  $R_2$  sont les impédances des rectennas à base de 32 SSDs et à base de 16 SSDs respectivement,  $R_{ant}$  est l'impédance de l'antenne,  $R_{XSSD}$  est l'impédance de X SSDs en parallèle et  $R_{1SSD}$  est l'impédance d'un seul SSD. Après tout développement fait nous pouvons écrire :

$$R_{ant} = 2R_1 - R_2 \quad (\text{II - 17})$$

$$R_{1SSD} = 32(R_2 - R_1) \quad (\text{II - 18})$$

Nous pouvons conclure qu'il est possible d'extraire  $R_{ant}$  et  $R_{1SSD}$  à partir des caractéristiques  $I(V)$  de deux rectennas à base de 32 et 16 SSDs ayant la même géométrie.  $R_1$  et  $R_2$  seront déterminées en traçant à l'origine des courbes  $I(V)$  les pentes respectives. Les résultats sont présentés dans la Table II - 1. En notant  $R_{L/W}$  l'impédance d'un SSD ayant une longueur L et une largeur W, nous obtenons en appliquant l'équation (II - 18) :  $R_{1000/500} = 3520 \Omega$ ,  $R_{1000/750} = 1824 \Omega$ ,  $R_{500/500} = 1696 \Omega$  et  $R_{500/750} = 2912 \Omega$ .

Quant à  $R_{ant}$ , grâce à l'équation (II - 17), nous trouvons des valeurs de l'ordre de quelques dizaines d'ohms  $13 \Omega$  dans les rectennas à base de SSDs de 1000 nm de longueur et  $30 \Omega$  dans les rectennas à base de SSDs de 500 nm de longueur. Ces valeurs restent de même ordre de grandeur que la valeur obtenue grâce à l'équation (II - 14).

Table II - 1 : Impédances de différentes rectennas de l'échantillon « GaN1 ».

Longueur (nm)	Largeur (nm)	Nombre de SSDs	Impédance ( $\Omega$ )
1000	500	16	207
1000	750	16	127
500	500	16	132
500	750	16	153
1000	500	32	97
1000	750	32	70
500	500	32	79
500	750	32	62

### 6.5.2 SSDs en GaN : impédance en fonction de la longueur et de la largeur

À ce stade, nous ne savons pas encore exactement ce qui influence le plus l'impédance d'un SSD le plus : sa longueur ou sa largeur ? Afin de parvenir à répondre à cette question, nous avons considéré les rectennas en entier, ça veut dire que les impédances tiennent compte de la présence de l'antenne et de tous les SSDs disposés en parallèle. Nous avons choisi en premier temps de faire l'étude sur les composants à 32 SSDs de l'échantillon « GaN1 ». Avec ce nombre de SSDs en parallèle l'impédance de l'antenne influe moins sur les résultats. Les impédances ont été calculées de la même façon que précédemment en traçant la pente à zero volt sur les caractéristiques I(V) de chaque rectenna.

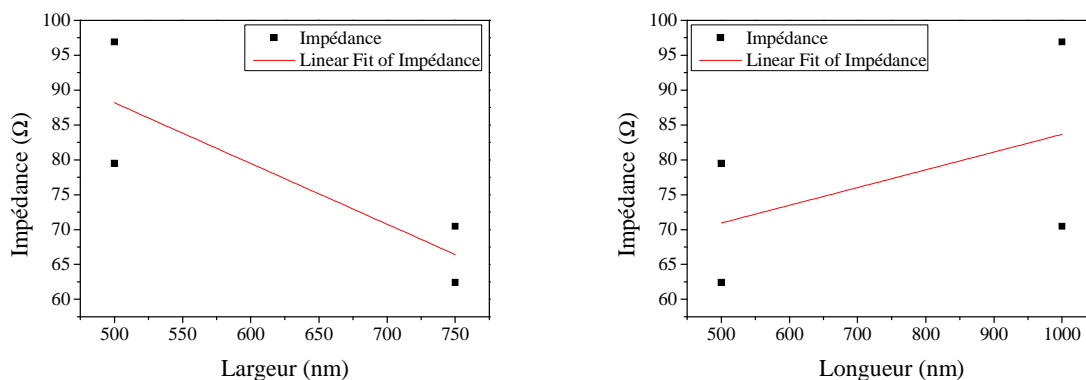


Figure II - 36 : Impédance à 0 V d'un dispositif à 32 SSDs en fonction de leur largeur et longueur.

Les résultats sont représentés sous formes de graphes dans la Figure II - 36, Nous pouvons conclure que la largeur et la longueur des nanocanaux influencent l'impédance du dispositif final. Cette dernière diminue avec la largeur et augmente avec la longueur. En traçant les deux pentes nous pouvons conclure que l'influence de la largeur domine avec  $-87 \text{ m}\Omega/\text{nm}$  alors que l'effet de la longueur est de  $+25 \text{ m}\Omega/\text{nm}$  soit un facteur de 3,5 fois.

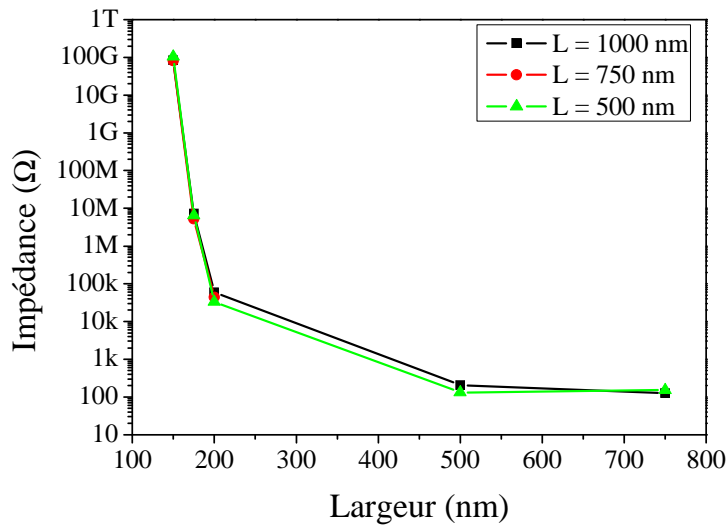


Figure II - 37 : Impédance à 0 V d'un dispositif à 16 SSDs en fonction de leur largeur et pour différentes longueurs.

Afin d'étendre l'étude de l'effet de la largeur sur des dispositifs ayant des canaux plus étroits, nous avons utilisé l'échantillon « GaN2 ». Ce dernier ne contient que des dispositifs à base de 16 SSDs ce qui nous oblige alors de le comparer avec les dispositifs à 16 SSDs de l'échantillon « GaN1 ». D'un autre côté, les antennes sont les mêmes pour les dispositifs des deux échantillons. À partir du graphe de la Figure II - 37, l'effet de la largeur est bien visible. L'impédance à 0 V ne dépend pas de la longueur du canal mais uniquement de sa largeur. Cette impédance décroît de quelques centaines de giga ohms pour une largeur de 150 nm à quelques dizaines d'ohms pour une largeur de 750 nm. Ce résultat est en accord avec les explications théoriques du fonctionnement des SSDs (§2.3.2). La fermeture du canal est en effet liée à la largeur de la zone de déplétion induite par les charges de surfaces. Cette zone de déplétion ayant une largeur fixe, l'impédance du canal augmente lorsque la largeur du canal diminue. La largeur de déplétion a été déterminée par P. Sangaré et al. en utilisant des SSDs gravés à canaux étroits et en repérant le SSD pour laquelle la tension de seuil est nulle, à ce

moment-là, la largeur réelle de ce SSD est alors égale à  $2W_d$ . Pour les SSDs gravés  $W_d = 30$  nm et pour les SSDs implantés  $W_d = 86$  nm [12].

### 6.5.3 SSDs en GaN : caractéristiques I(V) Diode-like et S-shape

Nous avons vu précédemment (§2.3) que les SSDs peuvent avoir en fonction de leurs largeurs deux sortes de caractéristiques I(V), Diode-like et S-shape. Dans le cas de l'échantillon « GaN1 » contenant uniquement des dispositifs à base de SSDs de largeurs de plus de 500 nm, les caractéristiques I(V) de ces derniers étaient S-shape. Par contre, dans l'échantillon « GaN2 », contenant des SSDs implantés, nous avons toutes sortes de caractéristiques I(V). Prenons pour exemple le dispositif à 16 SSDs tel que  $L = 750$  nm, les caractéristiques I(V) sont tracées dans la Figure II - 38.

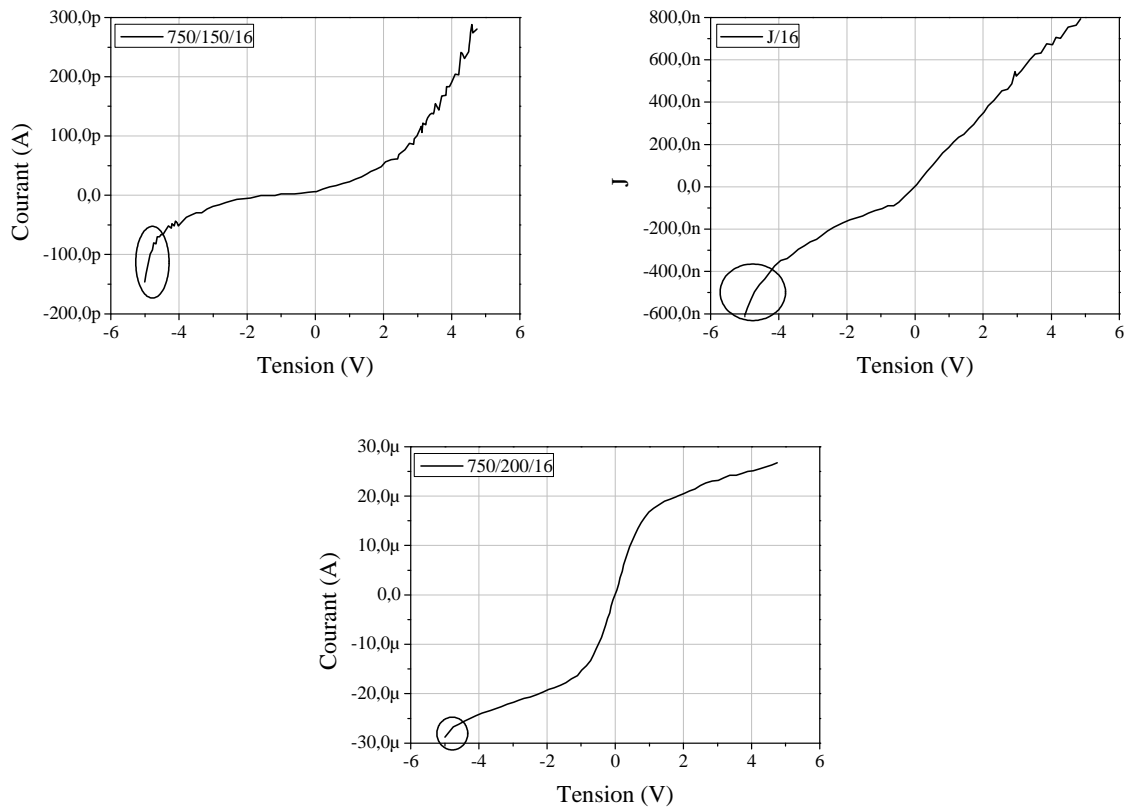


Figure II - 38 : Caractéristiques I(V) de trois dispositifs à 16 SSDs tels que leur longueur est  $L = 750$  nm, et leurs largeurs sont  $W = 150, 175$  et  $200$  nm.

Dans le cas où  $W = 150$  nm, nous pouvons identifier un comportement d'une diode fermée pour des tensions négatives et ouvertes pour des tensions positives. Sa tension de seuil supérieure est de  $-1$  V, nous pouvons alors conclure que la largeur 150 nm est légèrement

supérieur à la largeur totale  $2W_d$  des zones de déplétions dans le canal. Ceci est dans le même ordre de grandeur trouvé dans la référence [12] où les auteurs ont estimé que la largeur totale de déplétion est de 172 nm soit  $W_d = 86$  nm. Une deuxième tension de seuil inférieure est située à -1,9 V, ceci est dû à la polarisation négative et l'effet de charges des états de surface (encerclés, voir §2.3.3). Dans le cas où  $W = 200$  nm nous avons une caractéristique  $I(V)$  en forme de S, car le canal est large par rapport aux zones de déplétion induites par les charges de surface. Toutefois nous pouvons toujours observer à -4 V l'effet de charges des états de surface et le déversement des électrons dans le canal ce qui a pour effet d'augmenter le courant. Le cas où  $W = 175$  nm présente une situation intermédiaire aux deux cas précédents : pour les tensions positives la saturation n'est pas atteinte et le canal n'est pas complètement ouvert, alors que pour les tensions négatives l'effet de charges des états de surface est encore important et bien visible.

#### 6.5.4 SSDs en InGaAs

Pour ces SSDs nous ne pouvons pas fournir une étude aussi détaillée que celle pour les SSDs en GaN car nous avons eu l'occasion de manipuler uniquement un dispositif (voir §6.2). Sa caractéristique  $I(V)$  est donnée dans la Figure II - 39. Elle est en forme de S, c'est-à-dire que sa largeur de 120 nm reste supérieure à la largeur totale des zones de déplétion dans les canaux qui est de l'ordre de 30 nm comme rapportée par A. Westlund de l'Université de Chalmers qui a fabriqué ces dispositifs.

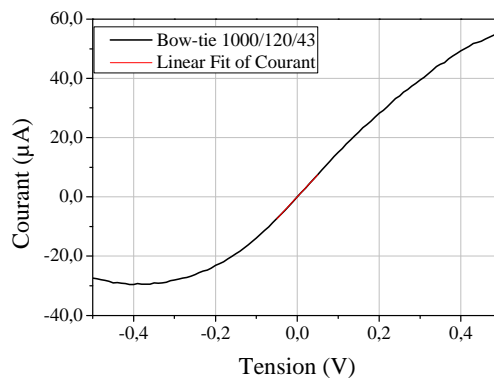


Figure II - 39 : Caractéristiques  $I(V)$  du dispositif SSDs en InGaAs étudié.

D'après le tracé de la pente à 0 V nous avons déterminé l'impédance à zéro volt de ce dispositif. L'ensemble des informations est donnée dans la Table II - 5.

Table II - 5 : Caractéristiques et impédance à 0 V du dispositif à base de SSDs en InGaAs.

Type d'antenne	Longueur (nm)	Largeur (nm)	Nombre de SSDs	Pente (A/V)	Impédance ( $\Omega$ )	Impédance par un SSD ( $\Omega$ )
Bow-tie	1000	120	43	1,49E-4	6716	156

Notons aussi que les SSDs en InGaAs sont beaucoup plus fragiles que les SSDs en GaN. Alors que ces derniers pouvaient encaisser quelques volts de tension, les SSDs en InGaAs ne restent fonctionnels qu'à basses tensions ( $< 0,5$  V) avant d'atteindre rapidement la saturation. D'un autre côté pour des largeurs similaires (InGaAs (1000/120/43) versus GaN (1000/150/16)), l'impédance du dispositif à base de InGaAs (6 k $\Omega$ ) est un million de fois plus petite que celle du dispositif à base du GaN ( $8,4 \times 10^7$  k $\Omega$ ) et le courant délivré par le dispositif à base de InGaAs est de l'ordre de quelques  $\mu$ A alors que celui délivré par le dispositif à base du GaN est de l'ordre de quelques centaines de pA. L'échantillon « InGaAs » est monté sur un support de type FR4, donc ce dispositif possède une adaptation en impédance favorable pour la détection hétérodyne. Malheureusement nous n'avons pas eu le temps de faire les expériences nécessaires afin de vérifier la possibilité d'utiliser ces composants en tant que mélangeurs hétérodynes d'ondes THz.

## Chapitre III. Détection directe par redressement

Comme nous l'avons discuté dans le chapitre II. Le SSD est une nano-diode complètement plane ayant une caractéristique  $I(V)$  non-linéaire. Cette dernière permet alors le redressement d'un signal sinusoïdal généré, grâce à une antenne réalisée par dépôt métallique, par une onde incidente à l'intérieur du nanocanal. Le système associant une antenne optique et un élément redresseur s'appelle rectenna<sup>1</sup> et est schématisé dans la Figure III - 1.

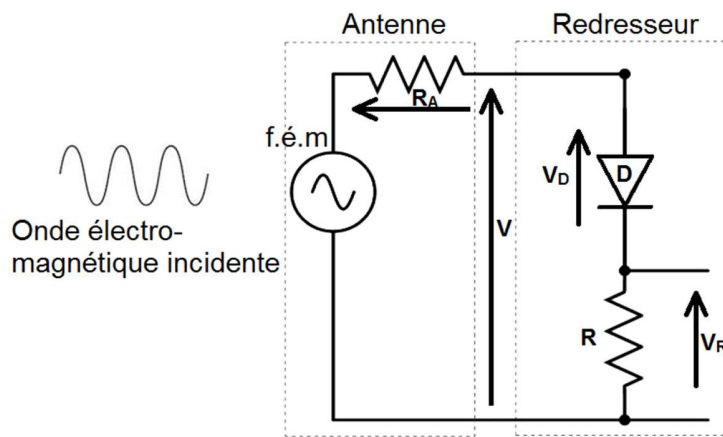


Figure III - 1 : Schéma d'un circuit électrique équivalent d'une rectenna. Une onde électromagnétique incidente est reçue par l'antenne. Le signal alternatif généré dans le circuit est redressé par la diode.

Dans cette figure l'antenne est représentée comme étant une source de tension alternative  $V$  ayant une force électromotrice f.é.m et une résistance interne  $R_A$  placée en série.  $V$  simule la source d'une tension alternative obtenue par la conversion optique de l'onde électromagnétique (EM) incidente. Une diode redresse la tension alternative pour fournir une tension continue.

### 1 Principe du redressement

Considérons une diode de redressement classique de type 1N4005<sup>2</sup>, ayant une caractéristique  $I(V)$  non-linéaire comme celle représentée dans la Figure III - 2a. Plaçons maintenant cette diode dans le montage de la Figure III - 1. Quand  $V_D$  aux bornes de la diode est supérieure à la tension de seuil de celle-ci ( $V_S \sim 0,7$  V), cette dernière conduit, laissant

<sup>1</sup> Rectifying antenna.

<sup>2</sup> Jonction PN de silicium.

passer le courant direct dans la charge R. La tension aux bornes de la charge  $V_R$  est alors égale à la tension  $V$  induite par l'onde électromagnétique moins la tension directe  $V_D$  de la diode moins la tension  $V_{RA}$  aux bornes de la résistance  $R_A$ . Par contre, quand  $V_D$  est inférieure à  $V_S$ , la diode est bloquante. Dans ce cas-là le faible courant qui passe que nous appelons courant de fuite est négligeable par rapport au courant direct (Figure III - 2b).

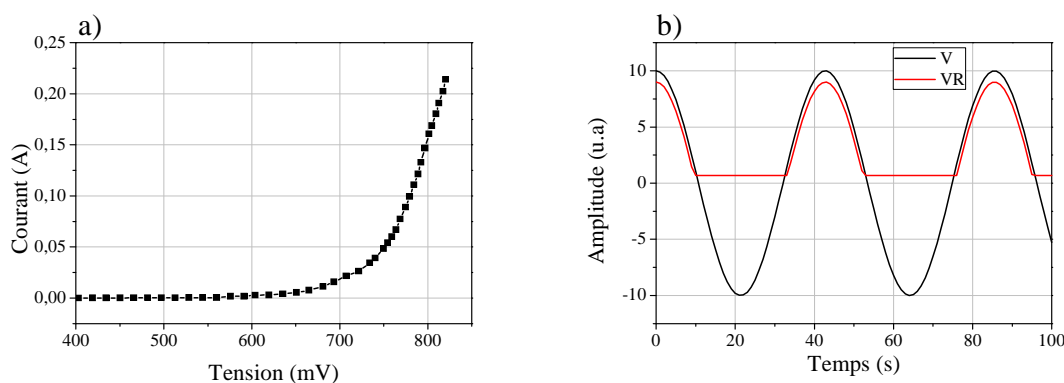


Figure III - 2 : (a) Caractéristique  $I(V)$  d'une diode de redressement de type 1N4005. (b) Redressement du courant avec une diode.

Pour résumer, en présence d'une caractéristique  $I(V)$  non-linéaire, la résistance moyenne à la circulation du courant est plus importante dans un sens que dans l'autre. La valeur moyenne du signal n'est donc plus nulle et peut être mesurée par un voltmètre. C'est ce qu'on appelle la détection directe et c'est la mesure d'une valeur continue qui ne nous donne pas accès à la fréquence. Mais si une diode permet de redresser un signal alors elle est capable de fonctionner à la fréquence de celui-ci. Les exigences principales, pour qu'une rectenna puisse réaliser une telle opération dans le domaine du THz sont :

- Une vitesse électronique du redresseur ultra-élevée pour pouvoir suivre des fréquences THz.
- Une antenne réceptrice conçue de façon à avoir de bonnes performances dans la gamme de fréquences THz. En effet, la tension de sortie se dégrade fortement si la fréquence de la source s'éloigne de la valeur optimale de la fréquence de fonctionnement de la rectenna.
- L'impédance de l'antenne doit être négligeable devant celle de la charge afin de minimiser les pertes et maximiser le rendement de conversion ( $V_R \gg V_{RA}$ ).

Le premier point est assuré par la géométrie asymétrique des diodes SSDs qui renferment un 2DEG leur permettant de suivre des variations de courant à de très hauts



régimes de fréquences. Pour les deux derniers points, il s'agit de l'adaptation de la nature de l'antenne et de sa géométrie (forme, épaisseur,...) qui influencent l'impédance de celle-ci.

H.C Torrey et C.A. Whitmer ont établi la théorie d'une telle détection non-linéaire en régime quadratique appelée en anglais « square-law detection ». Ils ont démontré mathématiquement qu'un détecteur quadratique a une réponse proportionnelle au carré de l'amplitude du signal d'entrée et donc dans notre cas, au carré de l'amplitude de l'onde électromagnétique [43]. En effet, la caractéristique  $I(V)$  peut être écrite sous la forme d'un développement en série de Taylor. Nous nous limiterons à trois termes:

$$I = f(v) = f(v_0) + \left(\frac{df}{dv}\right)_{v_0} (v - v_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2f}{dv^2}\right)_{v_0} (v - v_0)^2 + \dots \quad (\text{III - 1})$$

où  $v_0$  est la tension déterminant le point de fonctionnement (ou point de polarisation) du détecteur. Considérons maintenant une onde électromagnétique incidente sur la rectenna. Elle génère alors dans le détecteur la tension suivante :

$$v_i(t) = V \cos(\omega t + \varphi) \quad (\text{III - 2})$$

où  $V$ ,  $\omega$  sont son amplitude et sa « fréquence ». La tension  $v$  totale générée dans le détecteur est telle que :

$$v - v_0 = v_i(t) \quad (\text{III - 3})$$

En injectant l'équation (III - 3) dans l'équation (III - 1), nous pouvons écrire :

$$I = f(v) = f(v_0) + \left(\frac{df}{dv}\right)_{v_0} (v_i) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2f}{dv^2}\right)_{v_0} (v_i)^2 + \dots \quad (\text{III - 4})$$

Grâce au troisième terme de l'équation (III - 4), nous pouvons conclure que n'importe quel redresseur peut fonctionner en régime quadratique, si et seulement si le signal appliqué est suffisamment petit devant la plage de tension du fonctionnement du redresseur. Dans ce cas, le terme à dérivée seconde ne disparaît pas et nous nous plaçons dans le régime de détection quadratique. Nous pouvons ainsi écrire [104]:

$$I(t) \propto (v_i(t))^2 \quad (\text{III - 5})$$

Dans le cas contraire nous nous retrouvons dans un régime de détection linéaire où la réponse va être tout simplement proportionnelle à l'amplitude du signal détecté.

$$I(t) \propto v_i(t) \quad (\text{III - 6})$$

Nous allons voir par la suite, que dans ce travail de thèse nous nous plaçons dans le régime de détection quadratique grâce aux faibles puissances de nos sources THz.

En utilisant l'équation (III - 4), nous pouvons prédire la sensibilité de notre redresseur ou ce que l'on appelle sa réponse (Responsivity). Pour ce faire, nous injectons l'équation (III - 2) dans l'équation (III - 4) :

$$I = f(v) \approx f(v_0) + \left(\frac{df}{dv}\right)_{v_0} (V \cos(\omega t + \varphi)) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2f}{dv^2}\right)_{v_0} (V \cos(\omega t + \varphi))^2 \quad (\text{III - 7})$$

En moyennant cette équation et en posant  $I_0 = f(v_0)$ , nous obtenons :

$$\Delta I = I_0 + \frac{1}{4} \left(\frac{d^2f}{dv^2}\right)_{v_0} V^2 \quad (\text{III - 8})$$

La puissance moyenne reçue s'exprime de la manière suivante :

$$\langle P \rangle = \langle v_i \times I \rangle \quad (\text{III - 9})$$

$$\langle P \rangle = \langle V \cos(\omega t + \varphi) \times \left[ I_0 + \left(\frac{df}{dv}\right)_{v_0} (V \cos(\omega t + \varphi)) \right] \rangle \quad (\text{III - 10})$$

$$\langle P \rangle = \langle I_0 V \cos(\omega t + \varphi) + \left(\frac{df}{dv}\right)_{v_0} V^2 \cos^2(\omega t + \varphi) \rangle \quad (\text{III - 11})$$

$$\langle P \rangle = \langle 0 + \frac{1}{2} \left(\frac{df}{dv}\right)_{v_0} V^2 \rangle \quad (\text{III - 12})$$

La réponse du détecteur Res exprimée en V/W, est définie comme étant la tension induite dans le détecteur et mesurée par unité de puissance reçue :

$$Res = \frac{\Delta v_i}{\langle P \rangle} \quad (\text{III - 13})$$

or, nous connaissons d'après les équations (III - 8) et (III - 12) :

$$\frac{\Delta I - I_0}{\langle P \rangle} = \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{d^2f}{dv^2}\right)_{v_0}}{\left(\frac{df}{dv}\right)_{v_0}} \quad (\text{III - 14})$$

donc, l'équation (III - 13) devient :

$$Res = \frac{R \times (\Delta I - I_0)}{\langle P \rangle} = \frac{1}{2} R \frac{\left(\frac{d^2 f}{d^2 v}\right)_{v_0}}{\left(\frac{df}{dv}\right)_{v_0}} \quad (\text{III - 15})$$

avec R l'impédance du détecteur redresseur.

Le détecteur quadratique est donc un dispositif utile pour la mesure de la puissance d'un signal alternatif (d'un rayonnement EM) parce que la sortie redressée est proportionnelle au carré de l'amplitude d'entrée. Sa capacité à détecter est évaluée par sa sensibilité. Cette réponse dépend du point de fonctionnement, la sensibilité maximale sera alors obtenue en ajustant la polarisation continue au point de courbure maximale de la caractéristique I(V). En effet, d'après l'équation (III - 15), la réponse peut être déterminée comme étant proportionnelle au rapport de la dérivée seconde par rapport à la dérivée première de la caractéristique I(V) de notre détecteur. Ce rapport s'appelle la courbure de la caractéristique I(V). Par contre, cette méthode ne donne aucune information relative à la fréquence et/ou à la phase du signal détecté, comme le montre les équations précédentes.

## 2 Matériel et dispositifs expérimentaux

---

### 2.1 Échantillons étudiés

Pour ce type de manipulations nous avons utilisé les deux échantillons en GaN et l'échantillon en InGaAs. Leurs caractéristiques sont détaillées dans le chapitre II §526.

### 2.2 Montages expérimentaux

Afin de pouvoir mettre en évidence la détection directe, nous avons utilisés la méthode de la détection synchrone pour mesurer le signal redressé par nos rectennas. Cette méthode est efficace car elle permet de filtrer et de mesurer un signal très faible, noyé dans un bruit externe important, en éliminant le maximum des signaux parasites et en ne gardant que la composante ayant la fréquence d'un signal de référence. Le banc expérimental nécessite, une source THz, un synthétiseur de fréquences, un générateur de basses fréquences GBF, deux lentilles convergentes ou deux miroirs paraboliques, une lentille en Si, un générateur de courant de polarisation, un amplificateur à détection synchrone (lock-in amplifier). L'ensemble du matériel utilisé est présenté dans l'Annexe B et dans tous les cas, les

expériences ont été réalisées dans une configuration quasi-optique en espace libre et à température ambiante.

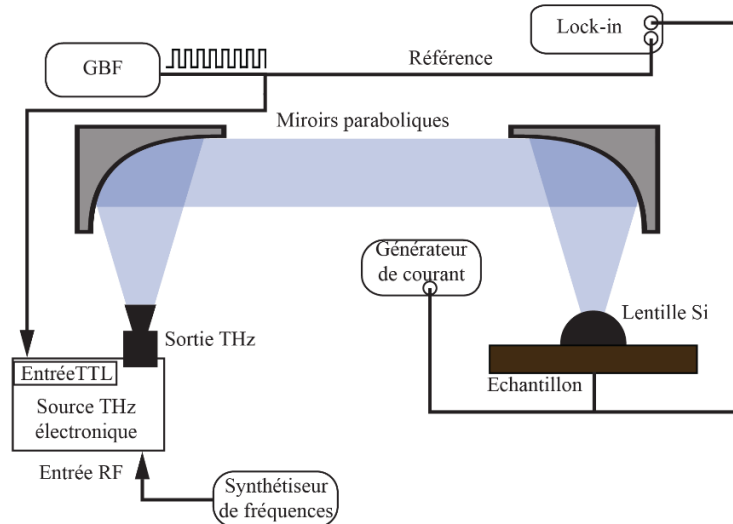


Figure III - 3 : Premier montage expérimental de détection directe synchrone.

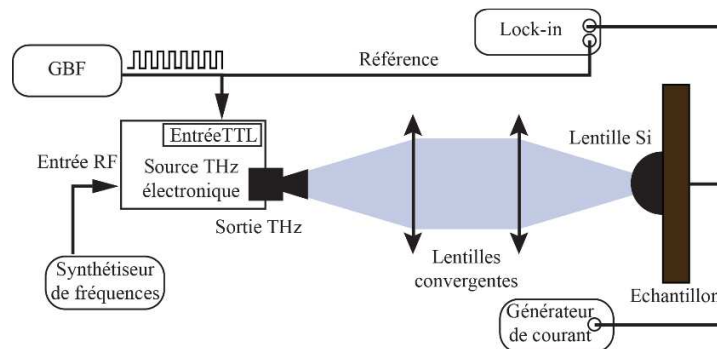


Figure III - 4 : Deuxième montage expérimental de détection directe synchrone.

Nous avons monté et essayé deux bancs d'expériences (Figure III - 3 et Figure III - 4) : un banc avec un jeu de miroirs paraboliques et un autre avec un jeu de lentilles convergentes. En effet, Les lentilles PTFE présentent des pertes de 2 dB environ, c'est pour cette raison que le choix d'utiliser deux miroirs paraboliques a été proposé estimant que la réflexion est quasi-totale dans le THz. Par contre, Le fait d'avoir beaucoup de degrés de libertés grâce aux vis micrométriques de leurs supports, est bénéfique quand il s'agit de travailler avec de la lumière visible mais dans le domaine de THz, il s'est avéré que cela augmente les difficultés d'alignements surtout que les focales sont hors de l'axe optique.

## 2.3 Démarche expérimentale

Avant de commencer à faire des acquisitions et de prendre des mesures, il faut monter et aligner le banc expérimental. La source de radiation THz est montée sur trois pieds et placée face à un rail. Les trois pieds servent à régler les inclinaisons avant-arrière et gauche-droite. Sur le rail sont placées les deux lentilles (ou les deux miroirs) qui seront maintenus par des pieds avec des translations à vis micrométriques.

La première lentille (ou le premier miroir) est placée à sa distance focale de la source THz de façon à obtenir un faisceau THz collimaté. Juste après nous plaçons un détecteur pyroélectrique (Gentec-EOs® THz-B). La tension produite par ce détecteur est mesurée par le lock-in avec une modulation de 17 Hz ; la modulation maximum de ce type de détecteur étant au maximum de 25 Hz. La position exacte du premier collimateur est affinée en faisant des déplacements micrométriques jusqu'à obtenir un faisceau collimaté à sa sortie. Afin de s'en assurer, il suffit de déplacer à chaque fois le détecteur. La puissance mesurée le long de l'axe optique sur une distance de moins de 20 cm doit être constante. Vient maintenant l'étape de placer la deuxième lentille ou le deuxième miroir, n'importe où sur l'axe optique mais à moins de 20 cm du collimateur. En effet, d'après la théorie des faisceaux gaussiens la longueur de Rayleigh est de vingtaine de cm, tout dépend de la longueur d'onde et donc de la fréquence de la radiation THz. La troisième étape consiste à mettre l'échantillon, fixé à l'aide d'un support à trois translations XYZ, à la distance focale de la deuxième lentille (ou du deuxième miroir), tout en respectant la polarité verticale des antennes par rapport au champ électromagnétique de la source polarisé verticalement. Nous présentons la face arrière de l'échantillon au faisceau THz afin que nous puissions placer la lentille Si par la suite.

Nous choisissons la première rectenna à tester en tant que détecteur THz. Nous la branchons au lock-in avec un câble coaxial BNC par le biais de son connecteur SMA munis d'un adaptateur SMA-BNC. Nous fixons la fréquence de modulation à 1 KHz et nous cherchons ensuite le signal maximal détecté en jouant sur les translations XYZ. Une fois trouvé, nous plaçons la lentille Si à l'arrière de l'échantillon. Le support de cette dernière est aussi monté sur une translation XYZ. En jouant sur cette dernière afin de bien placer la lentille Si en face de la rectenna branchée, nous retrouvons un maximum beaucoup plus important que le premier maximum trouvé sans lentille Si. Enfin, nous jouons une dernière fois sur la position x de l'échantillon afin de s'assurer que celui-ci se trouve à la focale modifiée par la présence de la lentille Si. À ce stade nous pouvons estimer que l'ensemble : source, jeu de lentilles (ou

de miroirs), lentille Si et rectenna est aligné (Figure III - 5). Le passage d'une rectenna à une autre se fait maintenant juste en déplaçant en YZ le support de l'échantillon de façon à déplacer en face de la lentille Si la rectenna désirée. Pour s'en assurer, à chaque fois il faut chercher le signal maximal détecté.

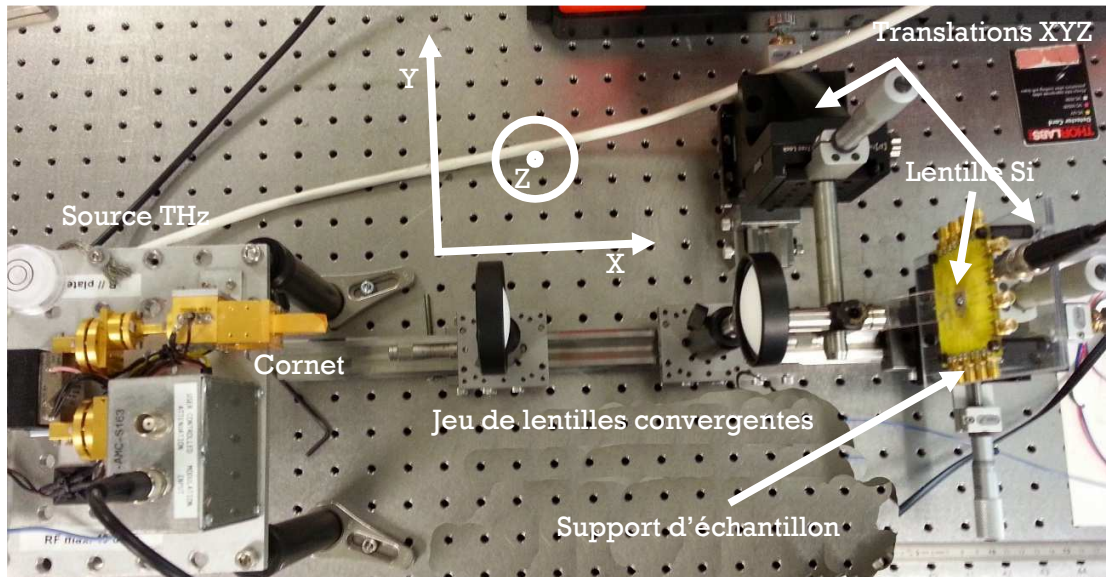


Figure III - 5 : Photo d'un banc optique de détection directe. Nous pouvons distinguer les lentilles PTFE la lentille Si, les translations à vis micrométriques, les deux translations XYZ, les connecteurs...

## 2.4 Acquisitions des données

Le synthétiseur de fréquences et le lock-in sont tous les deux pilotés par ordinateur à l'aide des programmes sous LabVIEW®. Les programmes consistent à donner une consigne de fréquence au synthétiseur qui correspond à une fréquence THz après multiplication et à lire la mesure faite par le lock-in (voir Annexe B pour le principe de fonctionnement des sources THz). Ce type de programme permet de balayer rapidement la gamme de fréquence de la source avec le pas souhaité et de fournir les spectres correspondant. Il prend également en compte la valeur de l'amplification de celui-ci. Afin de retrouver la bonne valeur  $V_{réel}$  du signal mesuré  $V_{mes}$ , celui-ci doit être multiplié par le facteur 2,2, en effet :

$$V_{réel} = 2 \times \sqrt{2} \times \frac{\pi}{4} \times V_{mes} \approx 2,2 \times V_{mes} \quad (\text{III - 16})$$

- Le facteur 2 pour obtenir la valeur crête-à-crête du signal,
- Le facteur  $\sqrt{2}$  provient du fait que le lock-in mesure la valeur efficace du signal sinusoïdale,

- Le facteur  $\pi/4$  provient de la composante sinusoïdale fondamentale de la décomposition en série de Fourier de l'onde carrée produite par la modulation de la source (TTL).

## 2.5 Polarisation en courant et calcul de la réponse

Afin d'étudier l'effet de polarisation en courant sur la détection direct de nos dispositifs rectennas, nous avons branché en sortie de celles-ci, à l'aide d'un connecteur BNC en T, un générateur de courant de type Keithley® 2602 System. Nous avons choisi de polariser en courant plutôt qu'en tension afin de ne pas perturber la mesure en apportant une tension continue supplémentaire. La réponse  $Res$  est définie dans l'équation (III - 13). Expérimentalement, elle sera évaluée par le rapport entre la tension de redressement  $V_{réel}$  et la puissance  $P_R$  émise par la source THz.

$$Res = \frac{\Delta v_i}{\langle P \rangle} = \frac{V_R}{P_R} \quad (\text{III} - 17)$$

## 3 Résultats et discussions

---

Pour rappel, nous désignons une rectenna par les 3 lettres suivantes « L/W/N ». L pour la longueur des SSDs exprimée en nm, W pour la largeur des SSDs exprimée en nm et N pour le nombre de SSDs disposées en parallèle. Le signal détecté et mesuré par une rectenna sera noté  $S_{L/W/N}$ , la réponse calculée sera notée  $RES_{L/W/N}$  et l'impédance d'entrée des dispositifs sera notée  $R_{L/W/N}$ .

### 3.1 Choix du montage

Les expériences réalisées sur l'échantillon « GaN2 » en utilisant les deux bancs optiques : premier montage, avec un jeu de miroirs paraboliques en métal et deuxième montage avec un jeu de lentilles convergentes en PTFE, permettent de faire un choix de banc rapidement.

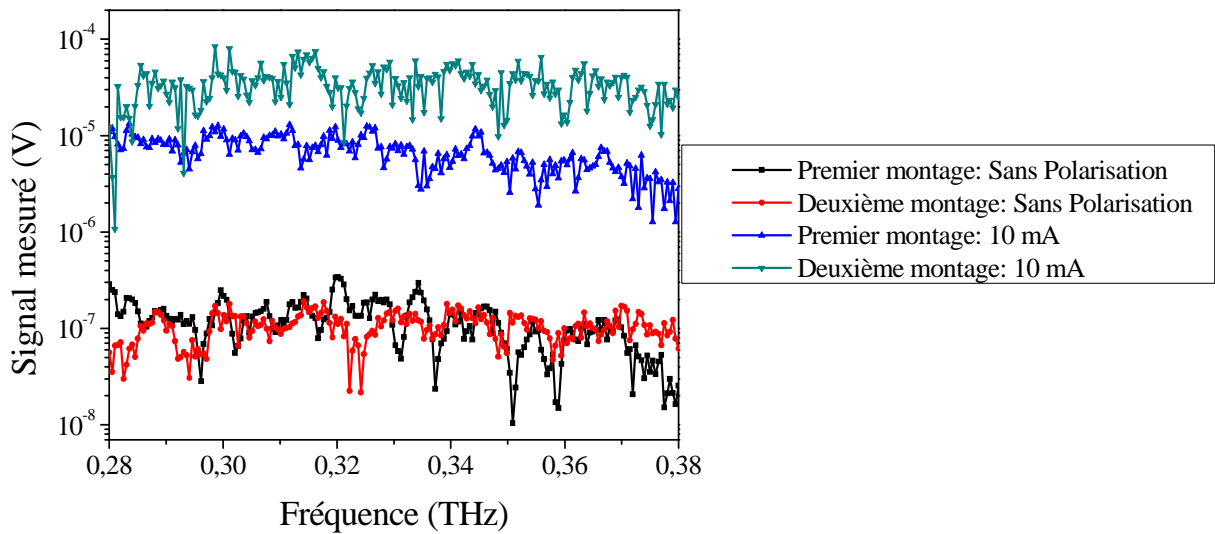


Figure III - 6 : Niveaux des signaux mesurés entre 0,28 et 0,38 THz sur les deux montages par le dispositif en GaN 500/750/16.

Comme nous pouvons le remarquer dans le graphe de la Figure III - 6, le signal mesuré sur le deuxième montage est plus plat que le signal mesuré sur le premier montage. Il présente moins de variations en amplitude et moins d'interférences dues à des ondes stationnaires. En polarisant le dispositif (exemple 10 mA), le signal mesuré avec le jeu de lentilles est plus important que celui mesuré avec le jeu de miroirs. Ces mêmes observations ont été obtenues avec d'autres rectennas et pour différentes polarisations. Notons aussi que les expériences de détection directe réalisées dans la gamme de fréquence de 0,650 THz (entre 0,640 et 0,690 THz), n'ont pas abouties avec le premier montage. En effet, même si les miroirs présentent beaucoup moins de pertes par réflexion quasi-totale en comparaison avec les pertes induites lors de la transmission de l'onde THz à travers des lentilles en PTFE, leur alignement reste très difficile. Si la distance focale du deuxième miroir est très courte, ce qui théoriquement doit permettre l'obtention d'un « waist<sup>1</sup> » beaucoup plus petit en l'associant avec le premier miroir de distance focale double, la distance de travail de 2 cm entre l'échantillon et le deuxième miroir est handicapante pour le bon placement de la lentille Si.

Nous avons donc opté, pour la suite des expériences, pour l'utilisation du deuxième montage qui est beaucoup plus facile à aligner. L'avantage que les miroirs ont par rapport aux lentilles est perdu à cause des degrés de libertés (réglages en X,Y,Z) qui s'ajoutent dans les trois directions. Les lentilles et les miroirs ont tous des diamètres d'ouvertures d'environ 4 cm

<sup>1</sup> Tâche du faisceau.



et malgré les pertes de presque 2 dB à chaque fois que le faisceau traverse une lentille, il est préférable d'opter pour la facilité du montage et de l'alignement.

### 3.2 Pertes du banc optique

Notre choix du montage avec des lentilles PTFE et le travail en espace libre (donc en présence d'humidité et consécutivement de fortes absorptions des ondes THz) conduisent à la forte atténuation de la puissance délivrée par la source à sa sortie. Afin d'évaluer approximativement ces pertes, nous avons à l'aide du PM4, qui a servi à calibrer la puissance des sources à leurs sorties en configuration de propagation guidée (Annexe B), mesuré la puissance après le banc optique en configuration quasi-optique. Pour cela nous avons installé un cornet sur l'entrée du PM4 adapté à la fréquence de l'onde émise ; le PM4 étant positionné à la place de l'échantillon.

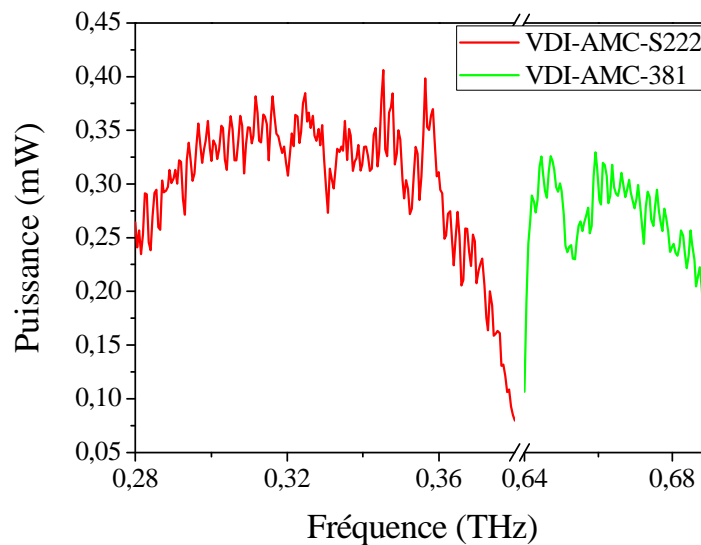


Figure III - 7 : Puissance des sources au niveau de l'échantillon.

D'après le graphe de la Figure III - 7, nous pouvons estimer que les pertes dues au montage expérimental varient entre 65 et 75% en fonction de la fréquence. En effet, alors que la puissance en sortie des sources était d'environ 1 mW (Annexe Figure B - 5), la puissance mesurée au niveau de l'échantillon est d'environ 0,3 mW soit des pertes de transmissions à travers le dispositif optique d'environ 5,5 dB. Les pertes optiques à plus hautes fréquences sont plus importantes. Même si à la sortie des sources la puissance émise par la source VDI-AMC-381 était plus importante que celle de la source VDI-AMC-S222, elle se retrouve plus

atténuée après la traversée du chemin. Ceci est normal, puisque comme nous le montre les graphes de la Figure I - 8, les absorptions atmosphériques sont plus importantes dans la gamme de fréquence de 0,65 THz que dans celle de 0,30 THz.

### 3.3 Effet de la lentille Si

La lentille hémisphérique en silicium plaquée sur la face arrière de l'échantillon permet plusieurs avantages (Figure III - 8)

- L'amélioration de la focalisation sur chaque dispositif rectenna.
- La réduction des pertes de couplage onde-antenne en espace libre.
- La limitation des interférences à l'intérieur du substrat massif, et donc la suppression des ondes stationnaires.

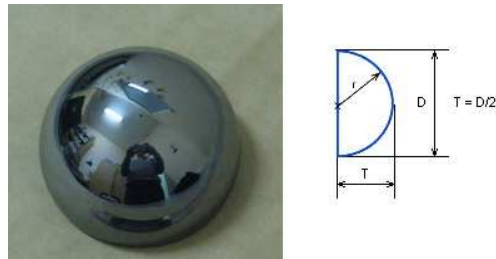


Figure III - 8 : Lentille hémisphérique en silicium de 6 mm de diamètre et d'ouverture de plus de 90% son diamètre [105].

En effet, l'utilisation d'antennes planaires, avec des détecteurs intégrés (rectennas) couplées à des lentilles en substrat, a été introduite par D. V. Rutledge et al. en 1982 afin d'améliorer les systèmes d'imagerie utilisant les ondes millimétriques et submillimétriques [106]. Cette configuration est devenue ensuite populaire pour des applications en THz car elle élimine les effets gênants des ondes piégées dans le substrat [107].

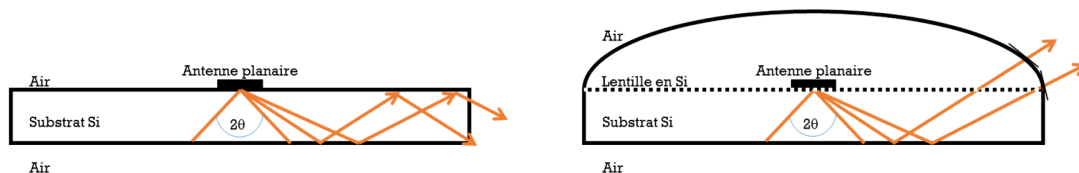


Figure III - 9 : À gauche, les ondes dont l'angle est supérieur à  $\theta$  sont totalement réfléchies et piégées dans le substrat. À droite, lentille en substrat couplée à une antenne. Les ondes sont éliminées car elles arrivent toujours en incidence normale sur la surface sphérique de la lentille.

Dans la Figure III - 9 à gauche, une antenne planaire repose sur un substrat. Les rayons dans celui-ci possédant des angles d'incidences plus grands que l'angle critique de réfraction

$\theta$  du substrat, sont totalement réfléchis et piégés. L'ajout d'une lentille hémisphérique en substrat permet l'élimination des ondes de surface piégées. Celles-ci vont continuer leur trajet en dehors du substrat car leurs angles d'incidences sont toujours proches de  $90^\circ$  (Figure III - 9 à droite). Dans la gamme de fréquences THz, l'InP possède quasiment le même indice de réfraction d'environ 3,5 que celui du Si [108]. Cette méthode n'est pas donc uniquement adaptée aux échantillons en GaN fabriqués sur substrats en silicium, mais aussi à l'échantillon en InGaAs dont le substrat est en InP.

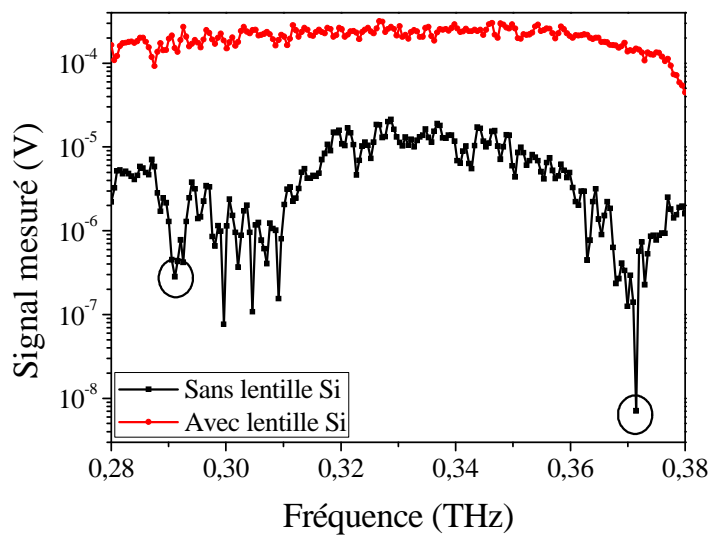


Figure III - 10 : Niveaux des signaux mesurés entre 0,28 et 0,38 THz, avec et sans lentille Si, par le dispositif en InGaAs 1000/120/43, non polarisé.

Nous pouvons ainsi confirmer ceci en regardant le graphe de la Figure III - 10. En noir, il s'agit du signal mesuré par une rectenna en InGaAs sans l'utilisation d'une lentille Si, et en rouge avec une lentille Si. Le gain obtenu grâce à cette dernière varie de 20 à 40 dB en fonction de la fréquence. Notons que nous pouvons identifier la présence d'ondes stationnaires à partir du signal mesuré sans la lentille Si. En effet, comme les fréquences de ces modes vérifient la relation :

$$v = \frac{pc}{2ne} \quad (\text{III - 18})$$

La différence entre la  $(p+1)^{\text{ème}}$  fréquence et la  $p^{\text{ème}}$  fréquence est :

$$\Delta v = \frac{c}{2ne} \quad (\text{III - 19})$$

$$e = \frac{c}{2n\Delta\nu} \quad (\text{III} - 20)$$

avec,  $c$  la célérité de la lumière,  $n$  l'indice de réfraction du substrat qui est d'environ 3,5 pour les fréquences THz et  $e$  l'épaisseur du substrat.  $\Delta\nu$  est l'intervalle spectral libre de la cavité formée par le substrat. À partir de là, en considérant les deux fréquences pour lesquelles le signal est minimal 0,291 THz et 0,371 THz l'épaisseur correspondante selon l'équation (III - 20) est de 536  $\mu\text{m}$  soit du même ordre de grandeur que le substrat en InP (Table II - 4).

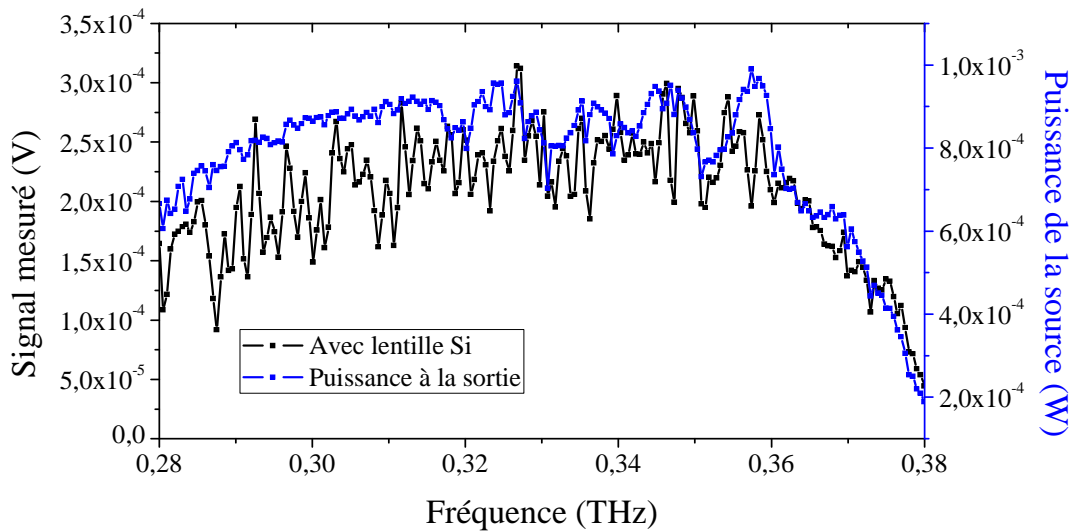


Figure III - 11 : Signal mesuré entre 0,28 et 0,38 THz, avec une lentille Si, par la rectenna en InGaAs 1000/120/43 non polarisée (en noir). Puissance de la radiation THz à la sortie de la source (en bleu).

### 3.4 Effet de la largeur des SSDs en GaN sur le signal détecté à zéro volt

Dans cette partie du travail, nous nous limiterons à l'étude de l'effet de la largeur des canaux sur le signal détecté et mesuré à l'aide de l'analyseur de spectre électrique. En effet, d'après le chapitre II §6.5.2, l'impédance des rectennas à base de SSDs dépend essentiellement des largeurs de ceux-ci (Figure II - 37). D'après l'équation (III - 17) le signal mesuré est proportionnel à la réponse, et d'après l'équation (III - 15), cette dernière est proportionnelle à l'impédance du détecteur quadratique. Donc normalement, nous nous attendons à ce que le signal détecté augmente en augmentant l'impédance et donc en diminuant la largeur.

Nous utilisons les deux échantillons en GaN « GaN1 » et « GaN2 ». Les mesures sont faites entre 0,28 et 0,38 THz et sans polarisation. Sont représentées les données brutes, c'est-à-dire nous ne calculons pas à ce stade d'étude la réponse. Ces échantillons, comme évoqué dans le chapitre II §6.1.1, sont fabriquées de la même manière, seule la longueur  $L$ , la largeur  $W$  et le nombre des SSDs changent. Afin de pouvoir faire une comparaison valable nous choisissons uniquement les dispositifs à base de 16 SSDs étant donné que l'échantillon « GaN2 » ne contient que ces dispositifs. La longueur des SSDs choisie est de 1000 nm.

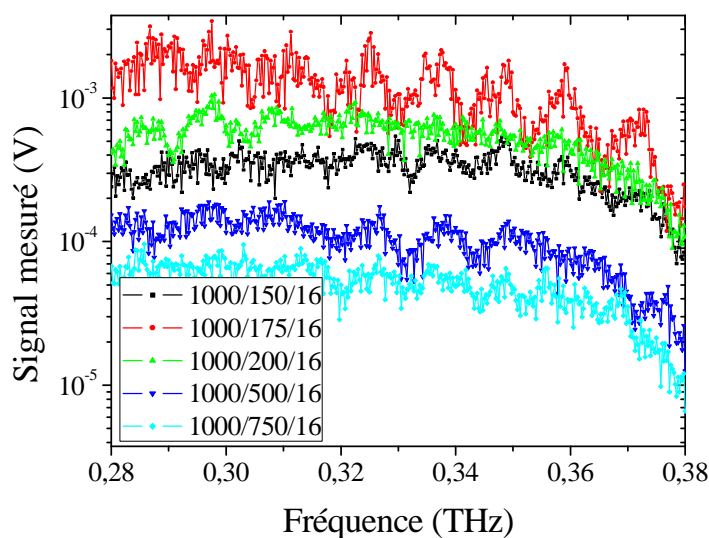


Figure III - 12 : Signaux mesurés par des rectennas à base de 16 SSDs de mêmes longueurs en fonction de la fréquence, pour différentes largeurs et sans polarisation.

D'après le graphe de la Figure III - 12, nous avons  $S_{1000/200/16} > S_{1000/500/16} > S_{1000/750/16}$ , c'est-à-dire que la rectenna détecte mieux quand la largeur de ses SSDs diminue comme prévu. Cependant cette observation n'est pas valable pour les très faibles largeurs 1000/150/16 et 1000/175/16. Nous pouvons expliquer ceci du fait qu'à des faibles largeurs les caractéristiques  $I(V)$  ne sont plus des S-shape (voir chapitre II §6.5.3). La réponse, et donc le signal détecté, dépend non seulement de l'impédance du dispositif mais aussi de la courbure de sa caractéristique  $I(V)$  (équation (III - 15)). Ces deux dispositifs ayant des caractéristiques  $I(V)$  comme celles des diodes, les courbures de celle-ci sont plus importantes à zéro volt. De ce fait, le pouvoir de redressement de ces rectennas est plus important. La diminution du signal mesuré à hautes fréquences est due à la diminution de la puissance de la source électronique (Figure III - 11). Nous pouvons dire que les rectennas à base de SSDs en GaN et

d'une antenne bow-tie sont aussi des détecteurs blancs dans la gamme de fréquence de 0,3 THz, les signaux détectés étant proportionnels à la puissance de la source.

### 3.5 Effet de la géométrie des SSDs en GaN sur la réponse en polarisation

Dans cette partie, nous exprimons les résultats en réponses calculées selon l'équation (III - 17). La puissance prise en compte est celle mesurée au niveau de l'échantillon afin de prendre en considération les pertes subies par le banc expérimental (Figure III - 7).

Le graphe de la Figure III - 13 montre les réponses de 3 rectennas 500/500/16, 500/750/16 et 1000/750/16, toutes les trois polarisées avec un courant de 10 mA. Les signaux sont mesurés à l'aide du lock-in qui supporte une polarisation en courant continu en son entrée. Nous pouvons constater que les réponses des SSDs ayant différentes longueurs et mêmes largeurs (courbes bleue et rouge) sont identiques et situées autour de 0,25 V/W. Lorsque la largeur diminue, passant de 750 nm à 500 nm, la réponse (en noir) du dispositif augmente, atteignant ainsi environ 1,25 V/W à basses fréquences. Ceci prouve encore que l'effet de la largeur est prépondérant, comme expliqué dans le paragraphe précédent et que l'effet de la longueur puisqu'il est faible sur l'impédance de la rectenna l'est aussi sur sa réponse.

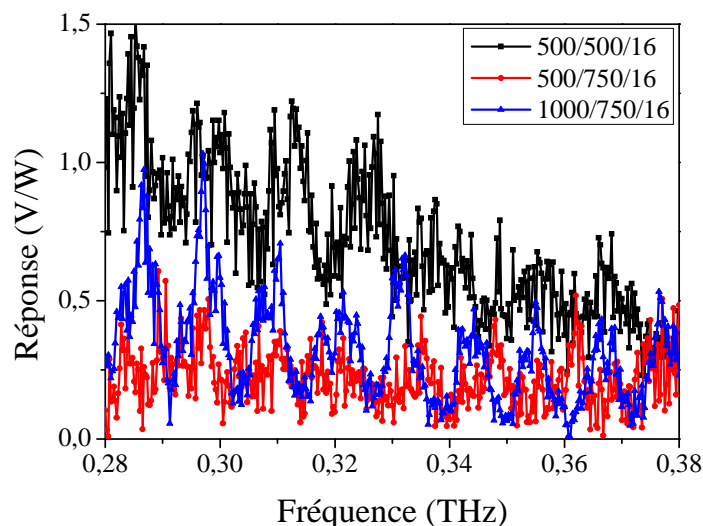


Figure III - 13 : Réponses en V/W mesurées entre 0,28 et 0,38 THz, par 3 dispositifs contenant 16 SSDs en parallèle, polarisées avec un courant de 10 mA, en fonction de la longueur et de la largeur des SSDs.

À de plus hautes fréquences alors que la réponse des deux rectennas 500/750/16 et 1000/750/16 reste quasi-plate, nous observons le roll-off de la réponse de la dernière rectenna que nous discuterons plus tard en nous appuyant sur les réponses mesurées sur la gamme de fréquence de 0,65 THz. Ces mêmes observations sont validées avec des rectennas contenant 32 SSDs en parallèles avec les mêmes configurations géométriques que précédemment (Figure III - 14).

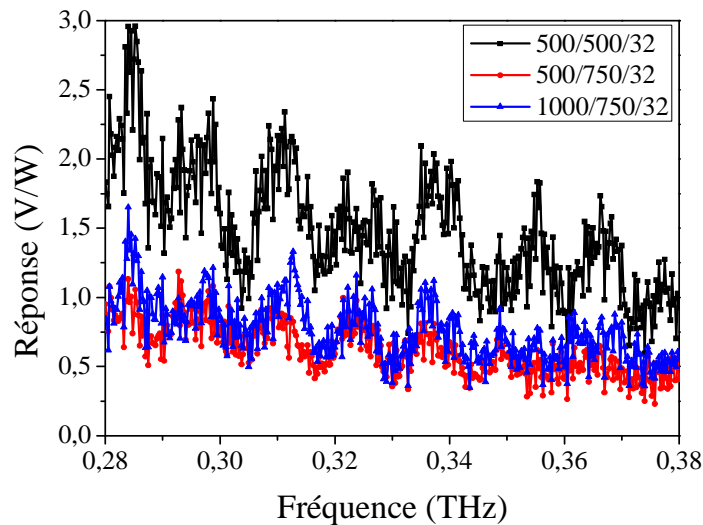


Figure III - 14 : Réponses en V/W mesurées entre 0,28 et 0,38 THz, par 3 dispositifs contenant 32 SSDs en parallèle, polarisées avec un courant de 10 mA, en fonction de la longueur et de la largeur des SSDs.

Mais contre toute attente la réponse double passant de 1 V/W à 2 V/W alors que l'impédance diminue en augmentant le nombre de SSDs, cela nous laisse penser à l'effet de l'antenne qui joue son rôle ici, celle-ci devenant plus adaptée quand l'impédance augmente. En effet, aux vu des réponses théoriques calculées à partir des I(V) et représentées dans la Figure III - 15, nous pouvons encore une fois affirmer que normalement nous devons obtenir une réponse plus importante avec des rectennas à base de 16 SSDs qu'avec des rectennas à base de 32 SSDs. Sachant que l'impédance de l'antenne doit être négligeable devant celle de l'élément redresseur, il est normal qu'en augmentant l'impédance de ce dernier l'antenne deviendra plus adaptée.

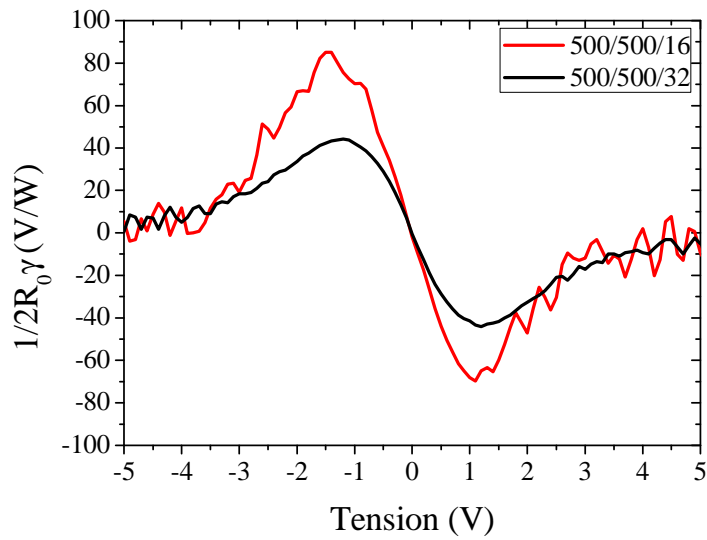


Figure III - 15 : Réponses théoriques calculées à partir des caractéristiques  $I(V)$  de deux rectennas à base de 16 et de 32 SSDs de longueur et largeur de 500 nm.

Afin d'aller plus loin, les mêmes expériences ont été étendues jusque dans la gamme de fréquence de 0,65 THz (entre 0,64 et 0,69 THz). Le graphe de la Figure III - 16 montre les réponses entre 0,28 et 0,69 THz, mesurées par 3 rectennas contenant chacune 32 SSDs avec différentes longueurs et largeurs, disposées en parallèles et polarisées avec le même courant de 10 mA.

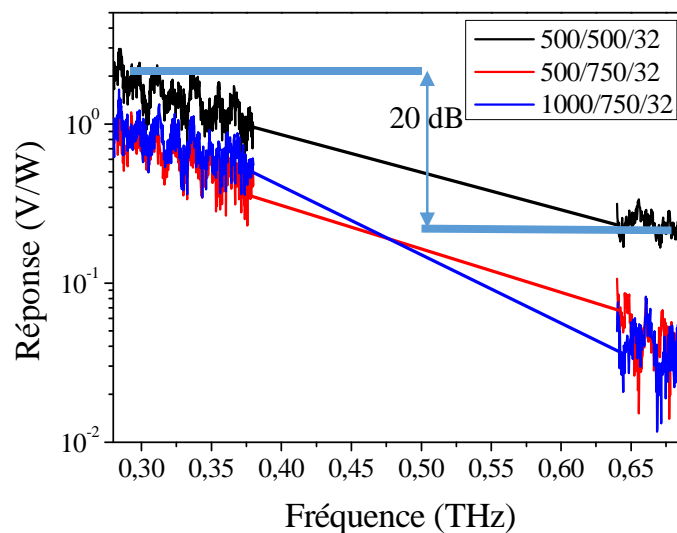


Figure III - 16 : Réponses en V/W mesurées entre 0,28 et 0,69 THz, par 3 dispositifs contenant 32 SSDs en parallèle, polarisées avec un courant de 10 mA, en fonction de la longueur et de la largeur des SSDs.



Cette figure montre comment la réduction de la largeur des SSDs de 750 nm à 500 nm augmente de manière significative la sensibilité également dans la gamme de fréquence de 0,65 THz. En dépit de la géométrie des dispositifs, dans les trois cas, une atténuation de la réponse d'environ 20 dB est observée à plus hautes fréquences, cette pente représente le roll-off fréquentiel. La longueur des dispositifs semble ne pas trop affecter la valeur de la réponse mais joue plus particulièrement sur le roll-off. La rectenna ayant des SSDs de longueurs de 1000 nm a un roll-off plus important que les deux autres rectennas ayant des SSDs plus courts (500 nm). Ces deux derniers ont pratiquement le même roll-off puisque leurs réponses sont parallèles sur toute la gamme de fréquence. En revanche, nous n'observons aucune coupure en fréquence bien marquée (cut-off).

Afin de mieux comprendre les résultats expérimentaux, nous nous sommes appuyés sur des simulations Monte Carlo (MC). Cette méthode numérique permet de simuler la réponse intrinsèque d'un SSD, c'est-à-dire sans prendre en compte l'effet de l'antenne et donc le couplage entre l'onde THz et le composant [109]. Les simulations MC ne prennent donc pas en compte les pertes optiques liées au montage expérimental. L'onde THz simulée est d'amplitude de 0,5 V et d'une fréquence allant de 0,2 à 2 THz afin de pouvoir voir la fréquence de coupure. La polarisation simulée pour un SSD est de  $10 \text{ mA}/32 = 312.5 \text{ } \mu\text{A}$ .

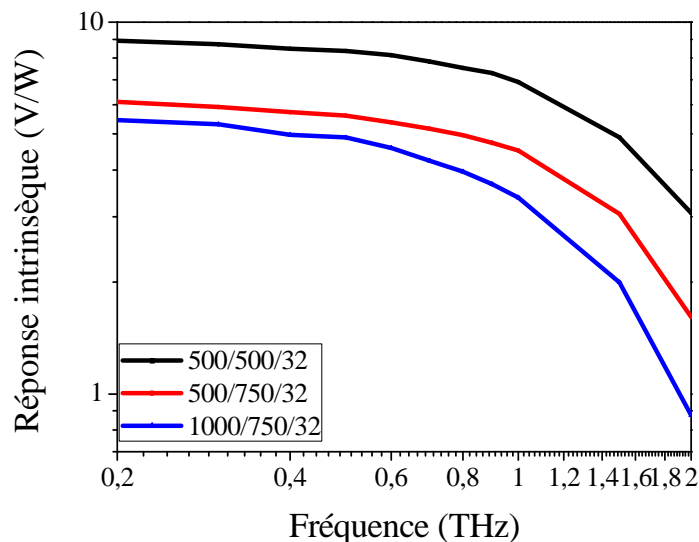


Figure III - 17 : Réponses intrinsèques obtenues par simulations MC de 32 SSDs polarisés avec un courant de 10 mA.

C'est ainsi que, grâce aux résultats MC, quasiment plats jusqu'à 1 THz, représentés dans le graphe de la Figure III - 17, nous attribuons l'atténuation expérimentale de 20 dB à l'augmentation des pertes optiques liées au couplage entre l'onde et l'antenne, celle-ci étant à la base designé pour la gamme de fréquence de 0,30 THz (Figure II - 29).

Le roll-off intrinsèque quant à lui varie entre 2 et 4 dB/décade tout en restant plus prononcé dans le cas de SSDs ayant des longueurs de 1000 nm. Les courbes noir et rouge restent quasiment parallèles. Ça confirme encore une fois nos résultats expérimentaux indiquant un roll-off plus important pour des SSDs plus longs.

Un bon compromis entre la longueur et la largeur se trouve à  $L/W = 500/500$  nm, fournissant des réponses expérimentales de près de 2 V/W à 0,28 THz et de près de 0,2 V/W à 0,69 THz mais aussi un roll-off moins important qu'avec les SSDs à canal plus long. Dans la gamme de fréquence de 0,30 THz, ces expériences faites en espace libre offrent des réponses plus faibles que celles des simulations MC ( $\sim 9$  V/W). Cette comparaison permet d'estimer les pertes optiques induites par le couplage du rayonnement EM THz avec l'antenne de la rectenna à environ 15 dB à basses fréquences. Cependant, puisque nous ne réalisons aucune normalisation des données relatives au waist du faisceau et les tailles des rectennas, les réponses réelles sont probablement plus élevées que celles exposées dans nos graphes. Elles restent cependant loin devant les SBDs qui offrent une sensibilité de 1020 V/W à 0,30 THz [110].

En outre, notre fréquence maximale de détection de 0,69 THz ne représente pas la limite opérationnelle de nos SSDs, puisque comme le montrent les simulations MC, ces dispositifs pourraient fonctionner à des fréquences supérieures à 1 THz.

### 3.6 Détection quadratique des SSDs en GaN

Afin de valider la loi de la détection quadratique exprimée dans l'équation (III - 15), pour chaque rectenna précédente, nous avons mesuré les réponses entre 0,28 et 0,69 THz sous différents courants de polarisations donc en se déplaçant sur leurs courbes  $I(V)$  respectives (Figure III - 18).

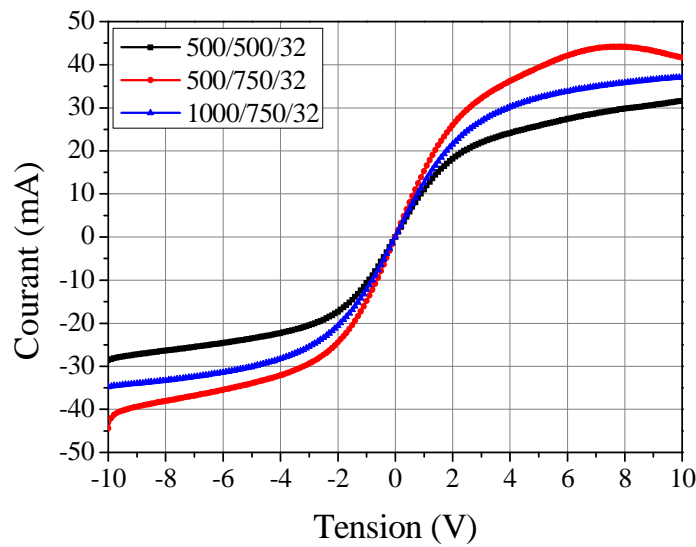


Figure III - 18 : Caractéristiques  $I(V)$  des 3 rectennes en fonction de la géométrie et du nombre de leurs SSDs.

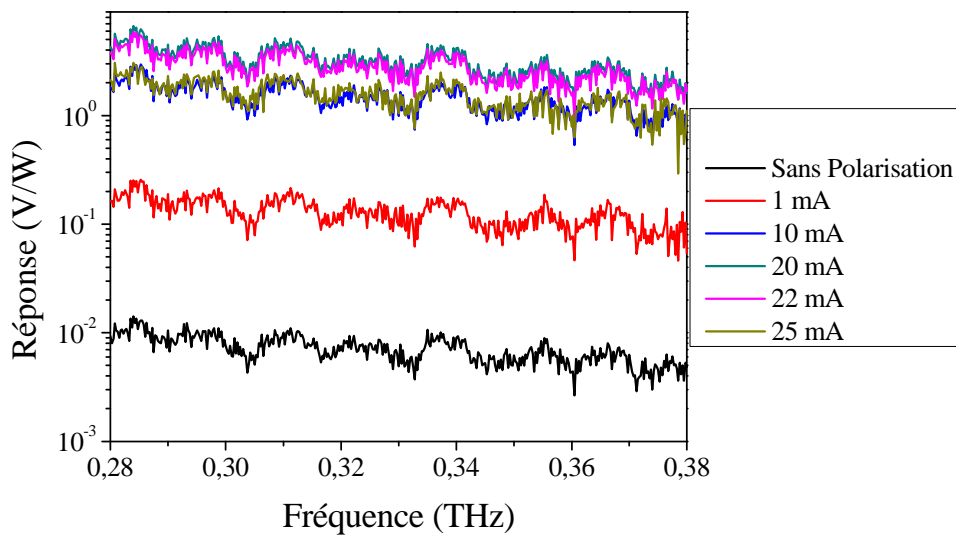


Figure III - 19 : Réponses en  $V/W$  mesurées entre 0,28 et 0,38 THz, par le dispositif 500/500/32, sous différents courants de polarisation.

La valeur de la réponse en tension dépend du point de polarisation choisi. Pour ces composants la valeur de la réponse augmente lorsque l'on augmente la valeur du courant de polarisation pour atteindre des valeurs maximales. La réponse diminue ensuite lorsque l'on continue d'augmenter la valeur de polarisation. À titre d'exemple nous illustrons dans les graphes de la Figure III - 19 et de la Figure III - 20, les réponses de la rectenna 500/500/32 en

fonction de sa polarisation en courant dans les gammes de fréquences de 0.30 et 0.65 THz respectivement. Les valeurs maximales de la réponse sont 6,7 V/W à 0,284 THz et 0,57 V/W à 0,656 THz pour un courant de polarisation de 20 mA, soit près de 3 ordres de grandeurs de plus par rapport à la détection sans polarisation.

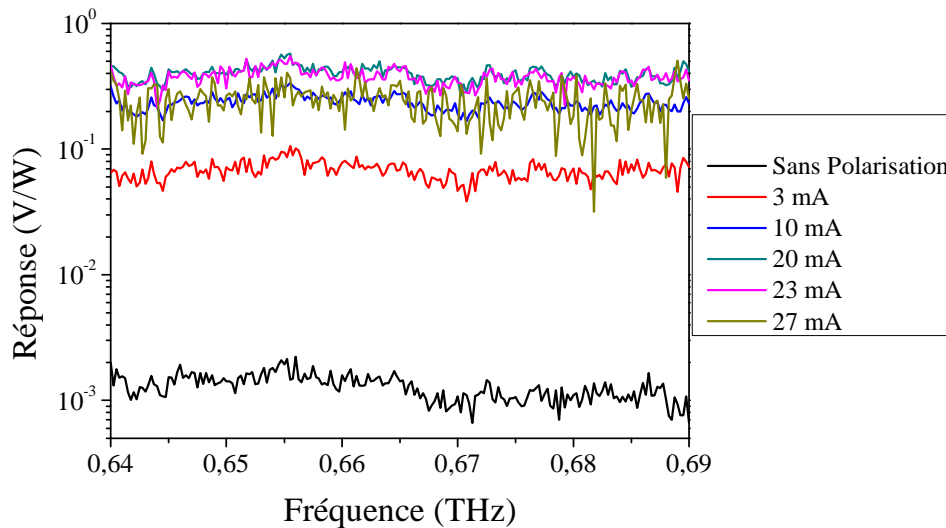


Figure III - 20 : Réponses en V/W mesurées entre 0,64 et 0,69 THz, par le dispositif 500/500/32, sous différents courants de polarisation.

Dans la gamme de fréquence de 0,65 THz, nous remarquons que la réponse pour un courant de polarisation de 27 mA est trop bruitée. En effet, ceci est un indicateur que le rapport signal sur bruit S/N devient très faible, ça veut dire que le bruit commence à avoir le même ordre de grandeur que le signal mesuré.

Nous avons étudié la dépendance de la réponse en fonction du courant de polarisation pour deux fréquences données fixes 0,29 THz et 0,66 THz. Ce choix n'est pas arbitraire puisque nous allons voir dans le chapitre III que ce seront nos deux fréquences d'oscillateur local pour la détection par mélange hétérodyne. La Figure III - 21 et la Figure III - 22 sont des figures de mérite d'un détecteur quadratique. En effet leurs graphes, dans les deux gammes de fréquences, montrent une très bonne concordance, en fonction du courant de polarisation, entre la réponse expérimentale et la réponse théorique calculée à partir de la caractéristique  $I(V)$  et selon l'équation (III - 15). Les calculs des niveaux du signal sur bruit donnent des valeurs constantes avec  $S/N = 12 \pm 1$  dans la gamme de fréquence de 0,30 THz et  $S/N = 2,9 \pm 0,3$  dans la gamme de fréquence de 0,65 THz.

Le graphe de la Figure III - 23 nous montre que la non-linéarité maximale, de la caractéristique  $I(V)$  du dispositif 500/500/32, est située entre 15 et 20 mA soit autour de 2 V. C'est la valeur dans le coude de la courbe  $I(V)$ . Ceci confirme une fois de plus que nos rectennas à base de SSDs en GaN vérifient bien la loi quadratique de la détection. Nous avons observé les mêmes comportements sur les autres dispositifs de différentes géométries.

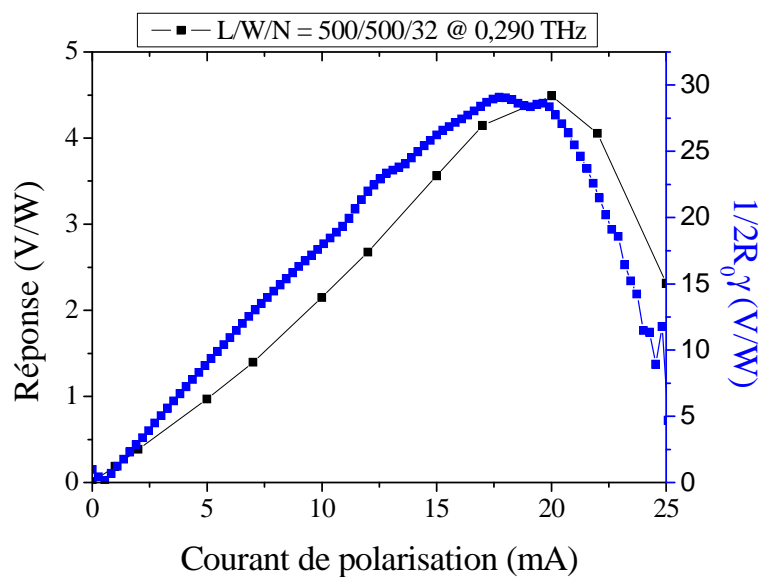


Figure III - 21 : Réponse en V/W mesurée à 0,29 THz, par la rectenna 500/500/32 en fonction du courant de polarisation.

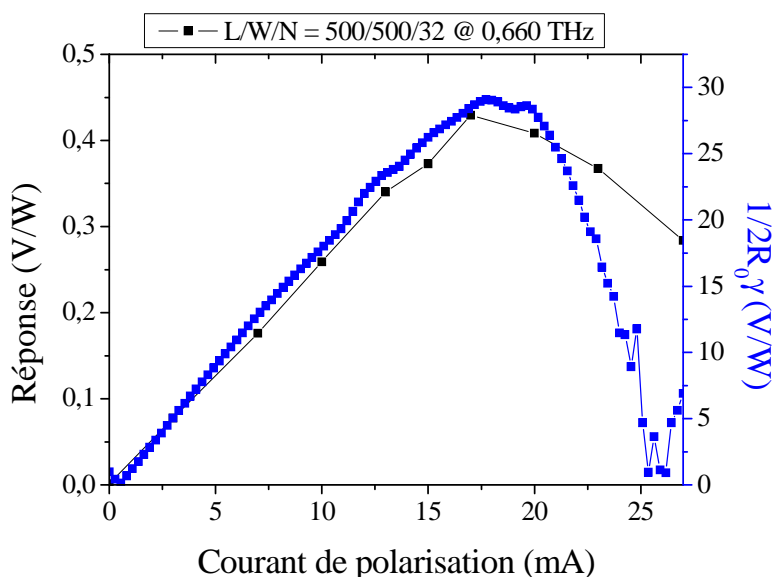


Figure III - 22 : Réponse en V/W mesurée à 0,66 THz, par la rectenna 500/500/32 en fonction du courant de polarisation.

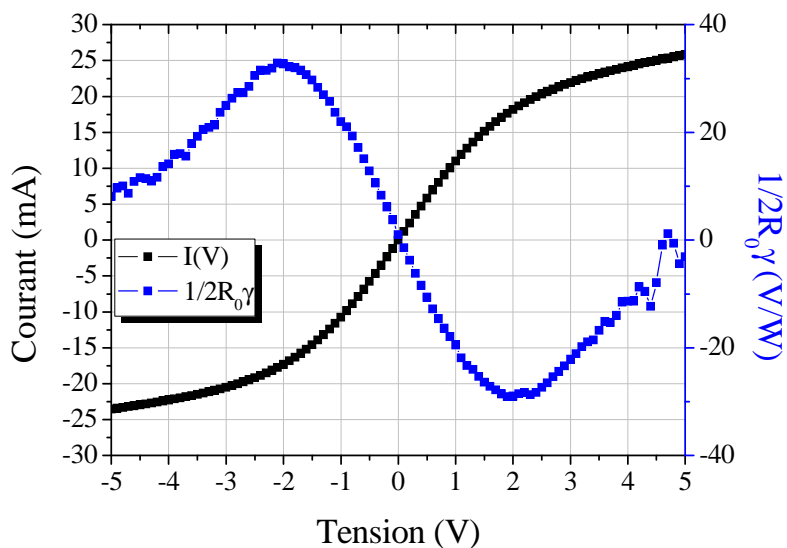


Figure III - 23 : Caractéristique  $I(V)$  de la rectenna 500/500/32 (en noir) avec sa réponse théorique proportionnelle à son coefficient de courbure (en bleu).

### 3.7 Réponse d'une rectenna à base de SSDs en InGaAs

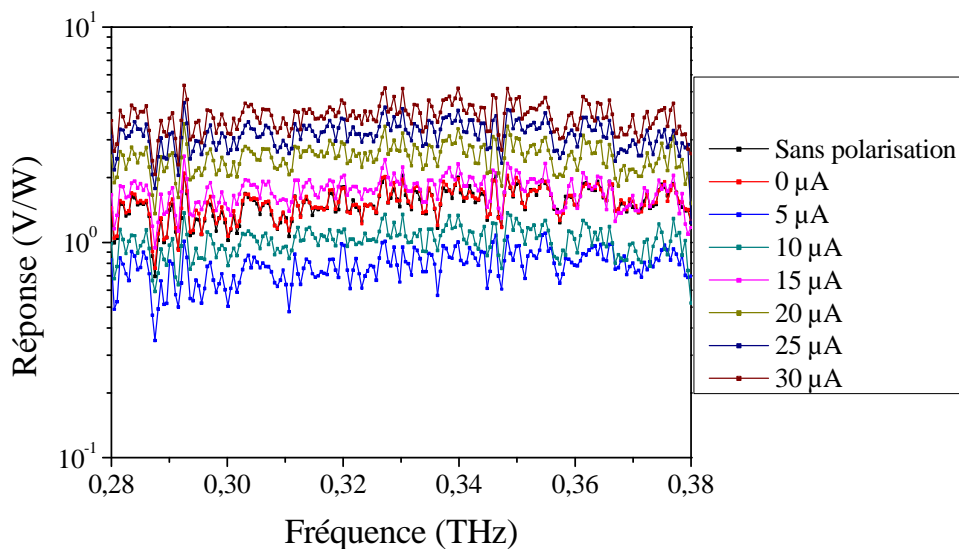


Figure III - 24 : Réponses en  $V/W$  mesurées entre 0,28 et 0,38 THz, par le dispositif 1000/120/43, sous différents courants de polarisation.

Comme nous l'avons précisé dans le chapitre II §6.2 et §6.5.4, nous avons à notre disposition l'échantillon « InGaAs » qui contient des dispositifs rectennas à base de SSDs en InGaAs. Nous avons eu l'occasion d'étudier le dispositif suivant : 1000/120/43 ayant le même

type d'antenne bow-tie que celle des échantillons en GaN. Nous avons effectué les mêmes expériences que précédemment dans la gamme de fréquence de 0,30 THz et avons tracé les réponses en fonction du courant de polarisation présentés dans le graphe de la Figure III - 24. Nous constatons qu'en se déplaçant sur la courbe  $I(V)$  du dispositif sa réponse continue à augmenter mais elle ne rechute pas. En effet, dans la Figure II - 39, la caractéristique  $I(V)$  de cette rectenna ne présente pas un coude bien marqué comme celui des caractéristiques  $I(V)$  S-shape des dispositifs à base de GaN. Le coefficient de redressement donné par la courbure continue donc à augmenter constamment.

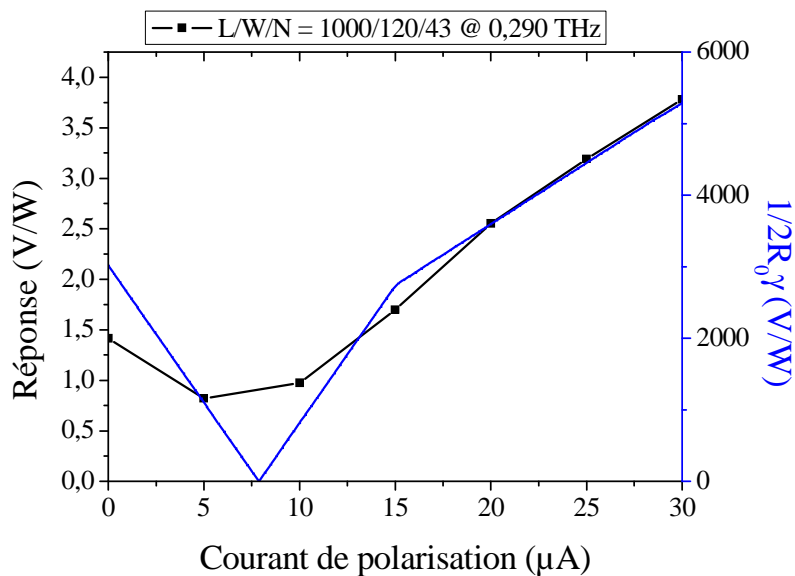


Figure III - 25 : Réponse en V/W mesurée à 0,29 THz, par la rectenna 1000/120/43 en fonction du courant de polarisation.

Cependant afin de vérifier s'il s'agit d'un détecteur quadratique ou linéaire, nous avons tracé l'évolution de sa réponse à 0,29 THz en fonction de sa réponse théorique. D'après le graphe de la Figure III - 25, ce détecteur à base de SSDs en InGaAs est bien quadratique puisque la réponse expérimentale est parfaitement proportionnelle à la réponse théorique. Bien que ce type de SSDs soit spécialement conçu pour en faire des détecteurs THz, grâce à la faible largeur de son canal, assurant de fortes impédances et grâce à la mobilité très élevée du InGaAs, les performances des SSDs à base de GaN restent comparables. En effet, la valeur maximale de réponse mesurée par la rectenna à base de SSDs en InGaAs est de 5,4 V/W à 0,292 THz avec un courant de polarisation de 30  $\mu\text{A}$ , soit 126 mV/W par un SSD en InGaAs. Cette valeur vaut presque la moitié de celle mesurée par un SSD en GaN (209 mV/W) qui en

plus supporte mieux les fortes polarisations. Calcul fait en s'appuyant sur le §3.6: 6,7 V/W à 0,284 THz pour le dispositif en GaN 500/500/32, avec un courant de polarisation de 20 mA).

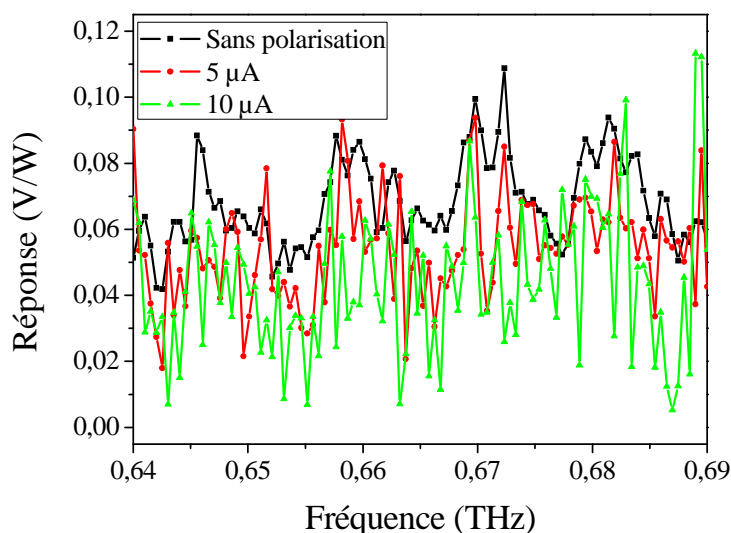


Figure III - 26 : Réponses en V/W mesurées entre 0,64 et 0,69 THz, par le dispositif 1000/120/43, sous différents courants de polarisation.

Nous avons aussi essayé de mesurer avec ces composants, en détection directe, une radiation dans la gamme de fréquence de 0,65 THz. Le graphe de la Figure III - 26 montre l'évolution de la réponse en fonction du courant de polarisation. Nous avons remarqué que une fois la rectenna polarisée, le niveau de bruit devient très important au niveau de la détection synchrone. La valeur du signal n'évolue pas avec la polarisation, et la réponse au-delà de 10  $\mu\text{A}$  se retrouve noyée complètement dans le bruit. Sans polarisation, la valeur maximale mesurée est de 0,11 V/W à 0,672 THz. Nous avons vu précédemment, dans le cas des SSDs en GaN, qu'en montant en fréquence, la réponse diminue expérimentalement mais aussi théoriquement (simulations MC). Nous pouvons alors déduire que le roll-off dans les SSDs en InGaAs est plus petit que dans les SSDs en GaN.

## 4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le principe de la détection directe par redressement du courant électrique généré à l'intérieur d'un élément redresseur grâce à une antenne qui capte une onde EM, en particulier une radiation THz. Ce système qui associe une antenne avec un élément redresseur s'appelle rectenna. Nous proposons un nouveau type de



rectennas à base de SSDs à larges canaux en GaN conçues pour l'émission d'ondes THz. Les expériences ont été réalisées dans une configuration quasi-optique, à température ambiante et en espace libre.

Nous avons démontré le principe de détection quadratique de nos rectennas à base de SSDs et nous avons tracé les figures de mérites de ces détecteurs jusqu'à 0,69 THz. Cette fréquence constitue un record mondial jamais atteint avec des détecteurs à base de SSDs en GaN. Par comparaison avec des simulations MC nous avons trouvé un bon compromis entre la longueur et la largeur des nanocanaux en GaN afin d'optimiser leur réponse et leur roll-off. Ceci constitue une première étape d'un design qui permettrait ainsi d'atteindre de plus hauts régimes de fonctionnement. Enfin, nous avons comparé les SSDs en GaN avec les SSDs en InGaAs. Les premiers étaient plus performants par rapport aux derniers :

- Meilleure sensibilité dans la gamme de fréquence de 0,30 THz.
- Meilleur fonctionnement à plus hautes fréquences dans la gamme de fréquence de 0,65 THz.

Et ceci contre toute attente puisque :

- La rectenna à base de SSDs en InGaAs contient plus de SSDs que celle à base de SSDs en GaN.
- Les SSDs en InGaAs sont conçus en tant que détecteurs grâce à leurs hautes impédances, et les SSDs en GaN en tant qu'émetteurs THz grâce à leurs grandes largeurs.
- Le 2DEG d'une hétérojonction InAlAs/InGaAs a une mobilité plus élevée que celle du AlGaIn/GaN donc les SSDs en InGaAs sont censés mieux suivre des radiations de fréquences THz

Nous pouvons alors conclure que les SSDs en GaN, en tout cas dans ces configurations, sont plus avantageux en tant que détecteurs THz d'autant plus elle supporte mieux la polarisation électrique. Gardons à l'esprit que même si dans la littérature nous pouvons trouver des meilleurs résultats en termes de réponses avec des SSDs en InGaAs [111], le but de nos expériences était de situer les SSDs en GaN par rapport à ceux-ci. Pour ce faire, tous les composants ont été caractérisés dans les mêmes conditions et sur le même banc expérimental et de ce fait les résultats obtenus ont produit une comparaison valide.

## Chapitre IV. Détection hétérodyne

Nous avons jusqu'à présent démontré la capacité des rectennas à base de SSDs à détecter un rayonnement THz en utilisant la technique de la détection directe par redressement quadratique (chapitre III). Cette dernière ne nous donne cependant aucune information sur la fréquence et la phase de l'onde détectée, mais uniquement sur sa puissance. En effet, la détection directe donne en sortie de la rectenna une tension continue proportionnelle à la puissance du rayonnement détecté. Une autre technique alternative peut alors à ce stade être envisageable : il s'agit de la détection hétérodyne par mélange de deux ondes THz. Cependant, cette méthode est couteuse en termes de matériel (elle nécessite notamment deux sources THz, deux bancs optiques), mais aussi en termes de temps à cause de l'alignement difficile à réaliser. Avant de tester les SSDs en tant que mélangeurs hétérodynes, la première étape consistait donc à nous assurer de leurs bons fonctionnements dans le régime THz en détection directe. Dans ce chapitre nous commençons par une introduction théorique sur la détection hétérodyne, puis par la description de la méthode expérimentale utilisée. Les résultats et les discussions qui en découlent seront donnés à la fin de ce chapitre.

### 1 Principe du mélange hétérodyne

Actuellement sur le marché il n'existe aucun appareil de mesure électronique opérant dans la gamme de fréquences THz telle que définie dans le chapitre I. Afin de pouvoir manipuler un signal THz il est alors nécessaire d'avoir recours à la méthode de détection par mélange hétérodyne entre deux ondes THz. C'est une méthode de conversion de fréquences qui aboutit à un signal ayant les mêmes propriétés que le signal THz original, en termes de phase et d'amplitude, tout en permettant d'utiliser les appareils de mesures conventionnels tels que des analyseurs de spectre électrique.

La conversion des fréquences nécessite l'utilisation d'un détecteur hétérodyne non-linéaire [43] qui va assurer le couplage entre deux ondes notées RF et LO (chapitre II §4.2). La notation RF désigne Radio Frequency car la méthode a été proposée et utilisée initialement dans le domaine des micro-ondes. Dans le domaine du THz elle prend la dénomination de porteuse THz (THz carrier). La terminologie LO désigne l'oscillateur local (Local Oscillator).

Considérons alors les deux ondes RF et LO. Elles génèrent dans le détecteur les tensions suivantes :

$$v_{RF}(t) = V_{RF} \cos(\omega_{RF}t + \varphi) \quad (\text{IV - 1})$$

$$v_{LO}(t) = V_{LO} \cos(\omega_{LO}t) \quad (\text{IV - 2})$$

où  $V_{RF}$  et  $V_{LO}$  et  $\omega_{RF}$  et  $\omega_{LO}$  sont leurs amplitudes et leurs « fréquences » respectives et  $\varphi$  est le déphasage entre le signal RF et le signal LO. Puisqu'il s'agit d'un élément non-linéaire nous pouvons décomposer l'intensité  $I$  par un développement en séries de Taylor :

$$I = f(v) = f(v_0) + \left(\frac{df}{dv}\right)_{v_0} (v - v_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2f}{dv^2}\right)_{v_0} (v - v_0)^2 + \dots \quad (\text{IV - 3})$$

où  $v_0$  est la tension déterminant le point de fonctionnement (ou point de polarisation) du détecteur et  $v$  est la tension totale générée:

$$v(t) - v_0 = v_{RF}(t) + v_{LO}(t) \quad (\text{IV - 4})$$

Si  $v(t)$  est suffisamment petite devant la plage de tension de fonctionnement de l'élément non-linéaire, le terme à la dérivée seconde ne disparaît pas et nous nous plaçons dans le régime de détection quadratique (square-law detection). Nous pouvons ainsi écrire [104]:

$$I(t) \propto (v_{RF}(t) + v_{LO}(t))^2 \quad (\text{IV - 5})$$

En développant  $I(t)$  nous obtenons :

$$\begin{aligned} I(t) \propto & \frac{V_{RF}^2}{2} [1 + \cos(2\omega_{RF}t + 2\varphi)] + \frac{V_{LO}^2}{2} [1 + \cos(2\omega_{LO}t)] \\ & + V_{RF}V_{LO} \{ \cos[(\omega_{RF} + \omega_{LO})t + \varphi_{RF}] \\ & + \cos[(\omega_{RF} - \omega_{LO})t + \varphi_{RF}] \} \end{aligned} \quad (\text{IV - 6})$$

En développant et en réorganisant cette dernière équation nous obtenons :

$$\begin{aligned} I(t) \propto & \frac{V_{RF}^2 + V_{LO}^2}{2} \\ & + \frac{V_{RF}^2}{2} \cos(2\omega_{RF}t + 2\varphi) + \frac{V_{LO}^2}{2} \cos(2\omega_{LO}t) + V_{RF}V_{LO} \cos[(\omega_{RF} + \omega_{LO})t + \varphi] \\ & + V_{RF}V_{LO} \cos[(\omega_{RF} - \omega_{LO})t + \varphi] \end{aligned} \quad (\text{IV - 7})$$

Nous distinguons alors trois composantes :

1. La composante continue dans la première ligne.
2. La composante haute fréquence dans la deuxième ligne.
3. La composante basse fréquence ou battement dans la troisième ligne.

Nous avons ainsi montré qu'un élément non-linéaire peut multiplier les signaux et générer des harmoniques de fréquences. En général, dans le cas d'une opération de conversion vers les basses fréquences (down-conversion), la deuxième composante est éliminée par des filtres passe-bas. Finalement en sortie nous aurons un signal IF (Intermediate Frequency) ayant une fréquence égale à la différence entre les fréquences des deux signaux en entrée et qui s'écrit :

$$f_{IF} = |f_{RF} - f_{LO}| \quad (IV - 8)$$

où  $f_{RF}$  est la fréquence du signal RF et  $f_{LO}$  est celle du signal LO. Dans le cas contraire (up-conversion) et grâce à des filtres passe-haut nous pouvons obtenir un signal SF (Sum Frequency) dont la fréquence est égale à la somme des fréquences des deux signaux en entrée :

$$f_{SF} = f_{RF} + f_{LO} \quad (IV - 9)$$

Dans notre cas nous réalisons des down-conversions afin de pouvoir utiliser notre matériel opérant dans la gamme de fréquence GHz. Le schéma équivalent de cette technique est représenté dans la Figure IV - 1, où le signal RF et le signal LO sont deux ondes THz et leur fréquence intermédiaire tombe dans la gamme de fréquence GHz.

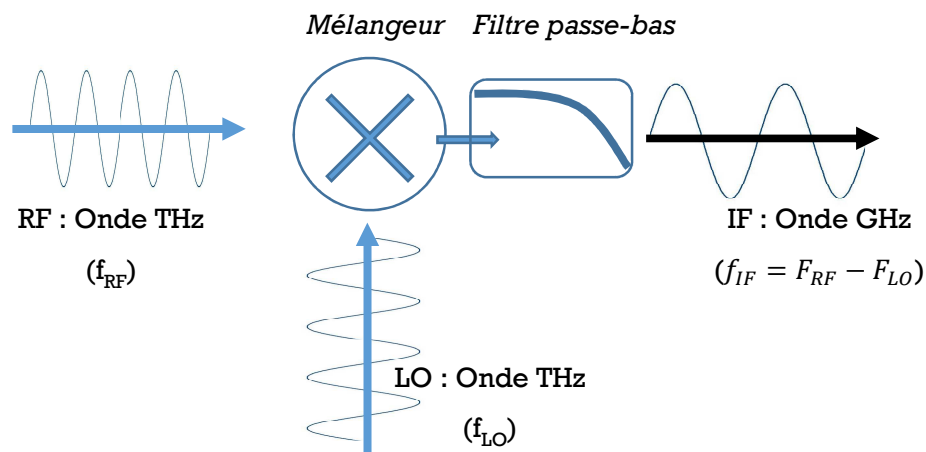


Figure IV - 1 : Schéma représentatif d'un mélangeur hétérodyne opérant dans le THz en mode down-conversion.

Il s'agit alors d'une détection cohérente car elle donne accès à la fréquence et à la phase en faisant interférer deux ondes. À contrario de la détection directe qui elle, est incohérente car elle ne mesure que la moyenne de l'intensité du signal détecté. Cette technique a été largement utilisée pendant les dernières décennies, par exemple, dans le domaine des télécommunications, afin de démoduler un signal et d'en extraire la partie de celui-ci qui contient les informations (données, musique, image, vidéo, ...). Les systèmes hétérodynes sont aussi mis en œuvre dans les récepteurs radios, télévisions, téléphones cellulaires, radars, ... mais aussi dans la spectroscopie à haute résolution comme par exemple dans l'étude du cosmos avec le télescope Herschel SPIRE (chapitre I §1.3) : en connaissant la fréquence du signal LO nous pouvons en déduire la fréquence du rayonnement cosmique en appliquant l'équation (IV - 8).

## 2 Matériel et dispositifs expérimentaux

### 2.1 Échantillon étudié

Après s'être assuré, en utilisant la détection directe, que nos dispositifs sont capables de détecter un rayonnement THz, nous allons étudier leurs capacités à mélanger deux radiations THz. Nous étudierons dans cette partie la capacité des rectennas appartenant à l'échantillon « GaN1 » à détecter une radiation par mélange hétérodyne. Effectivement, nous savons déjà d'après le chapitre II §6.4 que ces dispositifs sont très bien adaptés en impédance par rapport à notre support de type FR4 (ce qui évite les réflexions aux bouts des lignes RF, et donc les pertes) tout en laissant passer les signaux IF ayant des fréquences de l'ordre de quelques GHz. Les lignes du support sont réalisées de façon à adapter un dispositif dont l'impédance peut aller jusqu'à 200 k $\Omega$  alors que les impédances de nos rectennas « GaN1 » sont données dans la Table II - 1.

L'échantillon « GaN2 » est monté sur un support de type PCB imprimés avec des lignes DC qui ne laissent pas passer des fréquences de l'ordre du GHz. En ce qui concerne l'échantillon « InGaAs » bien qu'il soit monté sur un support de type FR4, et bien que le composant étudié dans la partie précédente ait une impédance adaptée, nous n'avons pas eu le temps de le tester en tant que mélangeur hétérodyne.

## 2.2 Montage expérimental

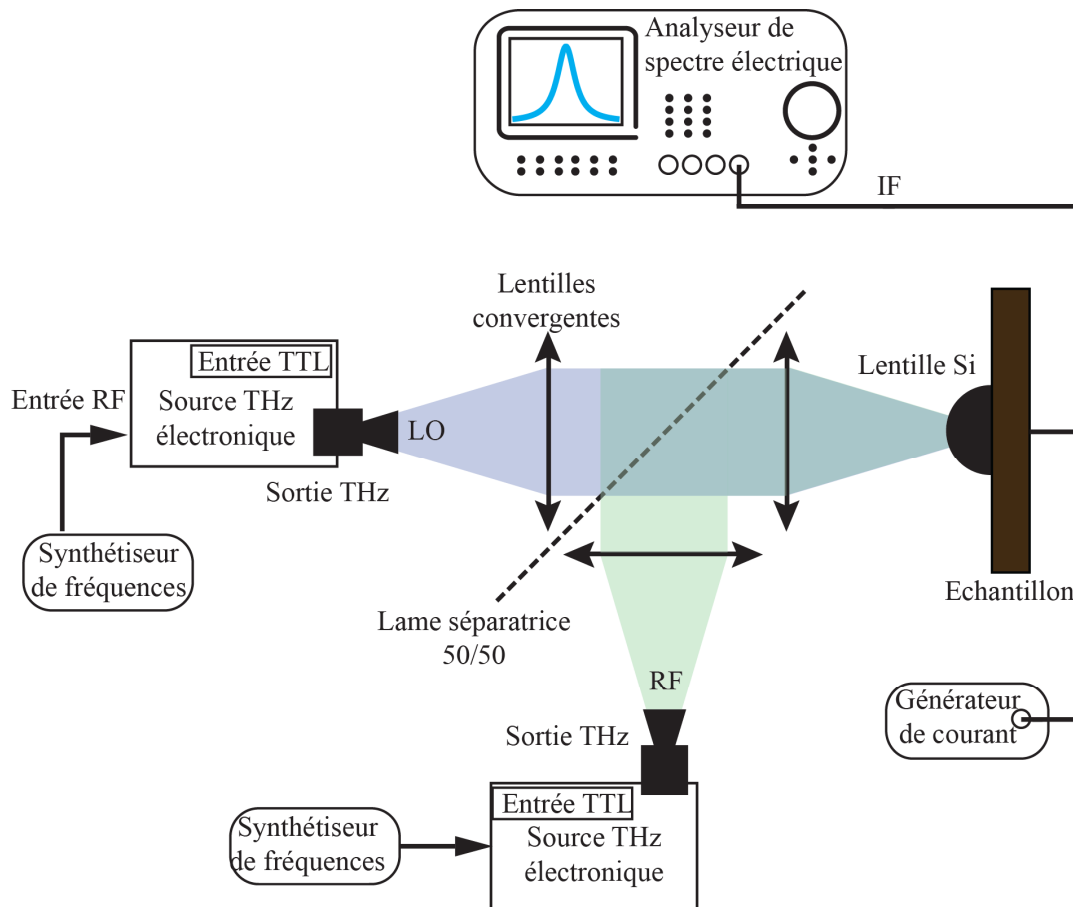


Figure IV - 2 : Montage expérimental de détection hétérodyne en configuration quasi-optique.

Le montage expérimental mis en place correspond à une modification de celui de la détection directe vu dans le chapitre III. Dans le montage de la Figure IV - 2, nous constatons la disparition de l'entrée TTL auparavant utilisée par la détection directe en tant que signal de référence. En effet, la théorie du mélange hétérodyne nous dit que notre référence est le signal LO fournie par une des deux sources THz. La deuxième source THz fournit une onde RF et est placée perpendiculairement par rapport à la première. La réponse IF, ayant la fréquence du battement, est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre électrique. Les deux rayonnements THz LO et RF sont collimatés et sont focalisés en utilisant des lentilles convergentes en PTFE, tandis qu'une lame séparatrice en polyéthylène téréphtalate placée à 45° agit comme une lame séparatrice et aide à superposer spatialement les deux radiations. Afin de polariser les dispositifs avec un courant continu nous avons utilisé un Té de polarisation (Bias Tee) ayant une bande passante de 50 MHz à 26 GHz. Celui-ci est alors un

passer-bande permettant de filtrer la composante continue et la composante à haute fréquence du mélange hétérodyne, et ne garder que le signal IF qui pourra être mesuré avec notre analyseur de spectre électrique.

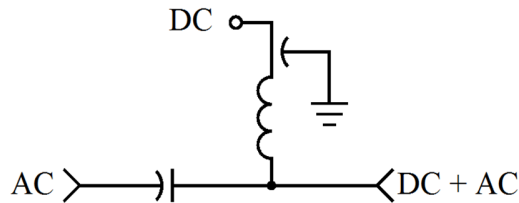


Figure IV - 3 : Circuit électrique équivalent d'un Té de polarisation.

Le circuit électrique équivalent d'un Té de polarisation est représenté dans la Figure IV - 3. L'entrée « DC » est reliée à l'aide d'un câble coaxiale de type BNC à la source de courant continue. Le connecteur SMA « AC+DC » est connecté au dispositif étudié à l'aide d'un câble coaxiale de type SMA : la partie AC provient de la réponse IF et la partie DC de la polarisation en courant continu. La sortie « AC » est reliée à l'analyseur de spectre électrique par un câble coaxial de type SMA et ne contient que la composante IF.

Compte tenu des sources disponibles (Annexe B), nous avons pu réaliser des expériences en détection hétérodyne dans les deux gammes de fréquence 0,30 THz (0,290-0,330 THz) et 0,65 THz (0,660-0,673 THz). Pour la première nous avons utilisé les deux sources VDI-AMC-S222 et VDI-AMC-S163 : la fréquence du signal LO a été fixée à 0,290 THz et celle du signal RF variait de 0,290 à 0,330 THz. La fréquence du signal IF variait donc de 0 à 40 GHz. Pour la deuxième nous avons utilisé deux sources identiques VDI-AMC-381 : la fréquence du signal LO a été fixée à 0,660 THz et celle du signal RF variait de 0,660 à 0,673 THz. La fréquence du signal IF variait donc de 0 à 13 GHz. Le choix de la dernière plage des fréquences du signal IF a été fait afin de raccourcir les temps d'acquisitions. En effet, nous verrons par la suite que nous avons une fréquence de coupure autour de 13 GHz qui correspond à la bande passante du support FR4 et des connexions SMA.

### 2.3 Démarche expérimentale

L'alignement d'un tel banc expérimental est un peu plus laborieux que pour la détection directe car il implique l'alignement des deux sources THz. L'ensemble du matériel utilisé est présenté dans l'Annexe B et dans tous les cas, les expériences ont été réalisées dans une configuration quasi-optique en espace libre et à température ambiante.

Nous commençons d'abord par l'alignement de la source LO de la même façon décrite dans le chapitre III §2.3. Une fois c'est fait nous passons à l'alignement du trajet du faisceau RF qui est perpendiculaire au premier axe optique, celui de la source LO. Nous plaçons la lame séparatrice entre les deux lentilles convergentes du premier trajet, avec un angle de 45°. Cet angle est contrôlé par la perte de la puissance au niveau du détecteur direct, c'est-à-dire il est réglé de façon à avoir la moitié du signal LO mesurée en détection directe par une des rectennas de l'échantillon sans la lame 50/50. À ce stade, le premier trajet du faisceau LO : source LO, jeu de lentilles, lentille Si et rectenna sont alignés et la lame séparatrice est bien positionnée.

Ensuite, nous plaçons la source RF perpendiculairement à la première et en face d'elle une troisième lentille PTFE. Nous éteignons la première source LO et allumons la deuxième source RF. À l'aide de la rectenna déjà alignée nous réglons la position de la dernière lentille PTFE de façon à obtenir un maximum du signal en détection directe sans toucher aucun élément précédent. À ce stade nous pouvons estimer que le trajet du faisceau RF est aligné avec celui du faisceau LO. Afin de passer d'un dispositif à un autre, il suffit juste de déplacer l'échantillon derrière la lentille Si suivant Y et Z à l'aide de la translation XYZ. À chaque fois, le contrôle d'alignement de la rectenna choisie se fait lorsque le signal de détection directe est maximal, de préférence avec la source LO qui se trouvant en trajet direct.

Les acquisitions des données ont été faites d'une manière complètement automatisée à l'aide d'un programme sous LabVIEW® développé au sein de notre équipe et que nous avons adapté à nos besoins.

### 3 Résultats et discussions

L'analyseur de spectre électrique est de type Rohde & Schwartz® FSU 20 Hz – 46 GHz. Il a été réglé de façon à pouvoir mesurer un faible signal : RBW = 500 Hz, VBW = 200 Hz, Span = 200 KHz et Sweep-Time = 1,6 s. Le plancher de bruit dans cette configuration est d'environ -115 dBm entre 0 et 28 GHz et d'environ -105 dBm entre 28 et 46 GHz. Le pic du signal IF a une largeur de quelques KHz ce qui représente une bonne résolution pour une mesure de fréquence de l'ordre de GHz.



### 3.1 Étude en fonction du courant de polarisation

Nous avons testés tous nos composants en appliquant différents courants de polarisation et en déplaçant le point de polarisation sur leurs caractéristiques  $I(V)$  respectives. Dans la Figure IV - 4 nous représentons sous la forme de graphes la puissance du signal IF mesurée à l'aide de la rectenna 500/500/32 en fonction de la fréquence intermédiaire. Dans les deux cas nous observons une coupure autour du 13 GHz qui ne peut être attribuée à notre dispositif. En effet celle-ci provient du support FR4 (voir courbe de gain dans le chapitre II §6.4). Nous observons également la présence d'interférences d'intervalles spectraux libres de quelques GHz, ce qui correspond à des largeurs de cavité de l'ordre de cm selon l'équation (III - 20). Il ne s'agit pas alors d'ondes stationnaires à l'intérieur du substrat, celles-ci ont été supprimées par la lentille Si. Ces ondes stationnaires proviennent alors du banc optique et/ou des connectiques.

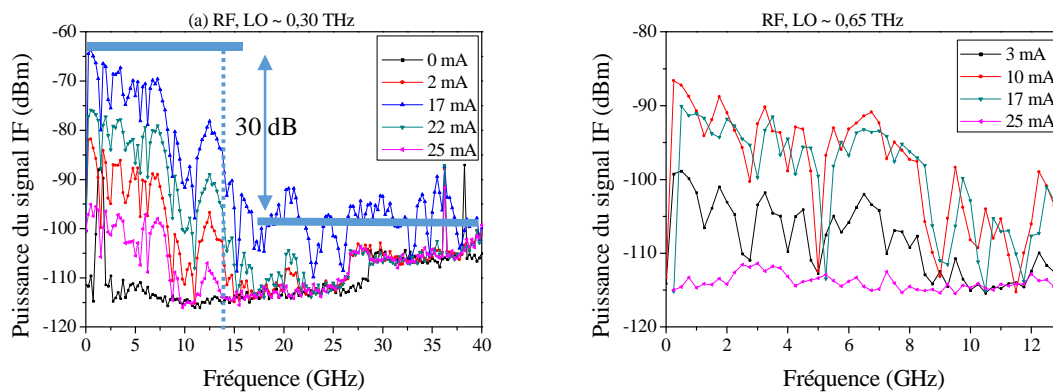


Figure IV - 4 : Puissance du signal IF mesuré à l'aide du dispositif 500/500/32 en fonction de la fréquence intermédiaire et pour différentes valeurs de courants de polarisation. Les signaux RF et LO appartiennent à la gamme de fréquence de (a) 0,30 THz et (b) 0,65 THz.

La puissance du signal IF augmente avec la polarisation pour atteindre un certain maximum pour 17 mA puis rechute. Nous pouvons observer également qu'avec une polarisation de 17 mA, notre dispositif continue de détecter au-delà de cette fréquence de coupure, dans la gamme de fréquence de 0,30 THz. Ceci n'a pas été observé dans la gamme de fréquence de 0,65 THz. Deux explications peuvent être données :

1. L'antenne est conçue à fonctionner d'une manière optimale dans la gamme de fréquence de 0,30 THz (Chapitre II §6.3). Nous retrouvons d'ailleurs les pertes de 20 dB, retrouvées précédemment, entre les deux gammes de fréquences.

- Le signal IF à partir de 13 GHz perd environ 30 dB de sa puissance, dans la gamme de fréquence de 0,30 THz. Il se retrouve ainsi noyé dans le bruit de l'analyseur de spectre électrique, dans la gamme de fréquence de 0,6 THz, où il devrait être à -120 dBm environ à partir de 13 GHz.

En fixant la fréquence intermédiaire à 3 GHz dans la gamme de fréquence de 0,30 THz et à 1 GHz dans la gamme de fréquence de 0,65 THz, nous avons observé l'évolution de la puissance du signal IF en fonction du courant de polarisation (Figure IV - 5).

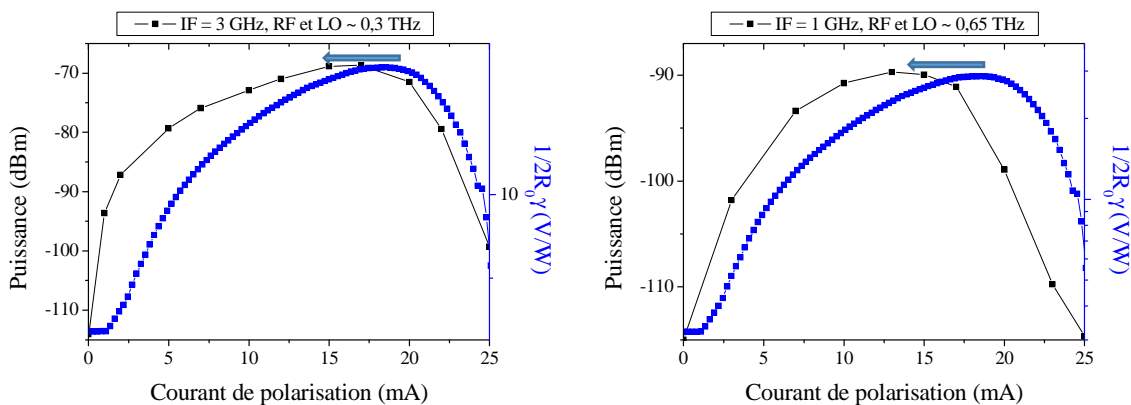


Figure IV - 5 : Puissance du signal IF mesuré à l'aide de la rectenna 500/500/32 en fonction du courant de polarisation. (a) RF et LO appartiennent à la gamme de fréquence de 0,30 THz et  $f_{IF} = 3\text{GHz}$ . (b) RF et LO appartiennent à la gamme de fréquence de 0,65 THz et  $f_{IF} = 1\text{GHz}$ .

Nous avons également comparé cette évolution à la courbure de la caractéristique  $I(V)$  de la rectenna donnée par la réponse en détection directe. La non-linéarité de la caractéristique  $I(V)$  et la puissance du signal IF évoluent d'une manière presque identique sans réelle concordance. Ceci met en évidence la différence entre la détection hétérodyne et la détection par redressement, même si elles sont toutes les deux liées à la détection quadratique du signal incident. Ceci est normal car  $I(V)$  statique ne prédit pas le comportement dynamique d'un mélangeur. Nous pouvons conclure expérimentalement que la puissance maximale du signal IF ne se situe plus sur le coude de la caractéristique  $I(V)$  mais juste avant. Nous allons voir par la suite, que le seul moyen de vérifier le comportement de nos détecteurs en tant que mélangeurs hétérodynes, est de le comparer avec des résultats issus des simulations MC.

### 3.2 Étude en fonction de la géométrie

Afin d'alléger le manuscrit, nous avons choisi de montrer les résultats obtenus avec la rectenna 500/500/32. Ce choix est appuyé par le fait qu'elle est notre meilleur détecteur direct (chapitre III). Étant donné que la détection directe et la détection hétérodyne sont deux formes différentes de la détection quadratique (introductions chapitres III et IV), cette rectenna a de fortes chances d'être encore une fois la plus performante en tant que mélangeur hétérodyne. Nous avons prouvé ceci en mesurant la puissance du signal IF à une fréquence intermédiaire fixée à 3 GHz dans la gamme de fréquence de 0,30 THz et à 1 GHz dans la gamme de fréquence de 0,65 THz, pour des rectennas de différentes géométries et en fonction du courant de polarisation.

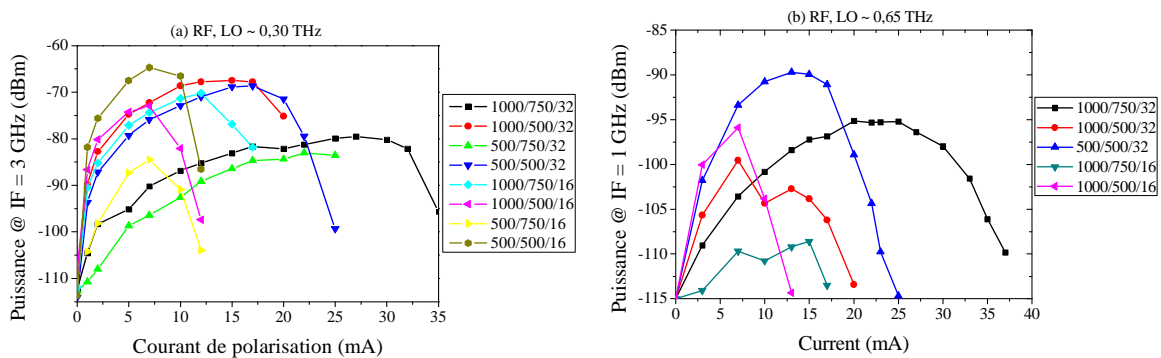


Figure IV - 6 : Puissance du signal IF mesurée à l'aide de différentes rectennas en fonction du courant de polarisation. (a) RF et LO appartiennent à la gamme de fréquence de 0,30 THz et  $f_{IF} = 3\text{GHz}$ . (b) RF et LO appartiennent à la gamme de fréquence de 0,65 THz et  $f_{IF} = 1\text{GHz}$ .

Les résultats sont présentés dans les graphes de la Figure IV - 6. Il est normal que les rectennas à base de 32 SSDs pouvant supporter des courants de polarisation plus élevés que les rectennas à base de 16 SSDs, saturent pour des valeurs de courants plus élevés. Cependant, nous constatons encore une fois et surtout à hautes fréquences (RF et LO  $\sim 0,65$  THz) que le dispositif choisi 500/500/32 a le meilleur niveau de détection en tant que mélangeur hétérodyne.

Notez bien que certaines rectennas qui fonctionnaient dans les expériences à 0,30 THz ont été détruites lors de ces expériences et n'ont pu être caractérisées à 0,65 THz.

### 3.2.1 Étude en fonction de la longueur et de la largeur

Afin d'évaluer l'influence de la longueur et de la largeur séparément nous avons tracés la puissance du signal IF en fonction de chacun de ces paramètres. La gamme de fréquence choisie est celle du 0,30 THz.

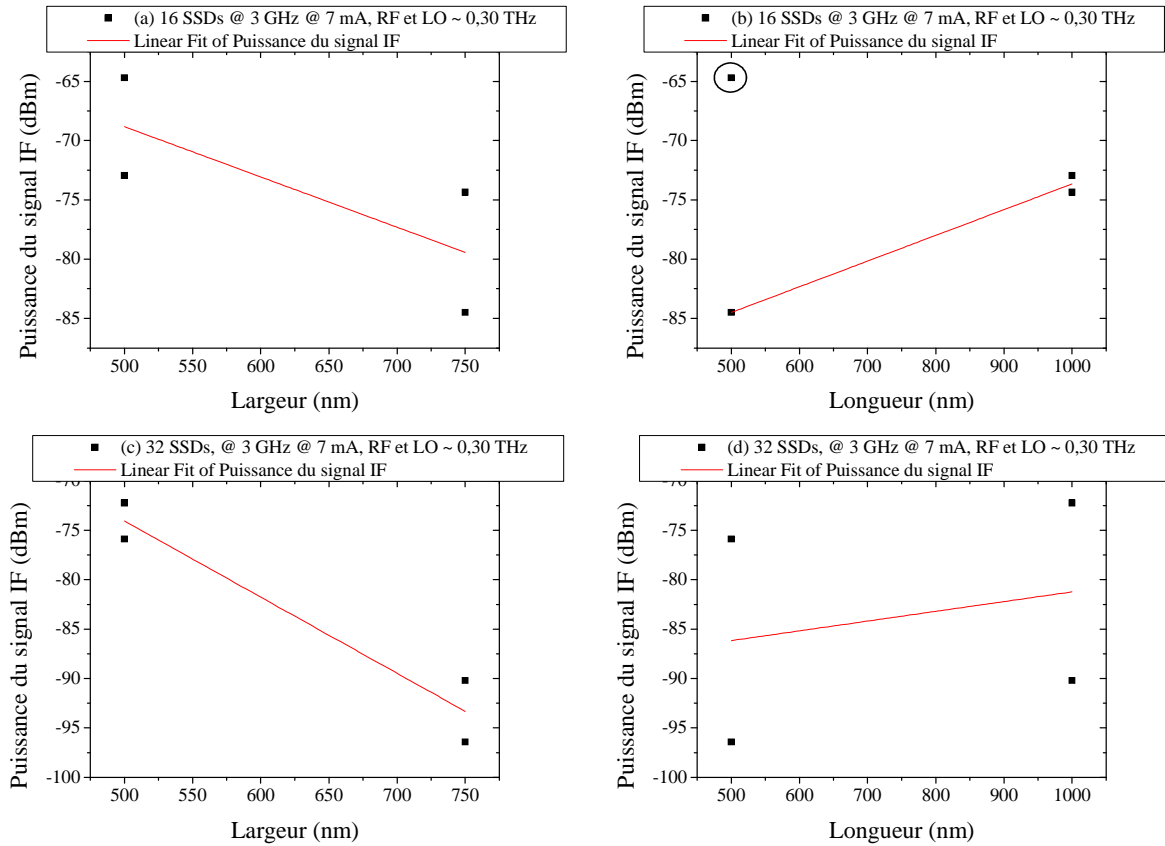


Figure IV - 7 : Puissance du signal IF de fréquence 3 GHz, tel que RF et LO appartiennent à la gamme de fréquence de 0,30 THz, mesuré à l'aide des différentes rectennes, polarisées avec un courant de 7 mA, (a) contenant 16 SSDs, en fonction de la largeur (b) contenant 16 SSDs, en fonction de la longueur, (c) contenant 32 SSDs, en fonction de la largeur, (d) contenant 32 SSDs, en fonction de la longueur.

D'après la Figure IV - 7, en traçant les pentes dans chaque graphe, nous pouvons déduire que l'influence de la largeur des SSDs est plus importante que celle de leur longueur. En augmentant la largeur des SSDs la puissance du signal IF diminue de  $-0,04$  dB/nm et en augmentant leur longueur elle augmente de  $+0,02$  dB/nm pour les rectennes à base de 16 SSDs. Pour celles à base de 32 SSDs les valeurs sont de  $-0,08$  dB/nm et de  $+0,01$  dB/nm respectivement. L'influence de la largeur est donc 2 fois plus importante que celle de la longueur dans le cas des dispositifs à base de 16 SSDs et elle est 8 fois plus importante dans le cas des dispositifs à base de 32 SSDs. Encore une fois ceci est en total accord avec ce qui a

été étudié précédemment sur l'influence de la longueur et de la largeur sur l'impédance d'une rectenna et donc sur sa réponse (chapitre II §6.5.2). Nous avons également pu voir dans le chapitre III la même influence sur la réponse de ces rectennas en tant que détecteurs redresseurs de courant.

### 3.3 Pertes de conversion

À partir des premiers résultats obtenues par la rectenna 500/500/32 (§3.1), nous avons tracé les figures de mérites que représentent les pertes de conversion  $CL$  (Conversion Losses) d'un tel mélangeur polarisé avec un courant de 17 mA (Figure IV - 8), en fonction de la fréquence du signal IF.

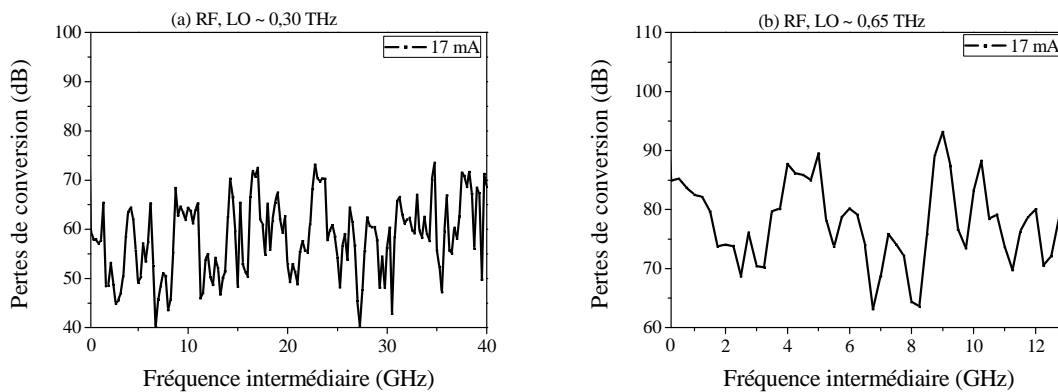


Figure IV - 8 : Pertes de conversion du dispositif 500/500/32 polarisé avec un courant de 17 mA en fonction de la fréquence intermédiaire. (a) RF et LO appartiennent à la gamme de fréquence de 0,30 THz. (b) RF et LO appartiennent à la gamme de fréquence de 0,65 THz.

Celles-ci ont été calculées de la manière suivante :

$$CL(dB) = P_{IF}(dBm) - P_{RF}(dBm) + G_{FR4}(dB) \quad (IV - 10)$$

où  $P_{IF}$  est la puissance du signal IF,  $P_{RF}$  est la puissance du signal émis par la source RF mesurée à l'aide du PM4 (voir chapitre III) et  $G_{FR4}$  est le gain du support FR4 de l'échantillon (Figure II - 31).

Les pertes de conversion de tout le système intégré sont de  $58 \pm 2$  dB dans la gamme de fréquence de 0,30 THz et augmente de 20 dB supplémentaires à plus hautes fréquences pour atteindre  $78 \pm 3$  dB dans la gamme de fréquence de 0,65 THz. En dépit des variations des pertes de conversion dues probablement à la présence d'ondes stationnaires dans les chemins optiques des faisceaux THz, celles-ci restent quasiment constantes. Nous pouvons

ainsi conclure que la bande passante de notre mélangeur est d'au moins 40 GHz à 0,30 THz et de 13 GHz à 0,6 THz.

Les simulations MC réalisées par nos collaborateurs à l'Université de Salamanque ont permis d'estimer les pertes de conversion intrinsèques de ce dispositif polarisé avec un courant de 17 mA et ce dans la gamme de fréquence de 0,65 THz.

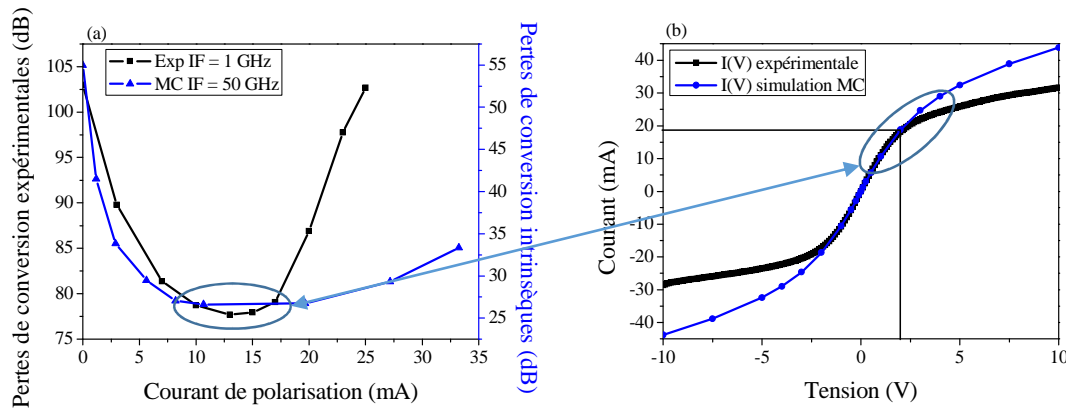


Figure IV - 9 : (a) Pertes de conversion expérimentales et intrinsèques de la rectenna 500/500/32. (b) La caractéristique  $I(V)$  expérimentale et simulée de ce dispositif.

Expérimentalement nous prenons la puissance à la fréquence intermédiaire de 1 GHz et les pertes de conversions ont été évaluées selon la même méthode que précédemment et pour chaque courant de polarisation. Pour diminuer le temps des simulations la fréquence intermédiaire sera grande et de valeur de 50 GHz (plus la fréquence intermédiaire est petite et plus les simulations prennent de temps). De plus, le dispositif simulé contient uniquement un SSD tel que  $L = W = 500$  nm. Les valeurs obtenues ont été ensuite multipliées par 32 soit le nombre de SSDs dans la rectenna étudiée. En comparant les deux courbes nous constatons que les résultats expérimentaux concordent avec les résultats simulés pour un courant de polarisation allant jusqu'à 17 mA (Figure IV - 9 (a)). Cette valeur correspond d'une part à la valeur pour laquelle les pertes de conversion sont minimales et d'autre part, au coude de la caractéristique  $I(V)$  (Figure IV - 9 (b)). À partir de 17 mA les pertes de conversion expérimentales augmentent plus rapidement que celles simulées. Cette différence entre les deux courbes s'explique grâce aux caractéristiques  $I(V)$ , expérimentale et simulée, qui divergent après le point de polarisation de 17 mA (Figure IV - 9 (b)).

Enfin, d'après le graphe de la Figure IV - 9 (a), pour un courant de polarisation inférieur à 17 mA, en soustrayant les pertes expérimentales (78 dB) et intrinsèques (27 dB) nous pouvons en déduire des pertes de conversions supplémentaires (dans la gamme de

fréquence de 0,65 THz) d'une valeur de 51 dB environ. Ces pertes proviennent de notre montage expérimental (focalisation des faisceaux THz, lentilles, espace libre de propagation, couplage radiations THz-antennes, ...) et des connexions électriques (contacts, microbondings, fils coaxiaux, ...). Ainsi nous estimons que les pertes de conversions intrinsèques dans la gamme de fréquence de 0,30 THz sont de  $58 - 51 = 7$  dB environ, soit à l'état de l'art. En effet, les pertes de conversion des SBDs sont de 6,3 dB à 0,33 THz [112].

### 3.4 Compression de conversion

La compression de conversion est une autre figure de mérite d'un mélangeur hétérodyne. Elle est définie comme étant la mesure du signal d'entrée RF maximale pour laquelle le mélangeur fournit un fonctionnement linéaire en termes de pertes de conversion. Effectivement, pour de faibles puissances du signal RF, la puissance de sortie du signal IF garde un rapport constant avec la puissance du signal RF. Toutefois, en augmentant la puissance du signal RF, il y aura un changement dans le rapport et les pertes de conversion augmentent.

Expérimentalement, cette étude n'était pas facile puisqu'il fallait changer la puissance du signal RF émit par la source THz. Pour ce faire, nous avons contrôlé cette puissance en modifiant la puissance d'entrée de la source THz à l'aide du synthétiseur de fréquence (voir Annexe B pour le principe de fonctionnement des sources THz). A priori nous nous attendions à pouvoir baisser la puissance d'émission d'une manière graduelle, mais ce n'était pas le cas. En effet, les sources électroniques VDI® fonctionnent en mode quasi ON-OFF, c'est-à-dire à partir d'une puissance d'entrée définie la source émet quasiment le maximum de sa puissance, en dessous de cette puissance d'entrée la source est quasiment éteinte. Dans la Figure IV - 10, nous avons tracé l'évolution de la puissance du rayonnement THz à la sortie de la source VDI-AMC-381 en fonction de la puissance d'entrée délivrée par le synthétiseur de fréquences. Le manuel d'utilisation de cette source fixe la puissance d'entrée à 10 dBm pour avoir en sortie une puissance maximale. Expérimentalement nous pouvons remarquer qu'en baissant la puissance d'entrée, la puissance de sortie reste maximale jusqu'à -10 dBm (1,3 mW soit 1,14 dBm). En deçà de cette valeur, la puissance de sortie diminue très rapidement pour des variations très faibles de la puissance d'entrée. Nous pouvons considérer que la source est éteinte lorsqu'elle est alimentée par un signal en entrée d'une puissance inférieure à -14 dBm.

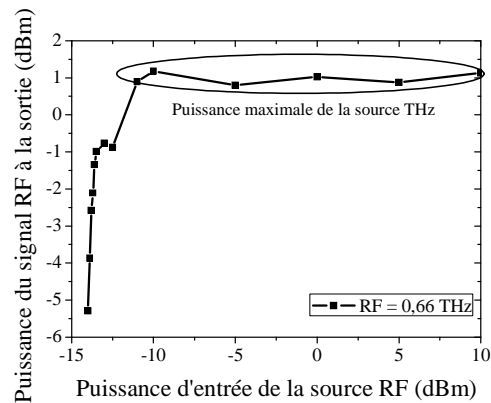


Figure IV - 10 : Puissance du signal RF de fréquence 0,66 THz, délivré par la source VDI-AMC-381, en fonction de la puissance d'entrée de cette dernière.

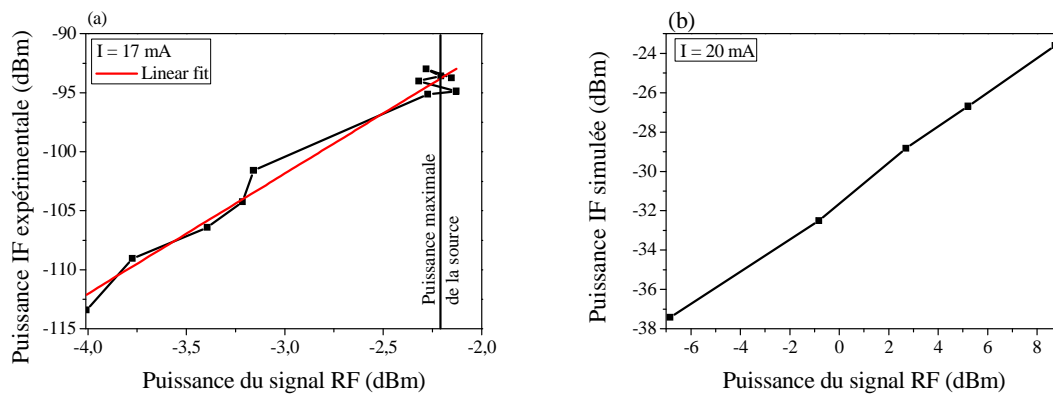


Figure IV - 11 : Puissance du signal IF en fonction de celle du signal RF. (a) résultats expérimentaux en utilisant la rectenna 500/500/32 polarisée avec un courant de 17 mA, RF et LO  $\sim 0,65$  THz,  $f_F = 1$  GHz. (b) résultats simulés par la méthode MC sur un SSD 500/500 polarisé avec un courant de 20 mA, RF et LO  $\sim 0,65$  THz,  $f_F = 50$  GHz.

La Figure IV - 11 (a), montre des mesures de la puissance de sortie IF en fonction de la puissance d'entrée RF, tandis que la Figure IV - 11 (b) présente les résultats des simulations MC correspondants. Dans les deux cas, une dépendance linéaire est observée. Du point de vue expérimental, le comportement de saturation n'a pas été observé à la puissance maximum disponible du signal RF et qui est estimée à environ -2,13 dBm au niveau de l'échantillon 1.14 dBm à la sortie de la source). De même les simulations MC effectuées à des puissances du signal RF plus élevées (jusqu'à 9 dBm) ne montrent aucune saturation. Cette forte linéarité de la réponse de notre composant en tant que détecteur hétérodyne représente un net avantage pour des applications pratiques.



### 3.5 Bande passante et up-conversion !

La Figure IV - 12 met en évidence la densité spectrale du courant calculée par simulation MC pour un seul nanocanal avec  $L/W = 500/500$  nm. La méthode utilisée par l'équipe de l'Université de Salamanque est similaire à celle développée dans [109]. La fréquence du signal RF est fixée à  $f_{RF} = 0,70$  THz et celle du signal LO à  $f_{LO} = 0,65$  THz. La première conclusion que nous pouvons tirer de cette figure est que vue qu'un signal IF de fréquence  $f_{IF} = f_{RF} - f_{LO} = 50$  GHz (down-conversion) a pu être obtenu ; la bande passante du signal IF d'un tel dispositif est donc bien supérieure au 40 GHz obtenus expérimentalement.

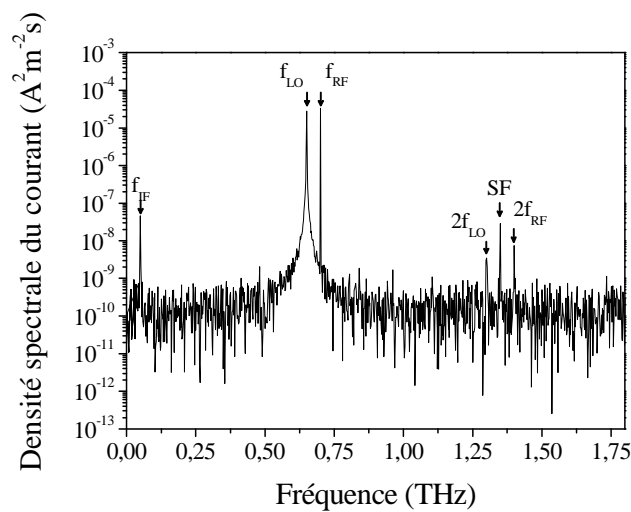


Figure IV - 12 : Spectre du courant obtenue par simulation MC, RF et LO  $\sim 0,65$  THz. Un seul nanocanal est simulé avec  $L/W = 500/500$  nm.

La deuxième conclusion est que ce dispositif simulé ne présente pas de limitation intrinsèque de fréquence et ceci jusqu'à 1,35 THz où un pic du signal SF de fréquence  $f_{SF} = f_{RF} + f_{LO}$  est présent. Ce dernier correspond à l'opération up-conversion et est du même ordre de grandeur (en amplitude) que le pic du signal IF. Ce dispositif, fabriqué en GaN, est encore loin de sa fréquence de coupure. Enfin d'autres harmoniques sont visibles aux fréquences  $2f_{LO} = 1,30$  THz et  $2f_{RF} = 1,40$  THz, preuve que les SSDs sont non seulement des détecteurs hétérodynes mais aussi des générateurs de fréquences harmoniques supérieures.

## 4 Conclusion

Nous avons pu démontrer que les SSDs en GaN à larges canaux sont capables de fonctionner en tant que mélangeurs hétérodynes dans les deux gammes de fréquences 0,30

et 0,65 THz. Les pertes de conversions sont de 7 dB et de 27 dB respectivement. La bande passante obtenue expérimentalement est de 40 GHz et correspond à celle de notre analyseur de spectre électrique. Ce fonctionnement en détecteur/mélangeur hétérodyne utilisant des SSDs, dans la gamme de fréquence de 0,60 THz, dans une configuration quasi-optique, à température ambiante et en espace libre, constitue une première mondiale.

La meilleure réponse pour un SSD l'a été pour un courant de polarisation tel que le point de fonctionnement du rectenna se retrouve sur le coude de sa caractéristique  $I(V)$ . Ce point de fonctionnement correspond au maximum de la courbure de la caractéristique  $I(V)$  et démontre que la détection hétérodyne et la détection directe par redressement sont deux formes distinctes de la détection quadratique. Par contre, l'évolution vers ce point de saturation ne se fait pas de la même manière dans les deux méthodes.

L'étude des paramètres géométriques en fonction de la puissance du signal IF a permis de mettre en évidence que la puissance mesurée augmente avec la largeur des SSDs et diminue avec leur longueur. Cependant, la largeur des SSDs joue un rôle beaucoup plus important que leur longueur tout comme dans le schéma en détection directe.

Nous avons aussi démontré également que les SSDs en GaN présentent une forte linéarité entre la puissance du signal IF et la puissance du signal RF et ceci jusqu'à une puissance d'entrée de -2.13 dBm expérimentalement et de 8 dBm par simulation MC. En conséquence, les SSDs en GaN pourraient supporter de très hautes puissances d'entrée sans déviation par rapport au régime linéaire. Leur mise en œuvre pratique en tant que mélangeurs d'ondes submillimétriques ayant de fortes puissances semble donc tout à fait réaliste.

Tous les résultats obtenus ont été validés par des simulations MC. Ces derniers ont démontré également que les SSDs en GaN à larges canaux peuvent avoir une bande passante allant jusqu'à 1,35 THz et peuvent aussi générer des fréquences harmoniques supérieures à celles des signaux d'entrée RF et LO.

## Conclusion générale et perspectives

La partie du spectre électromagnétique s'étendant entre 0,30 et 30 THz, s'appelle le domaine térahertz (THz). Elle représente un fort intérêt pour la communauté scientifique et nous avons vu au travers du premier chapitre que grâce aux propriétés physiques exceptionnelles des ondes THz, celles-ci peuvent être utilisées dans de différents domaines tels que (i) l'imagerie (biomédicale non invasive, non ionisante et non destructive, grâce à leur faible énergie électromagnétique; pour des applications de sécurité, grâce à leurs réflexions par les métaux et à leurs fortes absorptions par l'eau) (ii) la spectroscopie haute résolution, grâce à la signature spectrale de certains produits chimiques dans cette gamme de fréquence mais aussi (iii) les télécommunications ultra-rapides, grâce à l'augmentation considérable de taux de transfert de données qui peut excéder les 10 Go/sec.

Il est alors essentiel de disposer de sources et de détecteurs THz performants et pouvant fonctionner à température ambiante. Toujours dans le premier chapitre de ce manuscrit nous avons présenté différentes méthodes de génération et de détection d'ondes THz utilisant les technologies inspirées soit des micro-ondes soit de l'optique.

Dans le chapitre II, nous avons vu que l'industrie microélectronique actuelle maîtrise les techniques de croissances des structures III-V afin d'arriver à optimiser à la fois la densité et la mobilité électroniques dans les 2DEG, notamment en jouant sur le dopage modulé et la séparation spatiale des porteurs de charge. Les détecteurs à base de 2DEG peuvent alors fonctionner en régime THz, grâce au transport électronique quasi-balistique et ce à température ambiante. Parmi ces détecteurs un composant novateur récemment introduit le Self-Switching Device (SSD) présente des nanocanaux asymétriques formés dans une couche de 2DEG. Il présente plusieurs avantages par rapport à la diode Schottky, actuel leader du marché des détecteurs THz :

- une architecture complètement planaire et modulable,
- une fabrication très facile et relativement peu onéreuse,
- une caractéristique courant-tension non-linéaire et avec un seuil adaptable.

Les deux premiers points permettent, entre autres, de disposer plusieurs SSDs en parallèle en une seule étape de lithographie ; ce qui diminue le bruit électronique de l'ensemble du composant. En adaptant la largeur des nanocanaux, nous avons montré que la caractéristique  $I(V)$  obtenue peut être plus ou moins non linéaire ; ce qui permet d'envisager

différents type d'applications à partir du même composant. Un support théorique, réalisé dans le cadre d'une collaboration avec l'université de Salamanque, a aussi été brièvement présenté. Il consiste à utiliser des simulations MC semi-classiques à deux dimensions couplées à un solveur d'équation de Poisson, afin d'étudier l'opération d'auto-commutation des SSDs. Ces simulations ont prédit que les SSDs peuvent fonctionner en tant que détecteurs pour des fréquences THz. mais aussi en tant qu'émetteur de radiations THz en exploitant l'effet Gunn. Ce travail de thèse s'inscrit donc dans l'idée de concevoir un système de spectroscopie THz intégré à base de ces nouveaux composants électroniques.

Afin de caractériser ces composants, nous avons mis en place deux bancs optiques de détections directes et hétérodynes ayant des fréquences centrées autour 0,30 et 0,65 THz. Les expériences ont toutes été réalisées en configuration quasi-optique, en espace libre et à température ambiante.

Dans le chapitre 3, nous avons montré que les SSDs en GaN peuvent fonctionner en tant que détecteurs directs pour des fréquences allant jusqu'à 0,69 THz. Des sensibilités de 6,7 V/W dans la gamme de fréquence de 0,30 THz et de 0,57 V/W dans la gamme de fréquence de 0,65 THz ont été obtenues. Outre ces valeurs qui, même si elles ne sont pas normalisées par le rapport entre le waist du faisceau et la taille de nos composants, ne sont pas encore à l'état de l'art des diodes Schottky. Cependant, les simulations MC, montrent que nos dispositifs pourraient atteindre les valeurs de l'état de l'art. En effet celles-ci prévoient une sensibilité en détection directe d'environ 9 V/W dans les deux gammes de fréquences étudiées. De plus ces détecteurs présentent des spectres « blanc » dans les fréquences évoquées, c'est-à-dire ne présentant pas fréquence de coupure et laisse espérer de pouvoir accroître la fréquence de fonctionnement jusqu'à 1 THz. Nous avons aussi pu vérifier que le schéma de détection de ces détecteurs était bien quadratique car les réponses en fonction de la polarisation suivaient bien le coefficient de courbure de la caractéristique courant-tension. En termes de design, pour accroître les performances de nos composants nous avons pu montrer via une étude systématique, que le critère important pour avoir un bon détecteur direct était la largeur du canal. En effet cette dernière va augmenter l'impédance d'entrée du composant et le non linéarité de sa caractéristique  $I(V)$ .

Le chapitre 4 était lui consacré à l'étude de ces composants en tant que mélangeurs d'ondes THz. Une première mondiale a été obtenue, dans le cadre de cette thèse, puisque nous avons démontré ce fonctionnement dans les gammes 0,30 et 0,65 THz ; ce qui place

directement ces composants à l'état de l'art mondial. Des pertes de conversion de 58 dB et 78 dB ont été obtenues dans ces deux gammes de fréquences. Nous avons pu mettre en évidence, grâce à l'appui des simulations MC, que ces pertes étaient principalement dues à la propagation de faisceau THz dans l'espace libre (absorption lentilles PTFE, lame séparatrice, ...) et au couplage entre l'onde et le composant. Toutefois, avec l'appui des simulations MC, nous avons montrés que les pertes de conversions intrinsèques de nos composants en détection hétérodyne sont de 7 dB dans la gamme de fréquence de 0,30 THz et de 27 dB dans la gamme de fréquences de 0,65 THz. Expérimentalement nous avons aussi obtenu une bande passante du signal IF de 46 GHz, uniquement limitée par les performances de notre analyseur de spectre électrique. Ces valeurs placent la aussi ce type de composant comme des concurrents sérieux aux technologies Schottky. Mieux encore, les simulations MC montrent que nous sommes encore loin avant d'atteindre la fréquence de coupure de ces dispositifs qui auraient une bande passante large, jusqu'à 1 THz. Enfin, une dernière figure de mérite de ces mélangeurs a été obtenue puisque nous avons pu montrer que les SSDs en GaN présentaient un comportement de type mélangeur froid en fonction de la puissance THz incidente. En termes de design un bon compromis doit être trouvé dans l'ingénierie de la largeur du canal. Un canal étroit permettra d'obtenir des valeurs de puissance d'IF élevées mais si l'impédance devient trop élevée, une désadaptation avec le système microondes (adaptés sur 50  $\Omega$ ) va se produire et les pertes de conversions vont augmenter.

En conclusion, comme les nanodispositifs à base de GaN pourraient gérer des puissances RF en entrée très élevées, sans dévier du régime linéaire ; leur mise en œuvre pratique en tant que mélangeurs d'ondes submillimétriques à haute puissance semble faisable. De plus, de récentes études concernant des nano-diodes similaires ont démontrés leurs possibilités en tant qu'oscillateurs Gunn qui pourraient être utilisés comme éléments actifs des émetteurs THz. En conséquence, les bonnes performances des nanocanaux démontré dans ce travail de thèse (en tant que (i) détecteurs de signaux submillimétriques (ii) grâce à leur géométrie planaire permettant l'intégration d' antennes pour l'optimisation du couplage de la radiation THz avec le composant, mais aussi (iii) grâce à la flexibilité dans le design pour l'obtention d'une dissipation thermique optimale et d'une réduction des effets parasites) ouvrent la possibilité de développer un système émetteur/détecteur térahertz entièrement intégré et fonctionnant à température ambiante. En outre, la technologie des SSDs est compatible avec l'association d'un amplificateur de puissance intégré sur une même puce (permettant le réglage du gain de conversion). Enfin, pour la détection hétérodyne, cela

signifie de traiter sur la même couche épitaxiée (hétérostructure AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> sur substrat Si) un amplificateur IF et un mélangeur SSD hétérodyne. Cette solution est très prometteuse car elle permet d'envisager une solution à faible coût et une simplification du montage permettant de fonctionner à des fréquences THz; notamment sur ses aspects technologiques critiques avec la suppression du pont d'air pour connecter l'anode (grande complexité de la procédure de fabrication et des éléments parasites associés).

## Annexe A: SSDs en GaN

### 1 I(V) en fonction de la température

Nous avons caractérisé nos dispositifs à basses température autour de 60 K. C'était dans le cadre de l'étude en émission THz nécessitant de très basses températures afin de pouvoir identifier une certaine faible émission. Les caractéristiques de 3 dispositifs qui sont restés en état de marche (problème de microbondings qui sautaient à basses températures) sont représentées dans les graphes de la Figure A - 1.

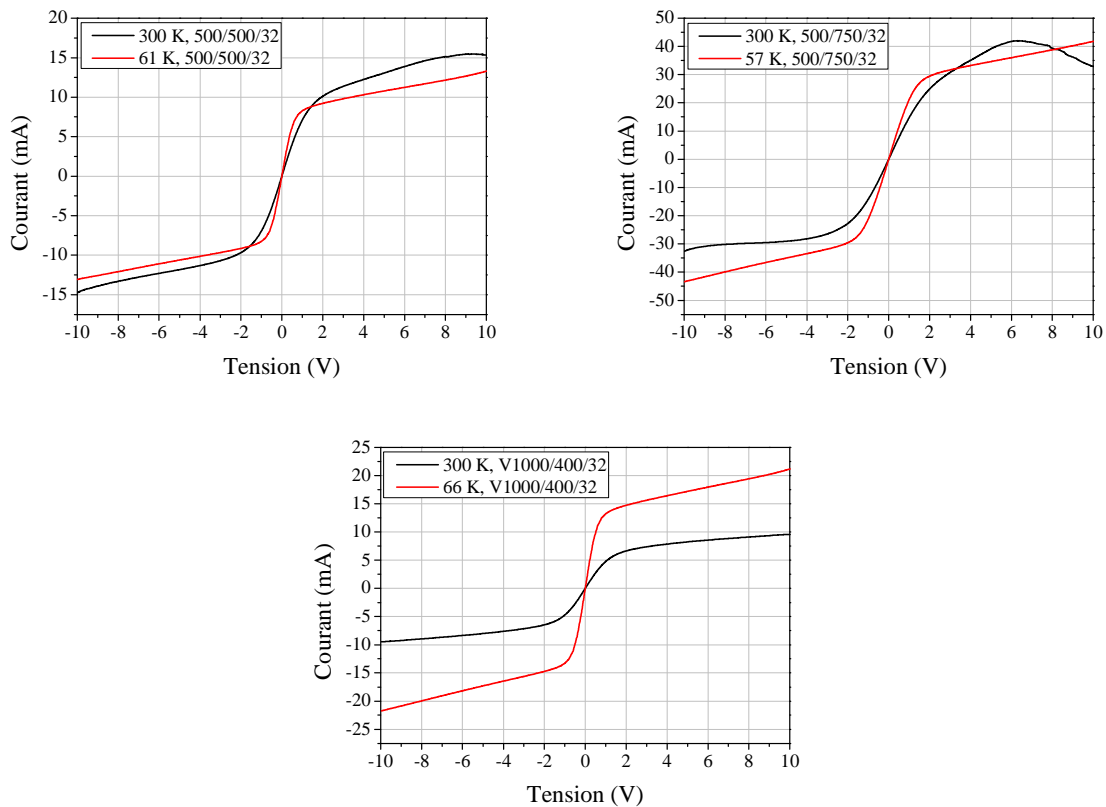


Figure A - 1 : Caractéristiques I(V) de trois dispositifs à 32 SSDs dont un le dernier est un V-shape.

Nous pouvons d'après cette figure tirer 3 conclusions :

1. La résistance à 0 V diminue en diminuant la température, elle passe de 119 à 68  $\Omega$  pour L/W = 500/500 nm, de 64 à 42  $\Omega$  pour L/W = 500/750 nm et de 175 à 43  $\Omega$  pour L/W = 1000/400 nm V-shape. Ce qui est normal pour des matériaux ayant un coefficient de température positif (voir chapitre I §2.4.3 Figure I - 11).

2. La variation de la résistance avec la température est plus importante dans le cas de canaux larges (Figure A - 2).
3. Les effets de charges des états de surface visibles sur les deux premières caractéristiques ne le sont plus à basses températures, ce qui signifie que nos dispositifs peuvent être polarisés par des tensions plus importantes telles que 30 V. Ceci nous arrange car les simulations MC prédises de telles valeurs pour des études en émissions THz (voir chapitre II §4.3).

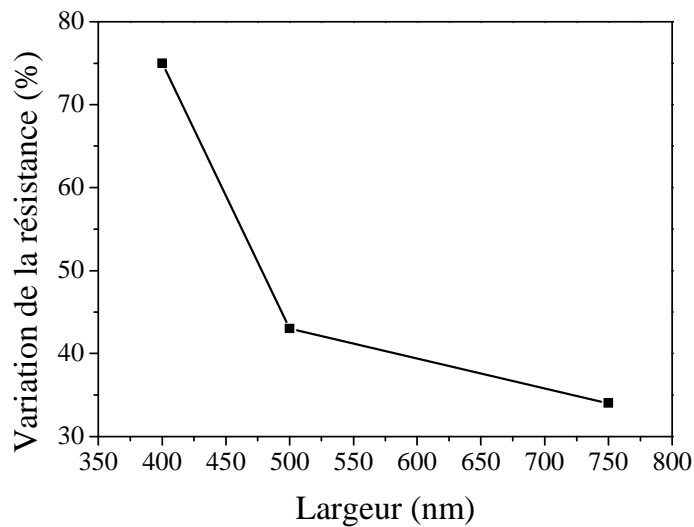


Figure A - 2 : Pourcentage de variation de la résistance en passant de 300 K à 60 K environs, en fonction de la largeur des canaux.



## Annexe B : Matériel et dispositifs expérimentaux

### 1 Sources térahertz

Au sein de l'équipe TÉHO de l'IES nous avons à notre disposition trois sources de radiations THz. Ces sources couvrent la gamme de fréquences allant de 0,220 THz jusqu'à 1,100 THz. Ces sources électroniques, fabriquées par VDI®, utilisent des d'amplificateurs et des multiplicateurs de fréquences de types diodes Schottky. L'entrée RF<sup>1</sup> de la source est reliée à un synthétiseur de fréquences microondes de type Anritsu® MG3692B par un câble coaxial de type SMA (Sub Miniature version A) (Figure B - 1). Ce synthétiseur de fréquences de hautes performances est capable de délivrer des signaux de fréquences allant de 2 à 20 GHz avec une résolution de 0,01 Hz ayant des puissances allant de -20 à 23 dBm avec une résolution de 0,01 dBm.



Figure B - 1 : Anritsu® MG3692B.

La source multiplie ensuite la fréquence injectée à son entrée et atteint des fréquences plus hautes qui vont être rayonnées par une antenne en forme de cornet qui est une sorte de guide d'onde situé à la sortie (son principe de fonctionnement est expliqué dans le chapitre I §2.1. Les différentes sources utilisées dans ce travail sont schématisées dans la Figure B - 2 et chacune vise une plage de fréquences spécifique et possède une puissance d'entrée RF différente de dizaines de mW.

Les sources THz sont livrées montées sur un support. La polarisation du champ électromagnétique est rectiligne telle que le champ électrique est perpendiculaire au support. La Figure B - 3 présente le boîtier d'alimentation en noir ainsi que la source VDI-

---

<sup>1</sup> Radio Fréquence.

AMC-381 où l'on peut distinguer à droite l'entrée RF, l'entrée d'alimentation électrique « Power » et l'entrée de modulation TTL qui servira de référence à la détection synchrone.

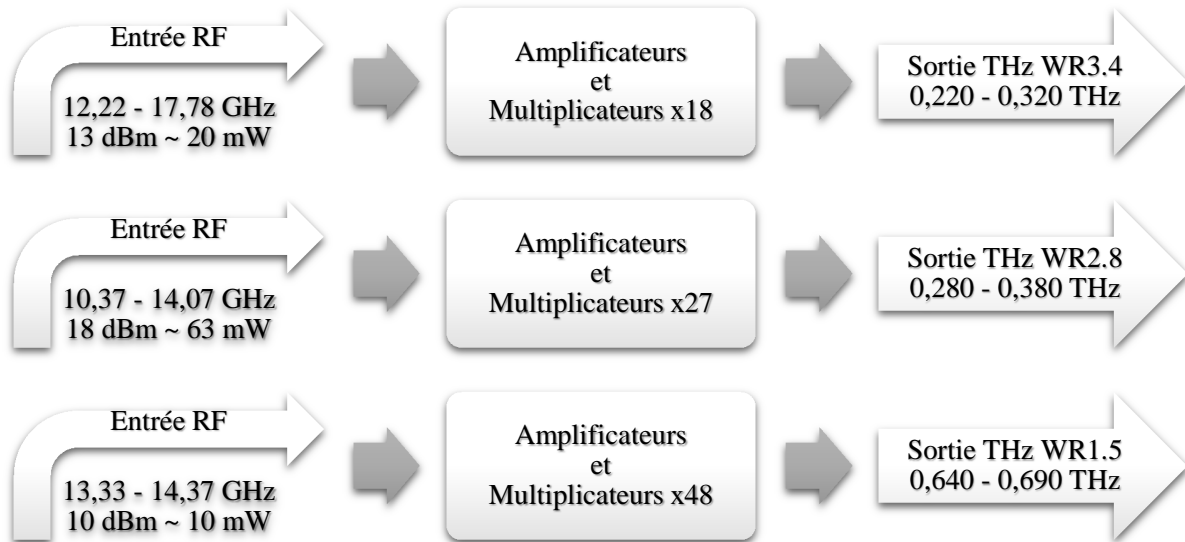


Figure B - 2 : Schémas des différentes sources THz utilisées avec le type de guide d'onde de sortie. Leurs noms de haut en bas : VDI-AMC-S163, VDI-AMC-S222 et VDI-AMC-381.



Figure B - 3 : Source THz VDI-AMC-381 avec son boîtier noir d'alimentation électrique.

Les redressements et les multiplications successifs font qu'à la sortie de ces sources la puissance émise sera plus ou moins égale à 1 mW! Les sources ont été calibrées à l'aide d'un puissance-mètre (VDI® Erickson® PM4) basée sur le principe de la calorimétrie et lui-même

calibré pour effectuer des mesures de puissances d'ondes de fréquences allant de 75 GHz à 2 THz et de puissances comprises entre 1  $\mu$ W et 200 mW (Figure B - 4).



Figure B - 4 : VDI® Erickson® PM4 avec son boîtier noir d'affichage.

L'entrée du PM4 est équipée d'un guide d'onde de type WR10 qui possède une fréquence de coupure de 59 GHz. Afin de pouvoir mesurer les puissances des signaux émis par nos sources, un adaptateur est intercalé à chaque fois entre la sortie de la source et l'entrée du PM4. La mesure se fait donc en configuration d'ondes guidées. Par exemple, afin de mesurer la puissance de la source VDI-AMC-S222 nous avons utilisé un adaptateur WR2.8-WR10 vissé à la sortie WR2.8 de la source du premier côté et à l'entrée WR10 du PM4 de l'autre côté.

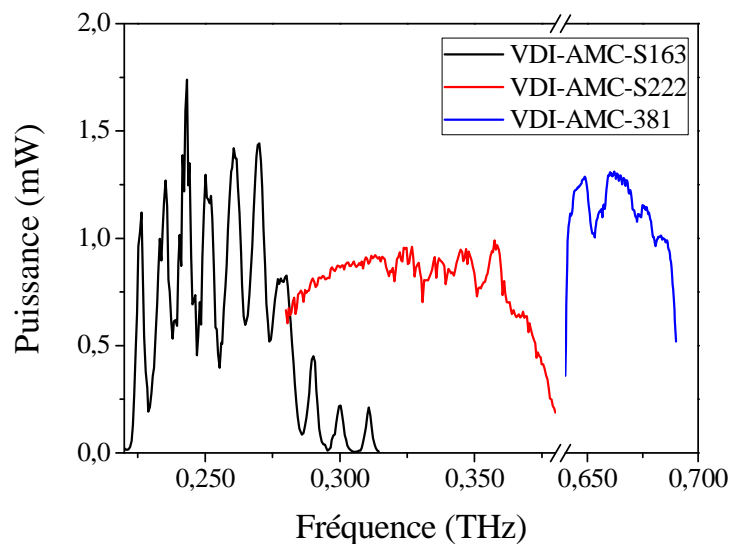


Figure B - 5 : Spectres en puissance des trois sources que nous utilisons dans ce travail.

Dans la Figure B - 5, nous représentons les spectres en puissance des sources obtenus par le PM4. Nous remarquons que les puissances varient autour de 1 mW en fonction de la fréquence et que la source VDI-AMC-S163 semble avoir perdue à partir de 0.280 THz beaucoup de sa puissance préconisée par le constructeur, mais grâce à la source VDI-AMC-S222 nous avons pu pallier à ce problème.

## 2 Détection synchrone

Dans la détection directe synchrone, l'entrée TTL de la source est alimentée par une modulation de 1 KHz assurée par un générateur de basses fréquences de type Agilent® 33210A relié par un câble coaxial de type BNC (Bayonet Neill-Concelman) avec sa sortie « Sync » (Figure B - 6). La fréquence de 1 KHz est un choix arbitraire d'échantillonnage qui permet au lock-in de pouvoir suivre l'information électrique et de prendre la mesure dans un montage de détection synchrone.



Figure B - 6 : Agilent® 33210A.

L'amplificateur à détection synchrone utilisé est un Signal Recovery® 7265 DSP, dont la bande passante de fréquence est comprise entre 1 mHz et 250 KHz (Figure B - 7). Son entrée « Ref » est reliée à la sortie « Sync » du GBF. La mesure se fait en reliant la voie « A » par un câble BNC au connecteur du dispositif choisi.



Figure B - 7 : Lock-in Signal Recovery® 7265 DSP.

### 3 Lentilles et miroirs paraboliques

Afin de concentrer le faisceau THz sur nos échantillons, nous avons utilisé deux lentilles convergentes commercialisées par Thorlabs® de la marque Teflon® Plano-Convex Polytetrafluoroethylene (PTFE), de diamètres de 5 cm avec une ouverture transparente de plus de 85% et de focale optique de 11 cm dans la gamme 220-380 GHz et de 9 cm dans la gamme 640-690 GHz (Figure B - 8) [113]. La première sert à collimater le faisceau et la deuxième à le focaliser sur l'échantillon.

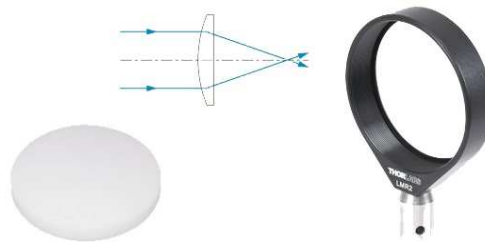


Figure B - 8 : Lentille Teflon® Plano-Convex avec en haut, le trajet effectué par un faisceau optique qui la traverse, et à droite le type de support utilisé.

Les lentilles PTFE présentent des pertes de 2 dB environ, c'est pour cette raison que le choix d'utiliser deux miroirs paraboliques a été proposé estimant que la réflexion est quasi-totale dans le THz. Pour ce faire nous avons utilisé un miroir parabolique qui sert de collimateur d'ouverture transparente de 4,45 cm et de distance focale hors-axe d'environ 4 cm (Figure B - 9).

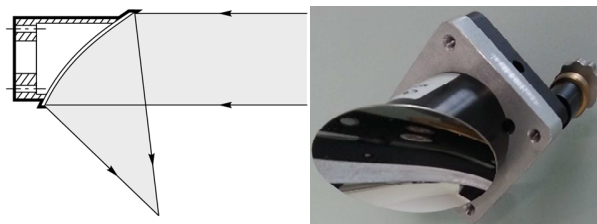


Figure B - 9 : Miroir parabolique OA-PARAB-2. Sont représentés : à droite le trajet du faisceau optique rencontrant sa surface et à gauche le miroir monté sur son support.

Ce miroir est de type OA-PARAB-2 et est en aluminium [114]. Le deuxième miroir parabolique qui sert de convergent est de type 50328AU et il est en or, son diamètre est de 4 cm environ avec une ouverture transparente de plus de 90% son diamètre et sa distance focale hors-axe est d'environ 2 cm (Figure B - 10) [115]. Ces deux miroirs sont commercialisés par Newport®. Le fait d'avoir beaucoup de degrés de libertés grâce aux vis micrométriques de

leurs supports, est bénéfique quand il s'agit de travailler avec de la lumière visible mais dans le domaine de THz il s'est avéré que cela augmente les difficultés d'alignements surtout que les focales sont hors de l'axe optique.

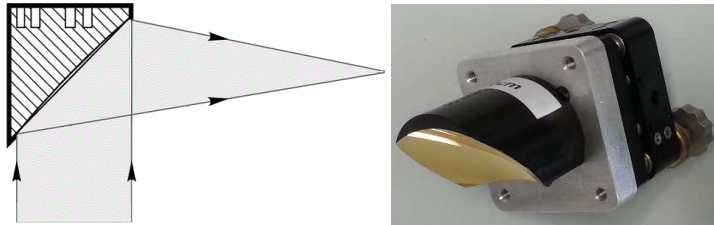


Figure B - 10 : Miroir parabolique 50328AU. Sont représentés : à droite, le trajet du faisceau optique rencontrant sa surface et à gauche le miroir monté sur son support.

## Références

- [1] Peter H. Siegel, «Terahertz technology,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 50, pp. 910-928, 2002.
- [2] Peter H. Siegel, «Terahertz Technology in Biology and Medicine,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, pp. 2438-2447, 2004.
- [3] F. Sizov, A Rogalsky, «THz detectors,» *Progress in Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 278-347, 2010.
- [4] J. L. Hesler, T. W. Crowe, «Responsivity and Noise Measurements of Zero-Bias Schottky Diode Detectors,» *18th Intl. Symp. Space Terahertz Tech., Pasadena, CA, 2007*.
- [5] L. Liu, J. L. Hesler, H. Xu, «A Broadband Quasi-Optical Terahertz Detector Utilizing a Zero Bias Schottky Diode,» *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 20, pp. 504-506, 2010.
- [6] M. Dyakonov, M. Shur, «Shallow water analogy for a ballistic Field Effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current,» *Physical Review Letters*, vol. 71, pp. 2465-2468, 1993.
- [7] F. Schuster, D. Coquillat, H. Videlier, M. Sakowicz, F. Teppe, L. Dussopt, B. Giffard, T. Skotnicki, W. Knap, «Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors,» *Optics Express*, vol. 19, pp. 7827-7832, 2011.
- [8] P. R. Griffiths, C. C. Homes, *Instrumentation for Far-Infrared Spectroscopy*, Wiley Online Library, 2006.
- [9] R. Lai, X. B. Mei, W.R. Deal, W. Yoshida, Y. M. Kim, P.H. Liu, J. Lee, J. Uyeda, V. Radisic, M. Lange, T. Gaier, L. Samoska, A. Fung, «Sub 50 nm InP

- HEMT Device with Fmax Greater than 1 THz,» *IEEE 2007 IEDM Conf. Dig.*, pp. 609-611, 2007.
- [10] A. M. Song, M. Missous, P. Omling, A. R. Peaker, L. Samuelson, W. Seifert, «Unidirectional electron flow in a nanometer-scale semiconductor channel: A self-switching device,» *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 1881-1883, 2003.
- [11] C. Balocco, S. R. Kasjoo, X. F. Lu, L. Q. Zhang, Y. Alimi, S. Winnerl, A. M. Song, «Room-temperature operation of a unipolar nanodiode at terahertz frequencies,» *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 223501, 2011.
- [12] P. Sangaré, G. Ducournau, B. Grimberty, V. Brandli, M. Faucher, C. Gaquière, A. Íñiguez-de-la-Torre, I. Íñiguez-de-la-Torre, J. F. Millithaler, J. Mateos, T. González, «Experimental demonstration of direct terahertz detection at room-temperature in AlGaIn/GaN asymmetric nanochannels,» *Journal of Applied Physics*, vol. 113, p. 034305, 2013.
- [13] J. Torres, P. Nouvel, A. Penot, L. Varani, P. Sangaré, B. Grimberty, M. Faucher, G. Ducournau, C. Gaquière, I. Iniguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. Gonzalez, «Nonlinear nanochannels for room temperature terahertz heterodyne detection,» *Semiconductor Science and Technology*, vol. 28, p. 125024, 2013.
- [14] A. Westlund, P. Sangaré, G. Ducournau, P. -Å. Nilsson, C. Gaquière, L. Desplanque, X. Wallart, J. Grahn, «Terahertz detection in zero-bias InAs self-switching diodes at room temperature,» *Applied Physics Letters*, vol. 103, p. 133504, 2013.
- [15] I. Íñiguez-de-la-Torre, H. Rodilla, J. Mateos, D. Pardo, A. M. Song, T. González, «Terahertz tunable detection in self-switching diodes based on high mobility semiconductors: InGaAs, InAs and InSb,» *Journal of Physics: Conference Series EDISON 16*, vol. 193, p. 012082, 2009.
- [16] A. Iniguez-de-la-Torre, I. Iniguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. Gonzalez, P. Sangaré, M. Faucher, B. Grimberty, V. Brandli, G. Ducournau, C. Gaquière,



- «Searching for THz Gunn oscillations in GaN planar nanodiodes,» *Journal of Applied Physics*, vol. 111, p. 113705, 2012.
- [17] C. Gómez, José A. García, A. Mediavilla, A. Tazón. , «A High Efficiency Rectenna Element using E-pHEMT Technology,» *12th GAAS Symposium*, pp. 315-318, 2004.
- [18] E. Berry, A. J. Fitzgerald, N. N. Zinovev, G. C. Walker, S. Homer-Vanniasinkam, C. D. Sudworth, R. E. Miles, J. M. Chamberlain, M. A. Smith, «Optical properties of tissue measured using terahertz pulsed imaging,» *Proceedings of SPIE: Medical Imaging 2003: Physics of Medical Imaging*, vol. 5030, pp. 459-470, 2003.
- [19] S. Nakajima, H. Hoshina, M. Yamashita, C. Otani, N. Miyoshi, «Terahertz imaging diagnostics of cancer tissues with a chemometrics technique,» *Applied Physics Letters*, vol. 90, p. 041102, 2007.
- [20] T. Löffler, T. Bauer, K. J. Siebert, and H. G. Roskos, «Terahertz dark-field imaging of biomedical tissue,» *Optics Express*, vol. 9, pp. 616-621, 2001.
- [21] H. Essen, H. -H. Fuchs, M. Hagelen, S. Stanko, D. Notel, S. Erukulla, J. Huck, M. Schlechtweg, A. Tessmann, «Concealed Weapon Detection with Active and Passive Millimeterwave Sensors, Two Approaches,» *German Microwave Conference*, 2006.
- [22] B. B. Hu, M. C. Nuss, «Imaging with terahertz waves,» *Optics Letters*, vol. 20, pp. 1716-1718, 1995.
- [23] B. E. Cole, J. B. Williams, B. T. King, M. S. Sherwin, C. R. Stanley, «Coherent manipulation of semiconductor quantum bits with terahertz radiation,» *Letters to nature*, vol. 410, pp. 60-63, 2001.
- [24] R. Huber, F. Tauser, A. Brodschelm, M. Bichler, G. Abstreiter, A. Leitenstorfer, «How many-particle interactions develop after ultrafast excitation of an electron-hole plasma,» *Letters to Nature*, vol. 414, pp. 286-289, 2001.

- [25] D. G. Cooke, A. N. MacDonald, A. Hryciw, J. Wang, Q. Li, A. Meldrum, F. A. Hegmann, «Transient terahertz conductivity in photoexcited silicon nanocrystal films,» *Physical Review B*, vol. 73, p. 193311, 2006.
- [26] A. D. Jameson, J. L. Tomaino, Y. -S. Lee, G. Khitrova, H. M. Gibbs, C. N. Böttge, A. C. Klettke, M. Kira, S. W. Koch, «Direct measurement of light–matter energy exchange inside a microcavity,» *Optical Society of America*, vol. 1, pp. 276-280, 2014.
- [27] M. C. Beard, G. M. Turner, C. A. Schmuttenmaer, «Measuring Intramolecular Charge Transfer via Coherent Generation of THz Radiation,» *J. Phys. Chem. A*, vol. 106, pp. 878-883, 2002.
- [28] M. Schall, M. Walther, P. Uhd Jepsen, «Fundamental and second-order phonon processes in CdTe and ZnTe,» *Physical Review B*, vol. 64, p. 094301, 2001.
- [29] H. Zhang, K. Siegrist, D. F. Plusquellic, S. K. Gregurick, «Terahertz spectra and normal mode analysis of the crystalline VA class dipeptide nanotubes,» *J Am Chem Soc*, vol. 52, p. 130, 2008.
- [30] T. Arikawa, M. Nagai, K. Tanaka, «Characterizing hydration state in solution using terahertz time-domain attenuated total reflection spectroscopy,» *Chemical Physics Letters*, vol. 457, pp. 12-17, 2008.
- [31] Y. He, P. I. Ku, J. R. Knab, J. Y. Chen, A. G. Markelz, «Protein dynamical transition does not require protein structure,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 178103, 2008.
- [32] J. R. Doring, «Far-IR Spectroscopy, Applications,» *Academic Press*, pp. 498-504, 1999.
- [33] H. Pahlevaninezhad, B. Heshmat, T. E. Darcie, «Modeling Terahertz Heterodyne Detection based on Photomixing,» *IEEE Proceedings: Radar Conference*, 2010.

- [34] T. Nagatsuma, A. Kaino, S. Hisatake, K. Ajito, H. -J. Song, A. Wakatsuki, Y. Muramoto, N. Kukutsu, Y. Kado, «Continuous-wave Terahertz Spectroscopy System Based on Photodiodes,» *PIERS Online*, vol. 6, pp. 390-394, 2010.
- [35] TeraView, «Terahertz sensors demonstrate the potential for detection of explosives hidden by clothing and shoes,» 2010. [En ligne]. Available: [http://www.teraview.com/downloads/THz\\_Explosives\\_Detection\\_Technology.pdf](http://www.teraview.com/downloads/THz_Explosives_Detection_Technology.pdf).
- [36] H. Dole, G. Lagache, J. -L. Puget, «Le fond infrarouge de galaxies livre ses secrets».
- [37] S. Molinari et al., «A 100 pc elliptical and twisted ring of cold and dense molecular clouds revealed by Herschel around the galactic center,» *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 735, p. 7 pp, 2011.
- [38] D. M. Slocum, E. J. Slingerland, R. H. Giles, T. M. Coyette , «Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects,» *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 127, pp. 49-63, 2013.
- [39] S. Blin, F. Teppe, L. Tohme, S. Hisatake, K. Arakawa, P. Nouvel, D. Coquillat, A. Pénarier, J. Torres, L. Varani, W. Knap, T. Nagatsuma, «Plasma-Wave Detectors for Terahertz Wireless Communication,» *IEEE Electron Device Letters*, vol. 33, pp. 1354-1356, 2012.
- [40] L. Tohmé, S. Blin, G. Ducournau, P. Nouvel, D. Coquillat, S. Hisatake, T. Nagatsuma, A. Pénarier, L. Varani, W. Knap, J.-F. Lampin, «Terahertz wireless communication using GaAs transistors as detectors,» *Electronics Letters*, vol. 50, pp. 323-325, 2014.
- [41] F. Teppe, S. Blin, D. Coquillat, N. Dyakonova, L. Tohme, B. Chenaud, S. Hisatake, K. Arakawa, J. Torres, C. Concejo, P. Nouvel, P. Soullignac, A. Pénarier, T. Nagatsuma, W. Knap, «Plasma wave detectors for Terahertz wireless Communication and Fast Imaging Applications,» *IEEE Proceedings*

- Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) International Conference, 2012.*
- [42] S. Blin, L. Tohme, D. Coquillat, S. Horiguchi, Y. Minamikata, S. Hisatake, P. Nouvel, T. Cohen, A. Pénarier, F. Cano, L. Varani, W. Knap, T. Nagatsuma, «Wireless Communication at 310 GHz using GaAs High-Electron-Mobility Transistors for Detection,» *Journal of Communications and Networks*, vol. 15, pp. 559-568, 2013.
- [43] H.C. Torrey, C.A. Whitmer, «Crystal Rectifiers,» *McGraw-Hill, New York*, 1948.
- [44] J. L. Hesler, T. W. Crowe, «NEP and Responsivity of THz Zero-Bias Schottky Diode Detectors,» *IEEE Conference Publications: Infrared and Millimeter Waves*, pp. 844-845, 2007.
- [45] J. L. Hesler, L. Liu, H. Xu, Y. Duan, R. M. Weikle, «The Development of Quasi-Optical THz Detectors,» *IEEE Conference Publications: Infrared and Millimeter Waves*, pp. 1-2, 2008.
- [46] Yun-Shik Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*, Springer Science & Business Media, 2009.
- [47] Virginia Diodes Incorporation, «Full Band Multipliers (WR series),» [En ligne]. Available: <http://vadiodes.com/index.php/en/products/full-band-multipliers-wr-series>.
- [48] R. Tauk, F. Teppe, S. Boubanga, D. Coquillat, W. Knap, Y. M. Meziani, C. Gallon, F. Boeuf, T. Skotnicki, C. Fenouillet-Beranger, D. K. Maude, S. Romyantsev, M. S. Shur, «Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power,» *Applied Physics Letters*, vol. 89, p. 253511, 2006.
- [49] L. Vicarelli, M. S. Vitiello, D. Coquillat, A. Lombardo, A. C. Ferrari, W. Knap, M. Polini, V. Pellegrini, A. Tredicucci, «Graphene field-effect transistors

- as room-temperature terahertz detectors,» *Nature Materials Letter*, vol. 11, pp. 865-871, 2012.
- [50] H. Sherry, R. Al Hadi, J. Grzyb, E. Ojefors, A. Cathelin, A. Kaiser, U. R. Pfeiffer, «Lens integrated THz imaging arrays in 65 nm CMOS technologies,» *IEEE RFIC*, pp. 1-4, 2011.
- [51] M. Sakhno, F. Sizov, A. Golenkov, «Uncooled THz/sub-THz Rectifying Detectors: FET vs. SBD,» *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 34, pp. 798-814, 2013.
- [52] Robert Miles, *Terahertz Sources and Systems*, Springer Science & Business Media, 2001.
- [53] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, M. S. Shur, «Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors,» *Applied Physics Letters*, vol. 84, pp. 2331-2333, 2004.
- [54] H. G. Roskos, M. C. Nuss, J. Shah, K. Leo, D. A. B. Miller, «Coherent Submillimeter-Wave Emission from Charge Oscillations in a Double-Well Potential,» *Physical Review Letters*, vol. 68, pp. 2216-2219, 1992.
- [55] S. Kumar, C. W. I. Chan, Q. Hu, J. L. Reno, «A 1.8-THz quantum cascade laser operating significantly above the temperature of  $h\omega/kb$ ,» *Nature Physics*, vol. 7, pp. 166-171, 2011.
- [56] B. S. Williams, «Terahertz quantum-cascade lasers,» *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 517-525, 2007.
- [57] R. Sinha, M. Karabiyik, «Tunable Room Temperature THz Sources Based on Nonlinear Mixing in a Hybrid Optical and THz Micro-Ring Resonator,» *Scientific Reports*, vol. 5, p. 9422, 2015.
- [58] *Physical Principles of Far-Infrared Radiation*, Academic Press, 1973.

- [59] A. Aryan, «Uncooled bolometer based on La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> thin films: Thermal model, electrical and optical characterizations,» Thèse de doctorat, 2013.
- [60] S. Hargreaves, R. A. Lewis, «Terahertz imaging: materials and methods,» *Journal of Materials Science. Materials in Electronics*, vol. 18, pp. 299-303, 2007.
- [61] A. Rogalski, F. Sizov, «Terahertz detectors and focal plane arrays,» *Opto-Electronics Review*, vol. 19, pp. 146-404, 2011.
- [62] W. Wegscheider, W. Kang, L. N. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, «High\_mobility transport along single quasi-1D quantum wires formed by cleaved edge overgrowth,» *Solid-State Electronics*, vol. 37, pp. 547-550, 1994.
- [63] J.-Y. Marzin, J.-M. Gerard, A. Izrael, D. Barrier, «Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs,» *Physical Review Letters*, vol. 73, pp. 716-719, 1994.
- [64] Y. Uemura, «Theoretical considerations on quantization for carriers in MOS structures,» *Surface Science*, vol. 58, pp. 1-16, 1976.
- [65] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J. L. Robert, «Weak antilocalization and spin precession in quantum wells,» *Physical Review B*, vol. 53, pp. 3912-3924, 1996.
- [66] H. A. Carmona, A. K. Geim, A. Nogaret, P. C. Main, T.J. Foster, M. Henini, «Two Dimensional Electrons in a Lateral Magnetic Superlattice,» *Physical Review Letters*, vol. 74, pp. 3009-3012, 1995.
- [67] Peter H. Saul, «GaAs vs Si: A Technology Comparison,» *Euro III - Vs Review V2NV*.
- [68] F. Bernardini, V. Fiorentini, «Nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloys,» *Physical Review B*, vol. 64, pp. 1-7, 2001.

- [69] H. Ogawa, D. Polifko, S. Banba, «Millimeter-Wave Fiber Optics Systems for Personal Radio Communication,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 40, pp. 2285-2293, 1992.
- [70] S. Blin, F. Teppe, L. Tohme, S. Hisatake, K. Arakawa, P. Nouvel, D. Coquillat, A. Pénarier, J. Torres, L. Varani, W. Knap, T. Nagatsuma, «Plasma-Wave Detectors for Terahertz Wireless Communication,» *IEEE Electron Device Letters*, vol. 33, pp. 1354-1356, 2012.
- [71] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, «Electronic properties of two-dimensional systems,» *Reviews of Modern Physics*, vol. 54, pp. 437-672, 1982.
- [72] David A. B. Miller, *Quantum Mechanics for Scientists and Engineers*, Cambridge University Press, 2008.
- [73] Z. W. Zheng, B. Shen, R. Zhang, Y. S. Gui, C. P. Jiang, Z. X. Ma, G. Z. Zheng, S. L. Guo, Y. Shi, P. Han, Y. D. Zheng, T. Someya, Y. Arakawa, «Occupation of the double subbands by the two-dimensional electron gas in the triangular quantum well at  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  heterostructures,» *Physical Review B*, vol. 62, pp. 7739-7742, 2000.
- [74] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, «Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices,» *Applied Physics Letters*, vol. 33, pp. 665-667, 1978.
- [75] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski, H. C. Gatos, «Electron mobility in modulation-doped heterostructures,» *Physical Review B*, vol. 30, pp. 4571-4582, 1984.
- [76] B. E. Kane, L. N. Pfeiffer, K. W. West, «High mobility GaAs heterostructure field effect transistor for nanofabrication in which dopant-induced disorder is eliminated,» *Applied Physics Letters*, vol. 67, pp. 1262-1264, 1995.
- [77] J. S. Flynn, H. Xin, J. A. Dion, E. L. Hutchins, H. Antunes, L. Fieschi-Corso, R. Van Egas, G. R. Brandes, «Delta doped AlGa $\text{N}$  and AlGa $\text{N}/\text{GaN}$

- HEMTs: Pathway to improved performance?,» *Physica status solidi*, vol. 0, pp. 2327-2330, 2003.
- [78] F. Aziz, M. J. Siddiqui, «Optimization of  $\delta$ -doped AlInAs/InGaAs HEMT Performance Using Spacer Layer and  $\delta$ -doping,» *International Conference on Multimedia, Signal Processing and Communication Technologies*, pp. 236-239, 2011.
- [79] Y. Yamashita, A. Endoh, K. Shinohara, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamizu, T. Mimura, «Pseudomorphic In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>0.7</sub>Ga<sub>0.3</sub>As HEMTs With an Ultrahigh fT of 562 GHz,» *IEEE Electron Device Letters*, vol. 23, pp. 573-575, 2002.
- [80] J. -Q. Lü, M. S. Shur, «Terahertz detection by high-electron-mobility transistor: Enhancement by drain bias,» *Applied Physics Letters*, vol. 78, pp. 2587-2588, 2001.
- [81] J Mateos, B G Vasallo, D Pardo, T Gonzalez, J S Galloo, Y Roelens, S Bollaert, A Cappy, «Ballistic nanodevices for terahertz data processing: Monte Carlo simulations,» *Institut of Physics Publishing Nanotechnology*, vol. 14, pp. 117-122, 2003.
- [82] B. G. Vasallo, T. Gonzalez, D. Pardo, J. Mateos, «Monte Carlo analysis of four-terminal ballistic rectifiers,» *Institute of Physics Publishing Nanotechnology*, vol. 15, pp. 250-253, 2004.
- [83] M. Åberg, J. Saijets, A. M. Song, M. Prunnila, «Simulation and Modeling of Self-switching Devices,» *Physica Scripta*, vol. T114, pp. 123-126, 2004.
- [84] A. Westlund, I. Iniguez-de-la-Torre, P.-A. Nilsson, T. Gonzalez, J. Mateos, P. Sangare, G. Ducournau, C. Gaquière, L. Desplanque, X. Wallart, J. Grahn, «On the effect of d-doping in self-switching diodes,» *Applied Physics Letters*, vol. 105, p. 093505, 2014.



- [85] A. M. Song, M. Missous, «Nanometer-scale two-terminal semiconductor memory operating at room temperature,» *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 042106, 2005.
- [86] M. Higashiwaki, S. Chowdhury, M.-S. Miao, B. L. Swenson, C. G. Van de Walle, U. K. Mishra, «Distribution of donor states on etched surface of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures,» *Journal of Applied Physics*, vol. 108, p. 063719, 2010.
- [87] M. Åberg, J. Saijets, «DC and AC Characteristics and Modeling of Si SSD-nano devices,» *IEEE Proceedings, Circuit Theory and Design*, vol. 1, pp. 15-18, 2005.
- [88] J. Mateos, B. G. Vasallo, D. Pardo, T. González, J. -S. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy, «Microscopic Modeling of Nonlinear Transport in Ballistic Nanodevices,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 50, pp. 1897-1905, 2003.
- [89] T. Sadi, F. Dessenne, J. -L. Thobel, «Three-dimensional Monte Carlo study of three-terminal junctions based on InGaAs/InAlAs heterostructures,» *Journal of Applied Physics*, vol. 105, p. 053707, 2009.
- [90] J. Mateos, B. G. Vasallo, D. Pardo, T. González, «Operation and high-frequency performance of nanoscale unipolar rectifying diodes,» *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 212103, 2005.
- [91] I. Íñiguez-de-la-Torre, T. González, H. Rodilla, B. G. Vasallo, J. Mateos, «Monte Carlo Simulation of Room Temperature Ballistic Nanodevices,» *Applications of Monte Carlo Method in Science and Engineering*, 2011.
- [92] A. Westlund, P. Sangaré, G. Ducournau, I. Íñiguez-de-la-Torre, P.-Å. Nilsson, C. Gaquière, L. Desplanque, X. Wallart, J.F. Millithaler, T. González, J. Mateos, J. Grahn, «Optimization and small-signal modeling of zero-bias InAs self-switching diode detectors,» *Solid-State Electronics*, vol. 104, pp. 79-85, 2015.

- [93] C. Balocco, A. M. Song, M. Åberg, A. Forchel, T. Gonzalez, J. Mateos, I. Maximov, M. Missous, A. A. Rezazadeh, J. Saijets, L. Samuelson, D. Wallin, K. Williams, L. Worschech, H. Q. Xu, «Microwave Detection at 110 GHz by Nanowires with Broken Symmetry,» *Nano Letters*, vol. 5, pp. 1423-1427, 2005.
- [94] A. M. Cowley, H. O. Sorensen, «Quantitative Comparison of Solid-State Microwave Detectors,» *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT14, pp. 568-602, 1966.
- [95] C. Balocco, M. Halsall, N. Q. Vinh, A. M. Song, «THz operation of asymmetric-nanochannel devices,» *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 20, p. 384203, 2008.
- [96] K. Y. Xu, G. Wang, A. M. Song, «Gunn oscillations in a self-switching nanodiode,» *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 233506, 2008.
- [97] K. Y. Xu, X. F. Lu, G. Wang, A. M. Song, «Strong Spatial Dependence of Electron Velocity, Density, and Intervalley Scattering in an Asymmetric, Nanodevice in the Nonlinear Transport Regime,» *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 7, pp. 451-457, 2008.
- [98] J.-F. Millithaler, I. Iñiguez-de-la-Torre, A. Iñiguez-de-la-Torre, T. González, P. Sangaré, G. Ducournau, C. Gaquière, J. Mateos, «Optimized V-shape design of GaN nanodiodes for the generation of Gunn oscillations,» *Applied Physics Letters*, vol. 104, p. 073509, 2014.
- [99] B. G. Vasallo, J. F. Millithaler, I. Iñiguez-de-la-Torre, T. González, G. Ducournau, C. Gaquière, J. Mateos, «Monte Carlo study of the operation of GaN planar nanodiodes as sub-THz emitters in resonant circuits,» *Semiconductor Science and Technology*, vol. 29, p. 115032, 2014.
- [100] B. G. Vasallo, J. F. Millithaler, I. Iñiguez-de-la-Torre, T. González, J. Mateos, «Time-domain Monte Carlo simulation of GaN planar Gunn nanodiodes in resonant circuits,» *IEEE*, 2014.

- [101] A. D. P. SANGARE, Analyses des potentialités des diodes de type SSD à base de nitrure de Gallium pour les applications d'émission et de détection en gamme de fréquence millimétrique et submillimétrique, Lille: Thèse de doctorat, 2013.
- [102] J. Schlee, H. Rodilla, N. Wadefalk, P. Å. Nilsson, J. Grahn, «Cryogenic noise performance of InGaAs/InAlAs HEMTs grown on InP and GaAs substrate,» *Solid-State Electronics*, vol. 91, pp. 74-77, 2014.
- [103] Constantine A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, 1997.
- [104] Gundolf Wieching, *CONDOR: a Heterodyne Receiver for Astronomical Observations at 1.5 THz*, Cuvillier Verlag, 2007.
- [105] Tydex, «THz Lenses,» [En ligne]. Available: [http://www.tydexoptics.com/products/thz\\_optics/thz\\_lens/](http://www.tydexoptics.com/products/thz_optics/thz_lens/).
- [106] D. B. Rutledge, M. S. Muha, «Imaging Antenna Arrays,» *IEEE transactions on Antennas and Propagation*, vol. 30, pp. 535-540, 1982.
- [107] GABRIEL M. REBEIZ, «Millimeter-Wave and Terahertz Integrated Circuit Antennas,» *IEEE Proceedings*, vol. 80, pp. 1748-1767, 1992.
- [108] Y. Jiang, K. Vijayraghavan, S. Jung, F. Demmerle, G. Boehm, M. C. Amann, M. A. Belkin, «External cavity terahertz quantum cascade laser sources based on intra-cavity frequency mixing with 1.2–5.9 THz tuning range,» *Journal of Optics*, p. 094002, 2014.
- [109] I. Íñiguez-de-la-Torre, C. Daher, J. -F. Millithaler, J. Torres, P. Nouvel, L. Varani, P. Sangaré, G. Ducournau, C. Gaquière, T. González, J. Mateos, «Operation of GaN Planar Nanodiodes as THz Detectors and Mixers,» *IEEE Transaction on Terahertz Science and Technology*, vol. 4, pp. 670-677, 2014.
- [110] H. Ito, T. Ishibashi, «Fermi-level managed barrier diode for broadband and low-noise terahertz-wave detection,» *Electronics Letters*, vol. 51, pp. 1440-1442, 2015.

- [111] Andreas Westlund, *Self-Switching Diodes for Zero-Bias Terahertz Detection*, Gothenburg, Sweden: Thesis, 2015.
- [112] B. Thomas, A. Maestrini, Member, G. Beaudin, «A Low-Noise Fixed-Tuned 300–360-GHz Sub-Harmonic Mixer Using Planar Schottky Diodes,» *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 15, pp. 865-867, 2005.
- [113] Thorlabs, «Teflon® Plano-Convex Lenses,» [En ligne]. Available: [https://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup\\_ID=1627](https://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=1627).
- [114] Newport, «OA-PARAB-2,» [En ligne]. Available: [http://search.newport.com/?q=\\*&x2=sku&q2=OA-PARAB-2](http://search.newport.com/?q=*&x2=sku&q2=OA-PARAB-2).
- [115] Newport, «50328AU,» [En ligne]. Available: [http://search.newport.com/?q=\\*&x2=sku&q2=50328AU](http://search.newport.com/?q=*&x2=sku&q2=50328AU).

## Résumé :

Le domaine des fréquences térahertz (THz,  $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$ ) fait partie du spectre électromagnétique qui n'est pas encore sous contrôle. Il possède des propriétés physiques qui peuvent être exploitées dans des domaines très différents comme la spectroscopie, les télécommunications, l'imagerie, la sécurité ... L'objectif de ce projet de thèse était d'étudier et de réaliser un nouveau type de capteur THz basé sur des nanocanaux asymétriques de gaz d'électrons bidimensionnel également appelés Self-Switching Devices (SSD), c'est à dire dispositifs auto-commutants. Ces nouveaux dispositifs ont des caractéristiques I(V) non-linéaires leur permettant de fonctionner en tant que détecteurs quadratiques tout comme les diodes Schottky classiques. Les SSDs qui sont fabriqués par la création - dans une hétérojonction contenant un gaz d'électrons bidimensionnel - deux tranchées symétriques isolantes en forme de L disposées en tête bêche, possèdent une haute mobilité d'électrons qui leur permet de travailler à des fréquences très élevées. Les contacts sont simplement réalisés par un dépôt métallique de chaque côté du dispositif et l'architecture complètement planaire permet facilement la réduction de leurs tailles et leur parallélisation. Ceci est en contraste avec la diode traditionnelle, et évidemment conduit à une réduction significative du coût de production. En outre, l'architecture extrêmement simple permet une très faible capacité parasite et donc une très grande vitesse de fonctionnement. À partir des simulations Monte Carlo, le dispositif devrait fonctionner également dans la gamme de fréquences THz, dans laquelle de très larges champs d'applications ont été démontrés. Nous avons développé deux bancs expérimentaux et démontré, dans une configuration quasi-optique, dans un espace libre et à température ambiante que les SSDs en nitrure de gallium (GaN) travaillent en tant que détecteurs directs par redressement et aussi en tant que détecteurs hétérodynes et ceux-ci jusqu'à 0,69 THz. Des réponses de 2 V/W et de 0,3 V/W avec des bandes passantes supérieures à 40 GHz et à 13 GHz ont été obtenues dans les gammes de fréquences de 0,30 et de 0,69 THz, respectivement. La caractérisation des SSDs en tant que mélangeurs ne montre aucune déviation de la linéarité entre la puissance de la porteuse THz (signal d'entrée RF) et celle du signal de sortie (IF) ayant une fréquence intermédiaire. Les simulations de Monte Carlo, utilisées pour estimer les pertes de conversion des nano-dispositifs de 27 dB à 0,69 THz, ont confirmé ces résultats.

En conséquence, la mise en œuvre pratique des SSDs en tant que mélangeurs d'ondes submillimétriques de hautes puissances semble faisable. En outre, des études plus récentes de nanodispositifs similaires à base de GaN, ont démontré leurs possibilités d'agir comme oscillateurs Gunn qui pourraient être des éléments actifs dans des émetteurs THz. Par conséquent, les bonnes performances des nanocanaux en GaN démontrées dans cette thèse permettent non seulement l'intégration facile des antennes pour un meilleur couplage en espace libre, mais aussi (i) une flexibilité dans la conception pour une dissipation thermique optimale et la réduction des effets parasites et (ii) la possibilité de développer un système émetteur/détecteur d'ondes submillimétriques complètement intégré fonctionnant à température ambiante.

## Abstract:

Terahertz frequency domain (THz,  $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$ ) is part of the electromagnetic spectrum that is not yet under control. It does have physical properties that concern very different fields such as spectroscopy, telecommunications, imaging, security... The project goal of this thesis was to study and to realize a new type of THz sensor based on asymmetrical nanochannels of two-dimensional electron gas (2DEG) also called Self-Switching-Devices (SSDs). These new devices have a non-linear I-V characteristics allowing them to operate as quadratic detectors like conventional Schottky diodes. SSDs manufactured by creating - into a heterojunction containing a two-dimensional electron gas - two symmetrical L-shaped insulating trenches arranged in head to tail, present high electron mobility that allows them to work at very high frequencies. Contacts are simply made by metal deposit on each side of the device and the completely planar architecture allows easy downscaling and parallelization. This is a great contrast with the traditional diode, and obviously leads to a significant reduction of the production cost. Moreover, the extremely simple architecture enables a very low parasitic capacitance and therefore a very high operation speed. From Monte Carlo simulations, the device is expected to operate also in the THz frequency range, in which very broad ranges of applications have been visualized. We have developed two experimental benches and demonstrated, in a quasi-optical configuration, free space and at room temperature that gallium nitride (GaN) based SSDs act as rectifying direct detectors and heterodyne detectors up to 0.69 THz. Responsivities of 2 V/W and 0.3 V/W with bandwidths greater than 40 GHz and 13 GHz were obtained in the 0.30 and 0.69 THz ranges, respectively. The characterization of the SSDs as mixers didn't show any deviation from linearity between the THz carrier (RF) input power and the power of the intermediate frequency (IF) signal output. Monte Carlo simulations, used to estimate nano-device intrinsic conversion losses of 27 dB at 0.69 THz, have confirmed these results.

As a consequence, the practical implementation of SSDs as mixers of high-power sub-millimetre waves seems feasible. Moreover recent studies of similar GaN-based nanodevices, have demonstrated their possibilities to act as Gunn oscillators that could be active elements in THz emitters. Therefore, the good performances of GaN nanochannels demonstrated in this thesis allow not only the easy integration of antennas for a better free space coupling but also (i) a flexibility in the design of an optimum thermal dissipation and reduction of parasitic effects, and (ii) the possibility to develop a fully integrated emitter/detector submillimeter-wave system working at room temperature.