

N° d'ordre : 41117

# THÈSE

**Présentée à l'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE**

École Doctorale : Science pour l'ingénieur

Spécialité : Micro et nano technologies, acoustique et télécommunications

*Pour obtenir le titre de*

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ**

*par*

**SANGARÉ Aboubacar Demba Paul**

---

**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**

---

Soutenue publiquement le 3 Juin 2013 devant la commission d'examen

**Membres du Jury :**

M Sylvain BOLLAERT	Professeur, Université de Lille 1	Président de Jury
M Patrick MOUNAIX	DR CNRS, Université de Bordeaux 1	Rapporteur
M Alain MAESTRINI	Docteur HDR, Observatoire de Paris	Rapporteur
M Jan GRAHN	Professeur, Université de Chalmers	Examineur
M Javier MATEOS	Professeur, Université de Salamanque	Examineur
M Jean GODIN	Ingénieur, GIE III-V Lab, Marcoussis	Examineur
M Guillaume DUCOURNAU	Docteur, Université de Lille 1	Co-encadrant de thèse
M Christophe GAQUIÈRE	Professeur, Université de Lille 1	Directeur de thèse



*« La vie est un jeu très sérieux dans lequel tant qu'on a pas tout donné, on a rien donné. »*

*Dr. SANGARÉ Sékou Victor (1953-2002)*

### *A la mémoire de mon Père*

*Je dédie cette thèse à mon défunt père Dr. SANGARÉ Sékou Victor qui a été le premier à m'encourager à aller si loin dans les études. Il m'a inculqué le goût du travail, la rigueur, l'ambition et surtout, il m'a transmis une volonté à toute épreuve. Parti trop tôt, j'avais encore tant à apprendre de toi... Merci papa, merci pour tout.*

### *A la mémoire de ma Mère*

*Parce que tu m'avais toujours soutenu en toute circonstance, tu me disais et c'était pour la dernière fois : « Concentre toi sur ton travail pour que les sacrifices de ton défunt père et moi ne soient pas vains et ne t'inquiète pas pour moi. » J'ai voulu mener à bien ma thèse pour que tu sois fier de moi... Merci maman, merci pour tout.*

### *A mon Fils*

*Tu es arrivé au moment où le ciel m'était de nouveau tombé sur la tête après le départ de ta grande mère. Par ta présence, tu as pu me donner ce nouveau souffle nécessaire à l'accomplissement de ce travail. Puisses-tu, à chaque fois que tes yeux se poseront sur ce manuscrit, te dire que j'ai fais de mon mieux pour te montrer une voie à suivre...*

### *A mes frères et à ma sœur*



# Remerciements

Ce travail de thèse de doctorat a été effectué à l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) dirigé par le Professeur **Lionel BUCHAILLOT** au sein de l'équipe « Composants et Dispositifs Microondes de Puissance » dirigé par le Professeur **Jean Claude DEJAEGER**.

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma gratitude à Monsieur **Patrick MOUNAIX**, Directeur de Recherche au laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine à l'Université de Bordeaux et Monsieur **Alain MAESTRINI**, Maître de Conférence HDR au laboratoire d'étude du rayonnement et de la matière en astrophysique à l'Observatoire de Paris pour avoir accepté de rapporter mon travail de thèse.

Je remercie également Monsieur **Javier MATEOS** Professeur à l'université de Salamanque et Monsieur **Jan GRAHN** Professeur à l'université de Chalmers, qui me font l'honneur d'examiner ce travail au sein de la commission d'examen.

Je suis très honoré que Monsieur **Sylvain BOLLAERT**, Professeur à l'Université de Lille 1, ait accepté de présider le jury.

Je tiens à remercier Monsieur **Jean GODIN** Ingénieur X, Responsable d'équipe de Recherche à Alcatel-Thalès III-V Lab Marcoussis, pour l'intérêt qu'il a porté à ces travaux.

Je remercie chaleureusement mon Directeur de thèse Professeur **Christophe GAQUIERE** pour son soutien, sa capacité à transmettre, sa patience, sa rigueur et son aide précieuse tout au long de cette thèse. J'ai beaucoup appris à ses côtés aussi bien d'un point de vue scientifique que relationnel.

Je tiens à adresser mes plus vifs remerciements et toute ma reconnaissance à Monsieur **Guillaume DUCOURNAU**, Maître de Conférence à Polytech' Lille, Co-encadrant de ces travaux. Tu fus le professeur de mes études de troisième cycle, aujourd'hui je peux dire que je te dois en partie mon goût pour l'enseignement. Je te remercie pour m'avoir guidé et conseillé à chaque croisée des chemins, pour ta disponibilité, ton sens impressionnant de la pédagogie, pour ton exigence sans laquelle ma thèse n'aurait pas le contenu qu'elle a aujourd'hui.

Un merci tout simple à la « brute » **Nicolas DEFRANCE**, Maître de Conférence à Polytech'Lille, simple comme son aide, son dévouement, son efficacité qui ont permis de me débloquer dans mon travail et cela à maintes reprises.

Je suis très reconnaissant à Monsieur **Ali SOLTANI**, Maître de Conférence à l'Université de Lille 1, pour toutes les discussions scientifiques ou non, et surtout pour sa disponibilité, ses conseils avisés lors de la dernière ligne droite avant ma soutenance.

J'adresse également mes sincères remerciements à Madame **Sylvie LEPILLET** pour m'avoir accordé autant de temps, pour m'avoir formé à l'utilisation du matériel de la centrale de caractérisation et pour les « millions de mesures » réalisées ensemble durant ces trois ans. Je profite pour demander à toutes les personnes sollicitées dans le cadre de ce travail de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Mes remerciements vont également à mes collègues au sein de l'IEMN, à toutes celles et ceux que je n'ai pas cités mais que je n'oublierai jamais. Une mention spéciale pour tous mes frangins : **Yacouba SANGARÉ**, **Yazid NASSIROU**, **Riyad MARCOS**, **Dr Moussa CISSÉ**, **Max GUEDE** et son épouse, **Richard ALLYÉ**, **Serge KOUASSI**, **Yannick ASSIEDOU**, **Danièle MOKET...** et mes amis de la France en Côte d'Ivoire en passant par le Maroc et le Mali, pour leur amitié, pour tous les bons moments passés en leur compagnie et leurs soutiens dans les moments difficiles.

Enfin, une pensée particulière à mes frères et à ma sœur. Merci à vous, **Marin** et **Virginie** pour m'avoir supporté dans tous les sens du terme, vous avez joué un rôle qui n'était pas le vôtre : celui des parents partis trop tôt et vous m'avez porté sur vos frêles épaules jusqu'à la ligne d'arrivée. Puissiez-vous à travers ce modeste travail, être très fière de votre petit frère pour qui vous avez TOUT donné. Merci à toi **Ladji** et à ma belle sœur **Marianne SANGARÉ** pour m'avoir permis de venir continuer mes études en France et pour m'avoir accueilli dans votre humble demeure, je vous en serai éternellement reconnaissant.

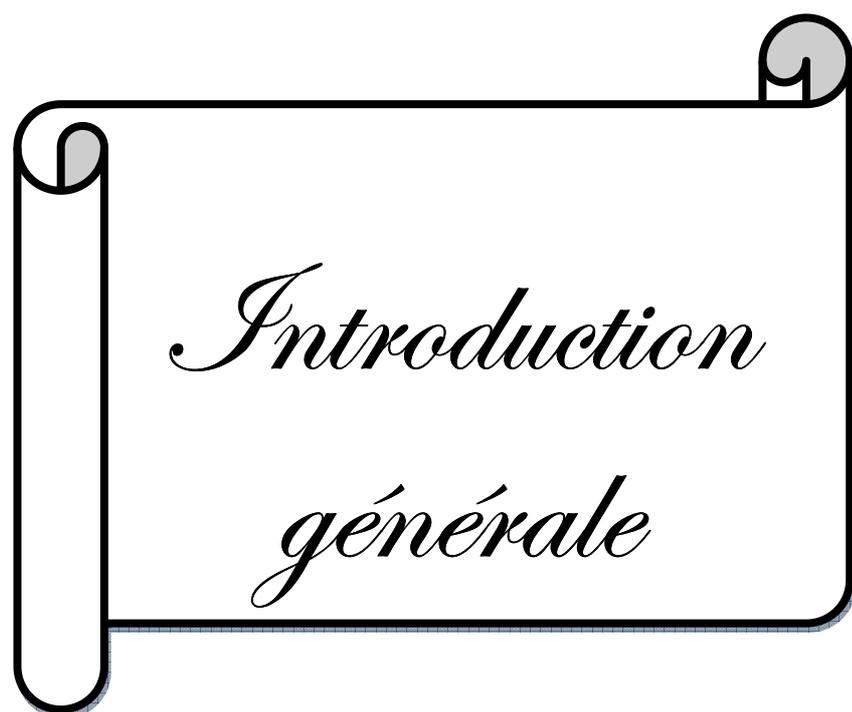
Une thèse, ce n'est que trois ans dans une vie. Mais, en écrivant ces quelques lignes, je me dis que c'est une période riche d'apprentissage. Plus qu'une formalité, cette section de remerciements était une réelle nécessité pour moi.

**Dr. Aboubacar Demba Paul SANGARÉ**

# Table des matières

Introduction générale .....	9
Chapitre 1 .....	12
1.1 La bande de fréquence THz .....	13
1.2 Techniques de génération THz .....	18
1.3 Techniques de détection THz.....	25
1.4 Applications des ondes THz .....	38
Chapitre 2 .....	41
2.1 Bases théoriques de l'effet Gunn.....	42
2.1.1 La découverte de J. B. Gunn .....	42
2.1.2 Transfert intervallée des électrons .....	43
2.1.3 Formation d'un domaine électrique et oscillation de courant .....	50
2.1.4 Critères d'instabilité et différents modes d'oscillations Gunn .....	55
2.1.5 Oscillations Gunn ou « Gunn-like » dans les composants planaires à hétérojonction : La Self Switching Diode.....	61
2.2 La Self Switching Diode comme source térahertz .....	62
2.2.1 La Méthode Monte-Carlo .....	62
2.2.2 Self-Switching Diode et effet Gunn .....	65
2.2.3 Simulations préliminaires avec le modèle charges de surface constantes.....	67
Chapitre 3 .....	74
3.1 Fabrication des SSDs sur GaN .....	75
3.1.1 Propriétés physiques du GaN utilisé .....	75
3.1.2 Technologie de fabrication.....	81
3.1.3 Caractérisation matériau.....	86
3.2 Instrumentation .....	92
3.2.1 L'analyseur de réseau vectoriel.....	92
3.2.2 L'analyseur de spectre et mesure de puissance .....	98
3.2.3 La détection synchrone .....	100
3.3 Caractérisation statique.....	104
3.3.1 Mesures expérimentales du RUN 1 et comparaison avec la simulation Monte-carlo. 105	
3.3.2 Mesures expérimentales du RUN 2 et comparaison avec la simulation Monte-carlo. 118	

3.3.3	Mesures expérimentales du RUN 3 et comparaison avec la simulation Monte-carlo.	128
3.4	Caractérisation on wafer dans la gamme millimétrique et submillimétrique .....	132
3.4.1	Mesures expérimentales des SSDs en détection .....	132
3.4.2	Mesures expérimentales des SSDs en émission .....	160
3.5	Caractérisation en espace libre.....	164
3.5.1	Design d'antennes large bande.....	164
3.5.2	Mesures expérimentales des SSDs en détection .....	173
3.5.3	Mesures expérimentales des SSDs en émission .....	176
	Conclusion générale .....	182
	Bibliographie .....	185
	Annexe.....	197
	Techniques et méthodes de calibrage.....	198
	Contributions scientifiques de l'auteur.....	211



Le domaine du TéraHertz se situe entre deux domaines distincts, celui de l'électronique et de l'optique. Cette partie du spectre longtemps restée le domaine de recherche privilégié des astronomes suscite depuis les années 1990 un intérêt grandissant de la part des chercheurs. En effet, le développement des systèmes de plus en plus compacts basés sur les matériaux Semiconducteurs fonctionnant à température ambiante et délivrant des puissances suffisantes pour ouvrir la voie à de nombreuses applications pour l'astronomie, l'environnement, les communications, l'imagerie, la sécurité, la biologie, la médecine, etc. Aujourd'hui, cet intérêt pousse la recherche en électronique à se focaliser sur la réduction des composants dans le but d'augmenter leurs fréquences de fonctionnement. Les nanotechnologies sont donc au cœur de cette course à la montée en fréquence. C'est dans cette optique que nous proposons d'exploiter les oscillations Gunn sur un nouveau type de composant nanométrique appelé la Self Switching Diode (SSD), dont la topologie permettrait au regard de nombreux résultats de simulations Monte-Carlo, d'atteindre la gamme de fréquence du téraHertz. En plus de la fabrication des SSDs sur GaN, de leurs caractérisations et analyses à des fins d'émission, nous avons également étudiés ces dernières en tant que détecteur de rayonnement TéraHertz. Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet européen, ROOTHz (Semiconductor Nanodevices for Room Temperature THz Emission and Detection) dans lequel j'étais principalement en charge de la caractérisation et de l'analyse des performances de ces composants. Ce manuscrit est organisé en trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous allons présenter différentes techniques de génération des ondes TéraHertz en mettant l'accent sur les sources électroniques, de même, nous allons présenter les différentes techniques de détection en nous focalisant sur les détecteurs THz fonctionnant à température ambiante.

Le deuxième chapitre, présente les mécanismes physiques permettant la formation de domaines Gunn, une étude de stabilité de ces domaines sera effectuée et les différents modes d'oscillations seront brièvement discutés. Nous terminerons ce chapitre en discutant les simulations Monte-Carlo préliminaires qui ont permis de définir le design des diodes SSDs.

Dans le chapitre 3, nous allons commencer par présenter la couche épitaxiale sur laquelle l'ensemble des composants ont été fabriqués et nous allons décrire les étapes technologiques qui ont permis la réalisation de ces derniers. Les principes de fonctionnement des principaux instruments de mesures utilisés pour la caractérisation des composants seront

détaillés. Enfin, dans la dernière partie du chapitre, toutes les caractérisations effectuées sur les SSDs utilisées en tant qu'émetteurs et détecteurs seront présentées et analysées.



*Chapitre 1*

## 1.1 LA BANDE DE FRÉQUENCE THz

Le rayonnement TéraHertz (THz =  $10^{12}$  Hz) également dénommé rayons-T, est compris entre les fréquences micro-ondes et infrarouges du spectre électromagnétique. Il n'existe pas de définition standard de la bande THz mais le plus souvent cette bande se réfère à des fréquences dans la gamme de 0,3 THz (300 GHz) - 3 THz ( $\lambda = 1 \text{ mm} - 100 \mu\text{m}$ ), voir Figure 1.1-1 bien que parfois il se réfère à la bande de fréquence 0,1 - 10 THz (Figure 1.1-2).

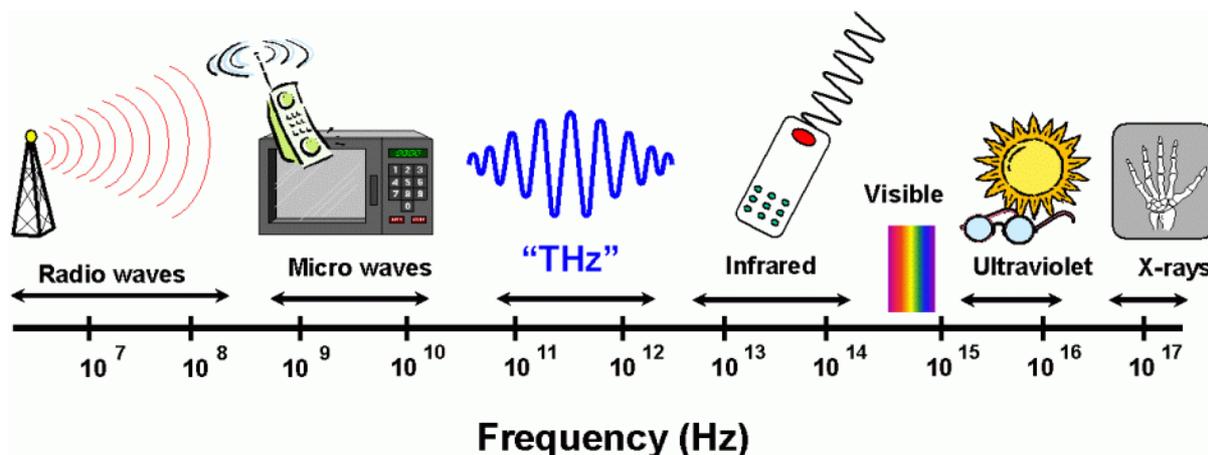


Figure 1.1-1 : Spectre électromagnétique des ondes radios aux rayons X<sup>1</sup>

### ➤ *Le Gap THz*

Le manque de sources à la fois compactes, efficaces et puissantes d'un côté et de détecteurs compacts, peu coûteux, fonctionnant à température ambiante et ayant de grandes sensibilités d'un autre côté a conduit à qualifier cette région relativement inexplorée du spectre électromagnétique entre les micro-ondes et les infrarouges de « fossé THz ».

<sup>1</sup>Extrait de <http://www.sp.phy.cam.ac.uk/SPWeb/research/thzcamera/WhatIsTHzImaging.htm>

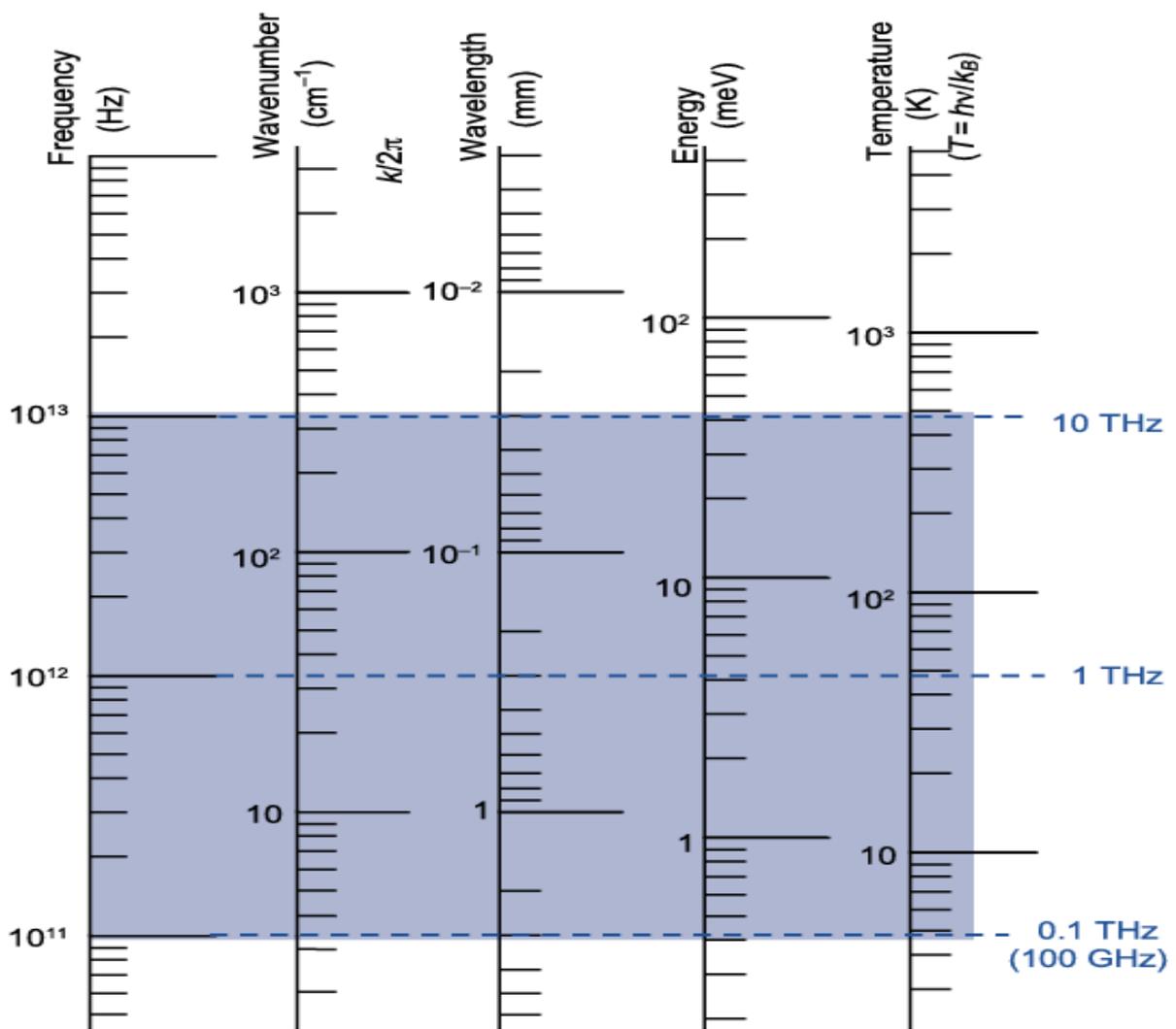


Figure 1.1-2 : Caractéristiques des ondes du domaine spectral submillimétrique ([Sul12]).

Alors que les énergies des photons ( $\sim 1.2$  meV à 300 GHz) à des fréquences THz sont inférieures aux énergies de bande interdite des matériaux communément utilisés dans des dispositifs à semi-conducteurs (quelques eV) ou inférieures à la différence d'énergie des niveaux atomiques utilisées dans de nombreux lasers ( $\sim 1$ eV), la bande de fréquence THz reste difficile à couvrir avec les composants électroniques. Néanmoins, ces dernières années, le « fossé THz » s'est rétréci grâce aux progrès de électronique micro-ondes du côté basse fréquence et de la photonique du côté haute fréquence de la bande de fréquence THz. Dans la région THz où l'énergie thermique  $h\nu = k_B T$  (25.4 meV) à la température ambiante, le bruit thermique est un problème qui doit être pris en compte dans les dispositifs, ce qui amène souvent à des fonctionnements cryogéniques. (Ici  $\nu$  est la fréquence,  $T$  est la température,  $h$  est la constante de Planck, et  $k_B$  est la constante de Boltzmann.)

Bien que le rayonnement THz en espace libre soit généralement propagé et analysé comme des faisceaux, contrairement à l'optique traditionnelle, la taille du faisceau peut être seulement de quelques longueurs d'onde de diamètre, provoquant ainsi des effets de diffraction qui peuvent devenir importants.

➤ *L'absorption THz dans l'air*

L'absorption et la dispersion (vitesses de propagation qui dépendent de la fréquence) se produisent de façon générale à la suite de l'interaction du rayonnement électromagnétique avec des particules chargées (électrons et noyaux) dans un milieu.

En particulier, l'un des facteurs qui rend la recherche dans la gamme de fréquences THz difficile est la très forte absorption du rayonnement THz par l'atmosphère sur une grande partie de la bande ([Cou08]). Cette absorption est due en grande partie à la rotation des transitions des molécules constitutives, en particulier la vapeur d'eau. La densité relativement faible des molécules d'eau donne lieu à des pics élevés de résonance d'absorption, séparés par des fenêtres de transmission.

L'atténuation due à l'absorption peut être estimée à l'aide de la loi de Beer-Lambert pour la transmission :

$$\tau = \frac{I}{I_0} = \exp(-\alpha x) \quad 1.1-1$$

Où  $I_0$  et  $I$  sont respectivement les intensités incidentes et transmises,  $x$  est la longueur du trajet et  $\alpha$  est le coefficient d'absorption.

L'absorbance est définie comme :

$$A = -\log_{10} \left( \frac{I}{I_0} \right) = \frac{\alpha x}{\ln 10} \quad 1.1-2$$

Et la profondeur à laquelle l'intensité est réduite à  $1/e$  de la valeur initiale est la profondeur de pénétration  $1/\alpha$ .

L'atténuation peut également se produire par diffusion dans l'atmosphère, mais, en raison de sa grande longueur d'onde, la diffusion du rayonnement THz par les particules en suspension (poussières ou brouillard par exemple) est plus faible que pour le rayonnement dans le visible ou l'infrarouge.

➤ *Réflexion et transmission*

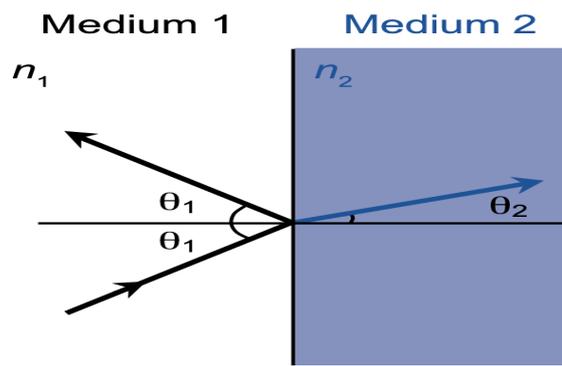


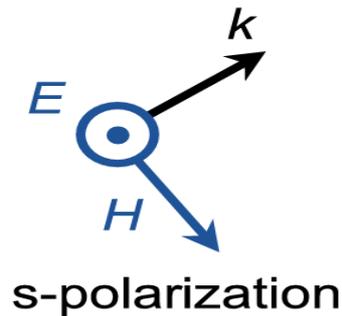
Figure 1.1-3 : Deux milieux diélectriques d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$

Quand une onde électromagnétique THz arrive sur la frontière entre deux milieux diélectriques linéaires (d'indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ ), la polarisation du rayonnement se décompose en deux polarisations rectilignes orthogonales entre elles, notées s et p. Les rapports des amplitudes du champ réfléchi et transmis sur l'amplitude du champ incident sont donnés par :

(Polarisation S)

$$\frac{E_{s,r}}{E_{s,i}} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}$$

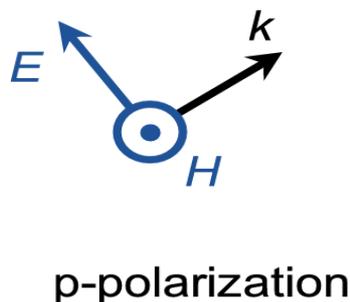
$$\frac{E_{s,t}}{E_{s,i}} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}$$



(Polarisation P)

$$\frac{E_{p,r}}{E_{p,i}} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}$$

$$\frac{E_{p,t}}{E_{p,i}} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}$$



Où les angles d'incidence et de réfraction sont donnés par la loi de Snell-Descartes:

$$n_1 \cos \theta_1 = n_2 \cos \theta_2 \tag{1.1-3}$$

La réflectivité R et la transmission T sont définis par les rapports de puissances

$$R = \frac{|E_r|^2}{|E_i|^2} \text{ et } T = \frac{n_2 \cos(\theta_2)|E_t|^2}{n_1 \cos(\theta_1)|E_i|^2} \quad 1.1-4$$

➤ *Sources naturelles de rayonnement THz*

Tout objet à une température T rayonne selon la loi d'émission du corps noir, un rayonnement incohérent. Cette émission thermique est bien décrite par un spectre théorique et dépend de la température de l'objet (Loi de Planck) Figure 1.1-4 ([Gal04]). Bien que cette source naturelle d'émission thermique soit très faible aux fréquences THz, elle permet de caractériser des objets froids comme la poussière et les nuages de gaz dans les galaxies (10 à 100°K) qui émettent la plupart de leur radiation dans cette bande. Une autre source naturelle est le rayonnement résiduel du Big Bang, connu sous le fond diffus cosmologique qui a été dilué et refroidi par l'expansion de l'Univers et possède une température très basse de 2,728 K. Son spectre d'émission atteint donc des pics du côté basse fréquence de la bande THz (160 GHz). Beaucoup d'informations sont donc présentes dans ce domaine spectral, la radio-astronomie utilise ainsi de nombreux instruments spatiaux embarquant des technologies THz (HiFi, Herschel).

Bien que les sources naturelles d'émission THz soient d'une grande importance pour l'imagerie passive, en astrophysique en particulier, la puissance de leur rayonnement est assez faible à température ambiante. La plupart des applications pratiques utilisent donc une source de rayonnement THz produite en laboratoire.

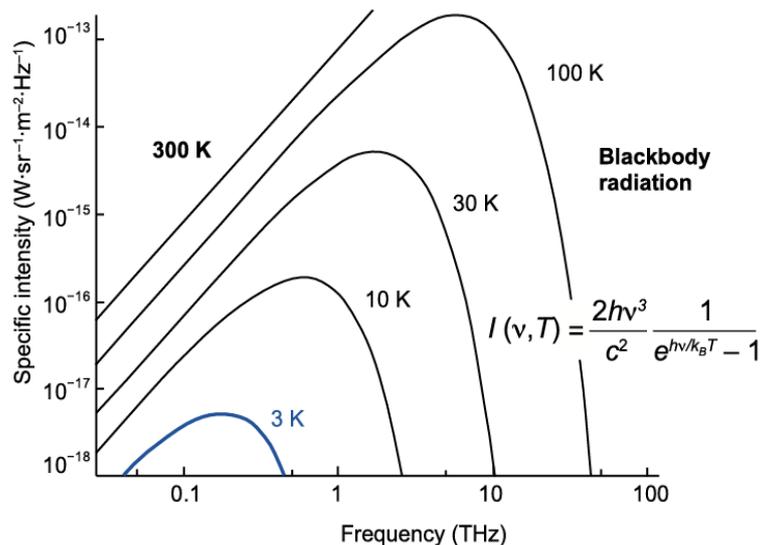


Figure 1.1-4 : Radiance spectrale du corps noir pour différentes températures. [Sul12]

## 1.2 TECHNIQUES DE GÉNÉRATION THZ

Dans cette section, nous présentons quelques techniques de génération de rayonnement électromagnétique aux fréquences millimétriques voir submillimétriques :

**Dispositifs à résistance différentielle négative** : Si un circuit résonant est combiné avec un dispositif qui présente une résistance différentielle négative ( $dV / dI < 0$ ) à environ sa fréquence de résonance, alors les oscillations peuvent être maintenues indéfiniment. La fréquence d'oscillation est déterminée par le circuit de résonance,  $\nu = 1/2\pi\sqrt{1/LC}$  dans lequel, la résistance négative du dispositif annule celle du reste du circuit. Le circuit résonant peut prendre la forme de guide d'ondes ou une cavité résonante (par exemple un circuit RLC parallèle). Les dipôles à base de semi-conducteurs tels que les diodes Gunn ([Eis98a]), IMPATT ([Ino76]), TUNNETT ([Nis78]) et les diodes tunnel résonantes ([Bro90]) sont couramment utilisées pour générer un rayonnement aux fréquences GHz voir THz.

**Les lasers** : les lasers sont basés sur le processus d'émission stimulée dans un milieu à gain ([Sur71]). L'émission se produit due à une transition des porteurs des hautes énergies vers un état de basse énergie. Ces états peuvent être, par exemple, les niveaux de rotations (lasers à gaz émettant dans l'infrarouge lointain ([Mue07])), des sous-bandes de conduction (lasers à cascade quantique ([Fai94])) ou des niveaux de Landau dans les semi-conducteurs (lasers à base de germanium p-Ge ([Odn04])). Une source de pompage maintient une inversion de population, et l'émission est contenue dans une cavité partiellement transparente pour permettre l'amplification.

**Accélération des électrons** : le rayonnement électromagnétique peut être généré par l'accélération de charges électriques. Puisque l'accélération d'une particule dépend généralement du ratio charge sur masse ( $\gamma \propto \frac{eB}{2\pi f m_e}$ ), il existe des sources THz basées sur l'accélération des électrons ([Gal04]). Dans certains cas, ce sont des électrons libres dans le vide (synchrotrons, gyrotrons, les lasers à électrons libres, et les carcinotrons), dans d'autres cas ce sont des porteurs de charge libres dans les photoconducteurs (antennes photoconductrices, photo-mélangeurs ([Bja04])), grilles métalliques (Émetteurs Smith-Purcell ([Smi53])), ou des charges liés dans des semi-conducteurs (générateurs par battement de fréquences, cristaux électro-optiques, oscillateurs paramétriques optiques ([Sow09])). Un transfert d'énergie

optimal entre un faisceau d'électrons libres et le champ électromagnétique se produit si la vitesse des électrons est proche de la vitesse de phase du champ électromagnétique. Les tubes à ondes électroniques rapides fonctionnent à de très hautes tensions, fournissant ainsi les vitesses d'électrons requises pour les conditions de résonance ; les dispositifs à ondes lentes conventionnels contiennent généralement des structures destinées à réduire la vitesse de phase du champ. Afin de produire des impulsions de rayonnement cohérent, des paquets d'électrons de taille comparable à la longueur d'onde de rayonnement, sont utilisés.

Des cristaux, dans lesquels les électrons liés sont amenés à osciller avec un champ électromagnétique appliqué à l'entrée (processus non-résonnant), sont généralement décrits en termes de polarisation résultante  $P$  et  $E_{THz} \propto \partial^2 P / \partial t^2$ . Dans les cristaux non-linéaires ([Bur09]), la variation temporelle de la polarisation et par conséquent la fréquence du champ de sortie, présente des composantes à des fréquences autres que la fréquence d'entrée et par conséquent, ils sont utilisés pour la génération de fréquence différentielle ([Vij12]) et de redressement optique (parfois appelée conversion descendante de fréquence).

**Photoconducteurs** : dans ce cas, la densité de porteurs de charge augmente rapidement en réponse à l'intensité de l'enveloppe d'un pulse optique femtoseconde (fs) (antenne photoconductrice) ou au battement de deux faisceaux optiques étroitement espacés en fréquence ([Bel07]) (photo-mélange) et  $E_{THz} \propto \partial J / \partial t$ . L'énergie entrante des photons optiques doit être suffisante pour exciter les porteurs à travers la bande interdite du semi-conducteur (appelé processus de résonance en raison de l'absorption d'un photon). Les techniques impliquant des impulsions laser femto-secondes sont souvent appelées optique ultra-rapide.

**Multiplication de fréquence** : En plus des convertisseurs abaisseurs de fréquences optiques, le rayonnement THz peut être produit par la conversion ascendante des fréquences micro-ondes dans des dispositifs non linéaires (multiplicateurs de fréquence) ([Mae08]).

### ➤ Sources THz

#### **Diodes Gunn**

Les diodes Gunn sont des dipôles à résistance différentielle négative (NDR) qui, lorsqu'elles sont accordées de manière appropriée à un résonateur, produisent de l'énergie RF. Typiquement, une diode Gunn est constituée d'un matériau III-V uniformément dopé de type n

(par exemple, GaAs, InP, GaN) intercalé entre des régions fortement dopées à chaque électrode. Les minimas de la bande de conduction, par exemple dans un cristal de GaAs ont des vallées distinctes dans certaines orientations, dont la principale est appelée  $\Gamma$  et la seconde L. S'ils résident dans la vallée  $\Gamma$ , les électrons présentent une faible masse effective et ont une mobilité élevée. Dans la vallée L, ils ont une masse effective élevée, associée à une faible mobilité. Les deux vallées sont séparées par une faible énergie interdite  $\Delta E$ .

Au fur à mesure que la tension de polarisation à travers la diode augmente, les électrons acquièrent une énergie suffisante pour être transférés dans la vallée L. (Une diode Gunn est également connue comme un dispositif à transfert d'électrons), ces électrons ont une vitesse de dérive inférieure à cause de l'augmentation de leur masse effective ; le courant diminue avec la tension de polarisation croissante, et la diode présente une région avec une résistance différentielle négative. Si elle est polarisée dans cette région, de petites perturbations locales dans la charge globale donne lieu à des oscillations de courant alternatif au niveau des contacts. Si la diode est placée dans une cavité ou un circuit résonnant de telle sorte que sa résistance négative annule la résistance du résonateur, le circuit oscille sans amortissement et permet l'émission d'un rayonnement électromagnétique ([Shu08]).

### Diodes IMPATT

La diode IMPATT est un dispositif qui possède une région à résistance différentielle négative avec une puissance admissible relativement élevée. Sa structure simplifiée est basée sur une jonction p-n polarisée en inverse et sur une couche de haute résistivité.

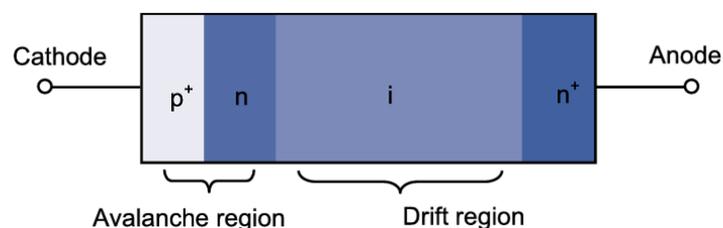


Figure 1.2-1 : Configuration d'une diode IMPATT.

Quand une polarisation inverse aux bornes de la jonction p-n dépasse un certain niveau, alors un claquage par avalanche (en raison des ionisations par impacts) se produit, provo-

quant ainsi un grand nombre de porteurs dans la région d'avalanche. Dans l'exemple ci-dessus, ( les électrons se déplacent à travers la zone de dérive (dopage intrinsèque) au contact  $n^+$  dans un temps connu sous le nom temps de transit.

Une tension alternative avec une valeur moyenne juste en dessous du claquage par avalanche est appliquée à la diode. Quand la tension augmente au dessus du seuil, les porteurs sont générés, mais, étant donné que le taux de porteurs générés par avalanche ne dépend pas seulement du champ électrique mais aussi du nombre de porteurs qui existent déjà, ce taux continue d'augmenter alors même que la tension alternative diminue (ce qui entraîne un décalage sur la tension de 90 degrés, ce phénomène est aussi connu sous le nom de retard d'injection). La longueur de la diode peut être choisie de sorte que le temps de transit des porteurs engendre un autre retard de phase de 90 degrés sur le courant et donc un dispositif à résistance différentiel négative ([Cou08]). Un circuit externe de résonance peut ensuite être utilisé pour maintenir les oscillations. Comme les autres dispositifs basés sur le processus aléatoire d'avalanche, les diodes IMPATT ont tendance à souffrir du bruit de phase ([Jos73]).

### Diodes TUNNETT

A mesure que la fréquence de fonctionnement d'une diode IMPATT augmente, le mode dominant d'injection des porteurs change de l'avalanche pour un mécanisme mixte avalanche-tunnel. L'exploitation de l'injection des charges par effet tunnel conduit à l'élaboration de diodes TUNNETT.

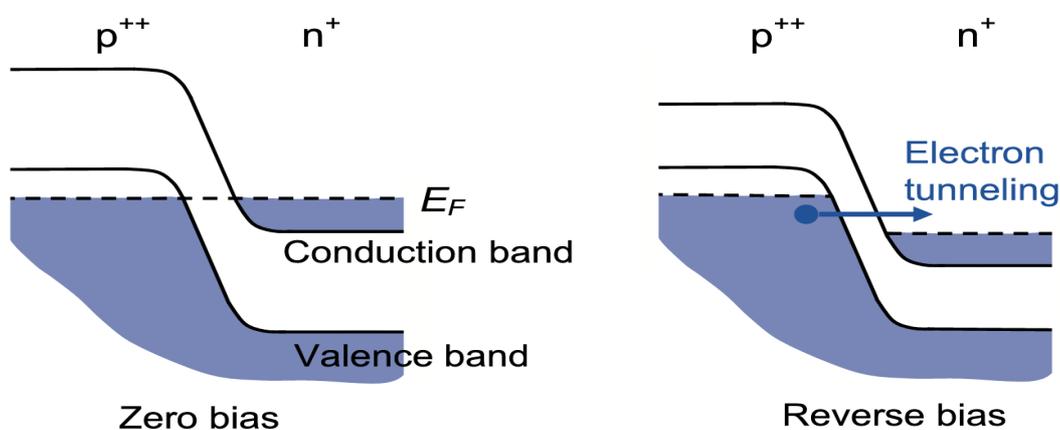


Figure 1.2-2 : Exemple de structures de bandes d'une diode TUNNETT [Sul12].

Dans ces diodes, une jonction étroite très dopée  $p^{++} n^+$  (en général une structure  $p^{++} n^+ nn^+$ ) est formée de manière à modifier le mécanisme de claquage, de l'avalanche à l'injection des porteurs par effet tunnel. Puisque le taux de génération de porteurs par effet tunnel ne dépend pas de la densité de courant, il n'y a pas de retard dans l'injection, et une résistance différentielle négative est obtenue par le temps de transit des porteurs à travers une zone de dérive avec un champ électrique beaucoup plus faible que dans les diodes IMPATT.

L'effet tunnel est un processus rapide, faible bruit comparé à l'ionisation par impact, de sorte que les diodes TUNNETT peuvent fournir une puissance moyenne à des fréquences élevées et avec moins de bruit que dans les diodes IMPATT. Comme les autres dispositifs à résistance différentielle négative, les diodes TUNNETT peuvent être utilisées dans un circuit externe résonant pour générer un rayonnement électromagnétique.

### Diodes à effet tunnel résonant

Dans une diode tunnel résonante (RTD), des couches de matériau non dopé sont utilisées pour créer un puits quantique entre deux barrières minces. Quasi-lié ou résonant, des états d'énergies sont formés dans le puits.

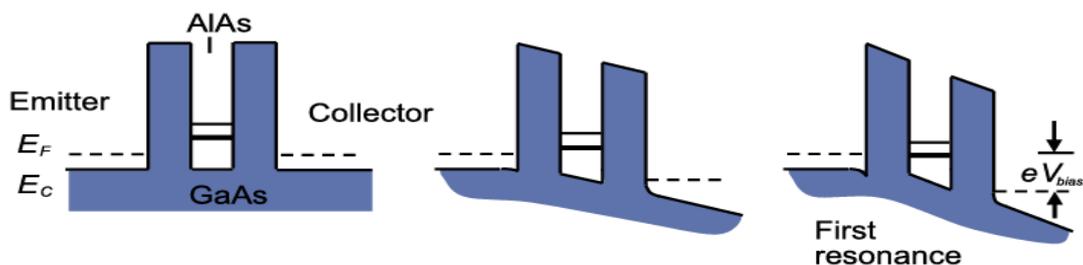


Figure 1.2-3 : Profil d'une double barrière de potentiel [Sul12].

Quand un niveau d'énergie dans le puits quantique est proche de l'énergie des électrons dans la bande de conduction, un effet tunnel résonnant à travers la structure à double barrière (Figure 1.2-3) se produit. Cela donne lieu à un pic dans la courbe caractéristique courant-tension comme montré sur la Figure 1.2-4. La largeur du pic dépend de la largeur de l'état de résonance dans le puits quantique.

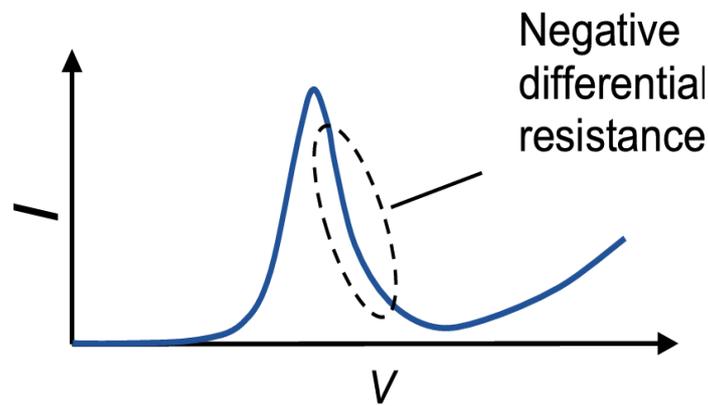


Figure 1.2-4 : Caractéristique courant-tension d'une diode à effet tunnel résonant.

Quand la tension de polarisation augmente au-delà du pic de résonance, la courbe I-V présente une résistance différentielle négative. Comme les autres dispositifs à résistance différentielle négative, les diodes RTD peuvent être utilisées dans un circuit externe résonant pour générer un rayonnement électromagnétique de fréquence contrôlée.

Parce que l'effet tunnel est en soi un processus très rapide, les diodes RTD produisent les fréquences d'oscillation les plus élevées des dispositifs à transfert d'électrons ([Suz10]).

### Multiplicateurs de fréquence

Les multiplicateurs de fréquence sont des dispositifs non linéaires qui génèrent des harmoniques d'un signal d'entrée (micro-ondes dans ce cas) et peuvent supprimer ceux qui sont indésirables.

En principe, n'importe quel composant électronique qui présente un comportement non linéaire, produit plusieurs harmoniques du signal d'entrée, bien que le rendement de conversion varie. En raison des temps de commutation très rapide réalisable avec une jonction métal-semi-conducteur, les diodes à barrière de Schottky sont généralement utilisées pour une conversion ascendante de la fréquence de sortie des sources micro-ondes tels que les diodes Gunn, pour atteindre le domaine THz. Soit la capacité non linéaire (diode à capacité variable) ou la résistance non linéaire (diode à résistance variable) du composant est exploitée. Les multiplicateurs fonctionnant en mode varactor ont un rendement théorique plus élevé mais une bande passante inférieure à ceux fonctionnant en mode varistor.

Le rendement de conversion maximal d'un multiplicateur par  $N$  décroît en  $1 / N^2$  alors que le bruit de phase augmente de  $20 \cdot \log(N)$ . Pour cette raison, la multiplication de fréquence est généralement limitée à  $N = 2$  ou  $3$  par bloc. Les chaînes de multiplication avec des doubleurs ou des tripleurs en cascade peuvent être utilisées pour une conversion ascendante des signaux du GHz au THz ([Mae12]).

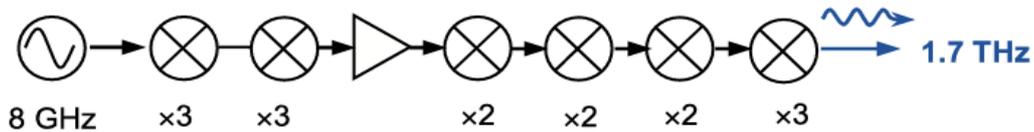


Figure 1.2-5 : Synoptique d'une chaîne de multiplication qui génère du 1.7 THz à partir d'une source de fréquence 8 GHz.

Des configurations symétriques de multiplicateurs qui utilisent une paire de circuits multiplicateurs individuels peuvent être utilisées à la fois pour ajouter des signaux aux harmoniques souhaitées, augmenter la puissance de sortie, et annuler les signaux à des harmoniques non désirées, ce qui réduit les exigences de filtrage.

### Back wave oscillators (BWO)

Un carcinotron ou back wave oscillator fonctionne en extrayant l'énergie d'un faisceau d'électrons groupés sur un champ électrique à haute fréquence RF. Pour un transfert optimal de l'énergie, la vitesse de dérive des électrons doit être légèrement supérieure à la vitesse de phase du champ électromagnétique.

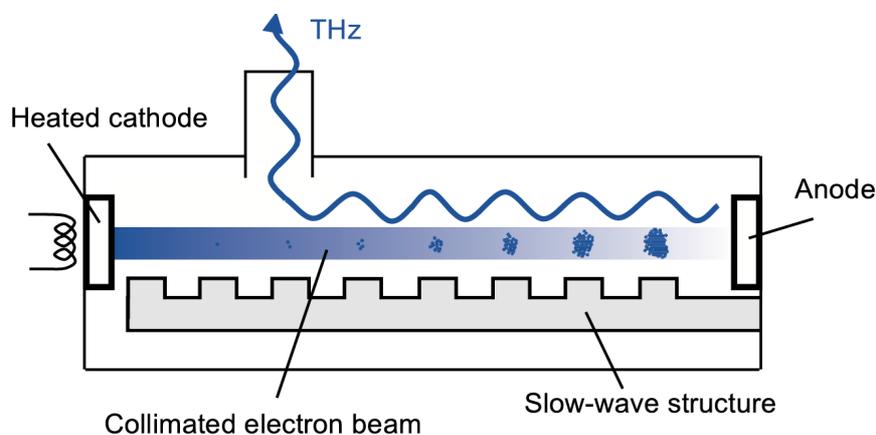


Figure 1.2-6 : Schéma de principe d'un carcinotron [Sul12].

Une cathode chauffée à une extrémité d'un tube à vide émet des électrons qui sont collimatés par des champs magnétiques et accélérés vers l'anode à l'autre extrémité. Le long de la longueur du tube il y a une structure à ondes lentes périodique qui sert de support à l'onde électromagnétique (harmoniques spatiaux à la fois avant et arrière). Ce champ électrique module la vitesse des électrons, et les électrons se tassent.

La structure périodique est conçue de telle sorte que l'onde millimétrique générée soit dans la direction opposée aux mouvements des électrons et aie la vitesse de phase nécessaire pour le transfert de l'énergie des électrons. L'onde électromagnétique THz est ensuite couplée à travers un guide d'onde.

La fréquence du rayonnement généré dépend de la vitesse des électrons et donc de la polarisation en courant continu à travers le tube. Dans la pratique, le carcinotron peut être réglée entre  $\pm 10\%$  de la fréquence centrale. Ils sont généralement utilisés en dessous de 1 THz ([Sta73]).

## 1.3 TECHNIQUES DE DÉTECTION THZ

Les systèmes de détection THz sont souvent classés comme étant soit cohérents ou incohérents, selon qu'ils mesurent l'amplitude et la phase du signal entrant (cohérent) ou seulement son intensité (incohérente). Les détecteurs incohérents (ou direct) sont généralement large bande.

**Les dispositifs thermiques** détectent le rayonnement THz continu (CW) à travers l'augmentation de la température qu'il provoque dans un élément de détection (absorbeur). Le détecteur exploite les propriétés de certains éléments qui varient avec la température, tels que la résistivité électrique dans le cas des bolomètres, la polarisation d'un matériau dans le cas d'un détecteur pyroélectrique ([Dob04]), et la pression du gaz dans le cas d'une cellule de Golay ([Har07]). Les détecteurs thermiques ont généralement une large réponse spectrale, mais peuvent être relativement lents, puisque l'élément absorbant doit atteindre l'équilibre thermique avant que la mesure ne soit faite.

**La rectification :** Les techniques issues des micro-ondes, telles que la rectification, ont été étendues à des fréquences plus élevées pour permettre leurs utilisations en tant que détecteurs THz. Les redresseurs, tels que des diodes Schottky exploitent la relation non linéaire de leurs caractéristique courant-tension pour produire une tension de sortie qui est proportionnelle à la puissance (amplitude au carré) d'un courant d'entrée qui a été amenée à la fréquence du rayonnement THz.

**La rectification optique :** Dans les techniques liées à la rectification optique (effet Pockels : détection par cristal électro-optique. ([Wu96])), le capteur électro-optique détecte la modification de l'état de polarisation du champ électrique de la radiation THz issu de la biréfringence qu'elle induit dans les supports optiques non linéaires.

**La photoconduction :** Dans les photodétecteurs (photoconducteurs ou photodiodes), les photons du signal interagissent directement avec les électrons dans le détecteur. Aux fréquences THz, l'énergie des photons est faible et correspond à l'écart d'énergie entre les états d'impuretés de surface et la bande de valence ou de conduction dans les semi-conducteurs extrinsèques. L'entrée des photons THz excite les électrons issus des états donneurs et permet la génération de paires électron/trou ce qui conduit à un courant mesurable dans la résistance du composant.

La photo-excitation intrinsèque des porteurs libres dans un semi-conducteur nécessite généralement des photons (optiques) ayant beaucoup d'énergie. Les antennes photoconductrices peuvent cependant être utilisées comme détecteurs THz en permettant au rayonnement incident d'induire un courant à travers l'espace photoconducteur une fois que les photo-porteurs eux mêmes ont été générés par une impulsion d'onde optique. Dans le cas du photo-mélange, le nombre de photo-porteurs est modulé par les battements de deux faisceaux optiques, et le courant photoélectrique dépend de la phase relative entre le battement optique et le rayonnement THz (détection cohérente).

**La détection hétérodyne** est une technique dite cohérente qui transpose un signal THz vers une fréquence inférieure à laquelle il peut être amplifié par des techniques classiques.

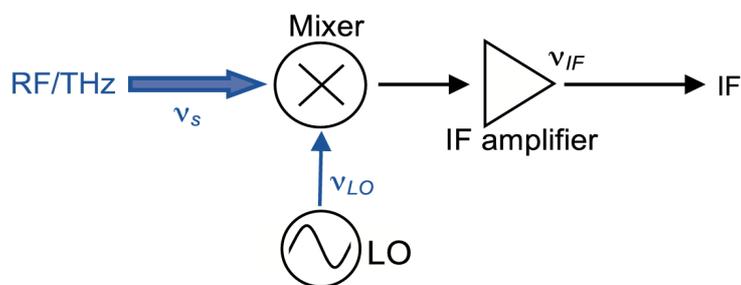


Figure 1.3-1 : Synoptique d'un système hétérodyne.

La détection hétérodyne est obtenue en mélangeant le signal à détecter ( $v_s$ ) avec le signal d'un oscillateur local stable (LO) qui à une fréquence proche ( $v_{LO}$ ). L'élément mélangeur est un dispositif avec une caractéristique I-V non-linéaire, de sorte que sa sortie contient une composante à une fréquence intermédiaire (IF)  $v_{IF} = |v_s - v_{LO}|$ . Tant que l'oscillateur local est stable, le mélangeur conserve l'information spectrale et la phase du signal d'origine. Les Diodes Schottky et les structures semiconducteurs-isolant-semiconducteur (SIS) sont des dispositifs couramment utilisées à des fréquences inférieures à 1 THz ([Boz03]). Les Bolomètres à électrons chauds, même si ils sont des détecteurs thermiques, sont suffisamment rapides pour répondre à la fréquence intermédiaire et peuvent être utilisés en tant que mélangeurs à des fréquences supérieures à 1 THz ([Hub08]).

### ➤ Sensibilité et rapport signal sur bruit

Les performances des détecteurs peuvent être quantifiées avec un certain nombre de facteurs de mérite différents. Les fabricants décrivent souvent la relation entre la puissance du rayonnement incident sur un détecteur et sa sortie comme étant la sensibilité du détecteur  $R_V$ . Puisque la plupart des détecteurs produisent en sortie une tension électrique, la sensibilité est généralement définie comme étant le rapport entre la tension sur la puissance incidente en V/W. Lorsque le détecteur génère du courant, la sensibilité est en A/W.

Dans de nombreux cas, le rayonnement incident est modulé et ensuite amplifié avec une certaine bande passante de détection ( $\Delta\nu$ ). La sensibilité est généralement fonction de cette bande passante, de la tension de polarisation, de la modulation de fréquence, etc. Alors, celles-ci doivent être spécifiées lorsque l'on donne des sensibilités mesurées dans ces conditions.

A partir des mesures de la sensibilité et de la racine carrée moyenne (rms) du niveau de bruit  $n$ , la puissance équivalente de bruit (NEP) d'un détecteur peut être calculée comme suit :

$$NEP = \frac{n}{R_V \sqrt{\Delta\nu}} \quad 1.3-1$$

Un autre facteur de mérite est le rapport du signal du détecteur sur le bruit de fond, encore appelé rapport signal-sur-bruit (SNR ou S/N). Cette grandeur est en général le facteur de mérite du détecteur intégré dans la chaîne de mesure ou dans le montage expérimental total.

$$SNR = \frac{P_{signal}}{P_{noise}} \quad 1.3-2$$

P fait référence à la puissance, le signal et le bruit sont mesurés sur la même bande passante. Pour les signaux avec une dynamique importante, ce ratio est souvent mesuré en décibels.

#### ➤ *Puissance équivalente de bruit (NEP)*

La puissance équivalente de bruit est une mesure de base de la sensibilité d'un détecteur. Pour les détecteurs de rayonnement, elle est généralement définie comme la puissance de rayonnement normalisé sur une bande passante de 1Hz qui produit un rapport signal sur bruit égal à l'unité. Le NEP est donné pour une fréquence de fonctionnement et une fréquence de modulation. Lorsqu'elle est définie de cette manière, la puissance équivalente de bruit a une unité exprimée en  $W/Hz^{1/2}$ . L'avantage d'exprimer la sensibilité d'un détecteur avec le NEP par opposition au SNR est que le NEP reste constant pour un détecteur donné. Les deux sont liés par la relation suivante :

$$SNR = \frac{P_{signal}}{NEP \sqrt{\Delta\nu}} \quad 1.3-3$$

Où  $P_{signal}$  est la puissance du signal incident sur le détecteur, et  $\Delta\nu$  est la largeur de la bande passante de l'intégration du signal réalisée avec une détection synchrone par exemple.

De toute évidence, il est souhaitable d'avoir un NEP aussi petit que possible, car cela indique le signal minimal détectable ( $SNR = 1$ ) sur un temps moyen de l'ordre d'une seconde. Des signaux plus faibles peuvent être détectés en utilisant une détection sensible à la phase du

signal (lock-in amplifler) pourvu que la bande passante du bruit soit beaucoup plus petite que la bande passante de détection. Le NEP peut être lié à la sensibilité  $R_V$  d'un détecteur à la fréquence spécifiée par :

$$NEP = \frac{\text{Noise voltage}/\sqrt{\text{Hz}}}{R_V} \quad 1.3-4$$

Où le bruit peut faire référence à celui du détecteur ou au bruit de fond à la même fréquence.

Une manière alternative de comparer la performance des détecteurs est la détectivité  $D$  définie comme l'inverse du NEP. Dans le cas d'un détecteur limité par le bruit de Johnson, la détectivité spécifique peut être utilisée étant donné que les échelles de bruit augmentent avec la racine carrée de la surface de détection  $A$  ([Fra95]).

$$D^* = \frac{(A\Delta\nu)^{1/2}}{NEP} \quad 1.3-5$$

### ➤ *Bruit de grenaille et bruit thermique*

Le bruit de grenaille (ou bruit quantique) décrit l'incertitude sur le nombre de photons détectés dans une période de temps du aux fluctuations statistiques dans l'apparition d'événements aléatoires indépendants. Il s'agit d'un effet de bruit quantique lié à la nature discrète des photons et est une propriété inhérente au champ lumineux entrant. (Aléatoire dans la conversion des photons en un signal électrique dans ce cas cela peut être une source de bruit supplémentaire.)

Le nombre de photons détectés peut être décrit par une loi de Poisson, qui présente un écart-type égal à la racine carrée du nombre moyen de détection de photons  $n$ , par conséquent, le SNR est donné par ([Hui09]):

$$SNR = \frac{n}{\sqrt{n}} \quad 1.3-6$$

Pour un grand nombre, la distribution de Poisson s'approche de la distribution normale (ou gaussienne) et dans la pratique, le bruit de grenaille est souvent impossible à distinguer d'un bruit gaussien.

Dans le régime classique, où  $h\nu \ll k_B T$ , ou pour des détecteurs avec une faible sensibilité, la principale source de bruit interne est souvent un bruit électrique (fluctuations aléatoires dans le signal) associé au détecteur lui-même. Ce bruit thermique (également appelé bruit de Johnson) est généré par le mouvement aléatoire des porteurs de charge sous l'effet de la thermique (agitation thermique) et est sensiblement constant avec la fréquence. Par exemple, la tension efficace causée par le bruit thermique généré dans une résistance sur une bande passante  $\Delta\nu$  est donnée par :

$$V_{rms} = \sqrt{4k_B T R \Delta\nu} \quad 1.3-7$$

Où T et R sont respectivement, la température de la résistance et la résistance. La quantité de bruit thermique généré dépend donc de la température du dispositif. Limité par le bruit thermique, certains détecteurs sont souvent refroidis.

### ➤ *Détecteurs à barrière Schottky*

Les diodes de redressement ont une réponse non linéaire à un champ électrique, généralement couplée à une antenne pour des petits signaux. Elles produisent un signal de sortie qui est proportionnel au carré de la tension d'entrée, c'est à dire la puissance.

Une diode Schottky est formée d'une jonction métal-semi-conducteur, créant une barrière de Schottky à l'interface, à la place d'une jonction semiconducteur - semiconducteur type pn classique.

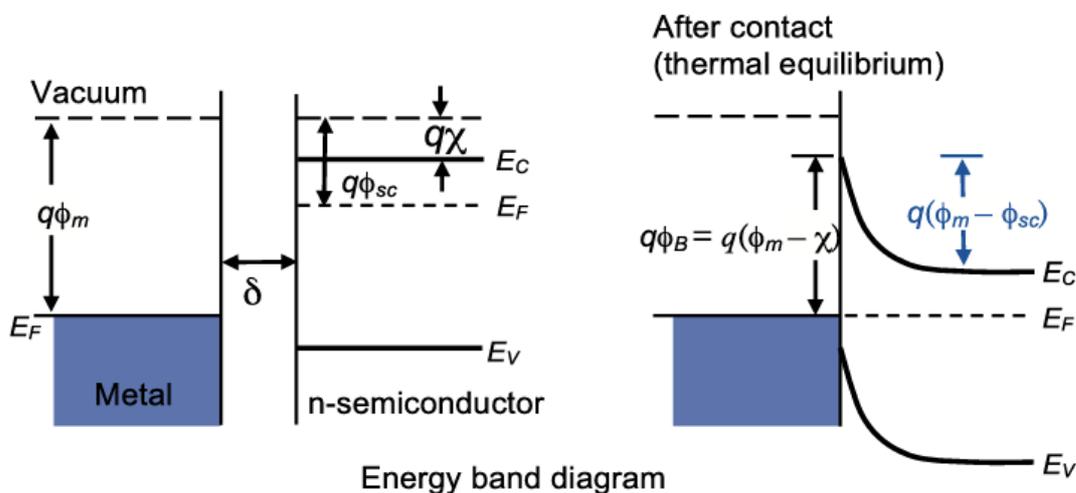


Figure 1.3-2 : Diagramme de bande d'une barrière Schottky métal/semiconducteur type n [Sul12].

Dans le cas d'un semi-conducteur de type n, les électrons se déplacent du semi-conducteur vers le métal, et cela permet l'alignement des deux niveaux de Fermi. Comme la charge négative s'accumule sur la surface métallique, une charge positive correspondante s'accumule dans une barrière (zone de déplétion) dans le semi-conducteur en raison des sites laissés par les donneurs ionisés. Un champ électrique est créé entre ces charges positives et les électrons. Ce champ empêche finalement un écoulement supplémentaire d'électrons dans le métal.

La hauteur de la barrière de potentiel pour le flux d'électrons à partir du métal est égale à la différence entre le travail de sortie du métal ( $q\phi_m$ , où  $q$  est la charge de l'électron), et l'affinité électronique du semi-conducteur ( $q\chi$ ), le potentiel développé aux bornes de la jonction, est donné par  $V_{bi} = \phi_m - \phi_{sc}$ . La conduction par les électrons se fait principalement par émission thermo-ionique au dessus de la barrière.

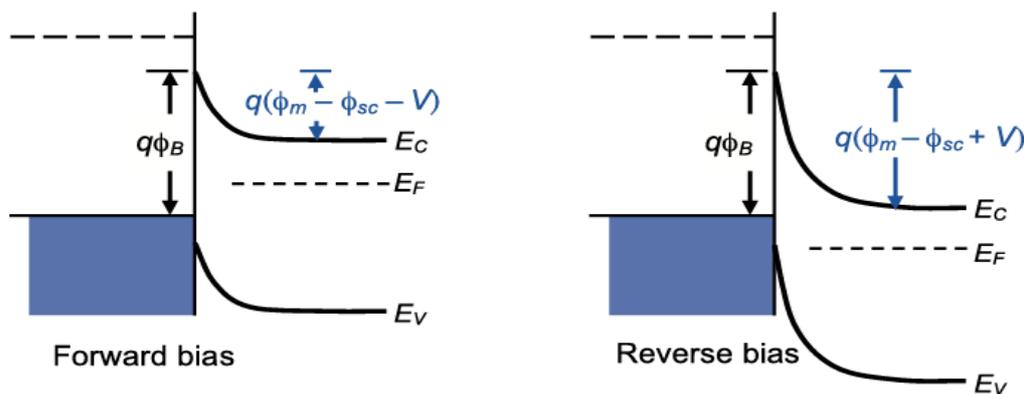


Figure 1.3-3 : Diagrammes de Bandes de la barrière Schottky polarisée en direct et en inverse [Sul12].

Si une polarisation positive est appliquée sur le métal (polarisation directe  $V$ ), son niveau de Fermi est abaissé par rapport à celui du semi-conducteur. L'énergie des électrons s'en trouve augmentée par rapport à la hauteur de la barrière, permettant le passage des électrons du semi-conducteur dans le métal. Un courant positif circule à travers la jonction à une tension comparable à  $V_{bi}$ . Une diode Schottky a la caractéristique typique d'une diode à semi-conducteur, mais avec une tension de seuil beaucoup plus faible.

Si une tension négative est appliquée, le potentiel aux bornes du semi-conducteur augmente et presque aucun courant ne circule, résultant ainsi en un comportement redresseur pro-

noncé. (La hauteur de la barrière  $q\phi_B$  comme on le voit à partir du métal est pratiquement indépendante de polarisation.)

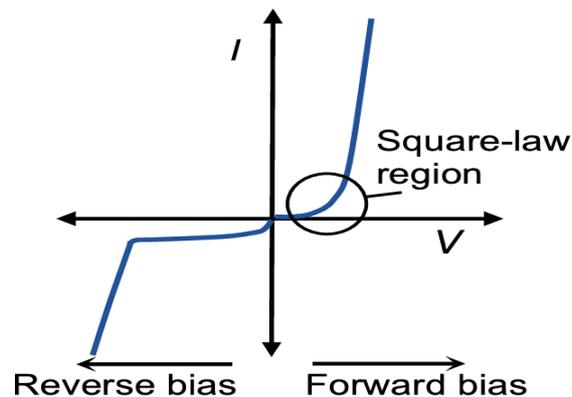


Figure 1.3-4 : Caractéristique courant-tension d'une diode Schottky.

La caractéristique I-V de la diode polarisée en direct (Figure 1.3-4) est donnée par l'équation d'une diode idéale.

$$I(V) = I_0[\exp(qV/k_B T) - 1] \quad 1.3-8$$

Les diodes Schottky permettent des fréquences d'utilisations élevées, car elles fournissent des vitesses de commutation plus élevées que les diodes classiques. Elles fonctionnent à température ambiante et ont des sensibilités de plusieurs centaines de (voir kilo) V / W.

### ➤ Mélangeurs à bases de diodes Schottky

La caractéristique non linéaire du courant en fonction de la tension de la diode Schottky signifie qu'elle peut également être utilisée comme élément de mélange dans un récepteur hétérodyne.

Dans ce type de récepteur, le signal qui doit être détecté est combiné dans le mélangeur avec le signal d'un oscillateur local et la sortie contient des composantes à une fréquence intermédiaire différente ( $\nu_{IF} = |\nu_s - \nu_{LO}|$ ) qui est plus facile à filtrer et amplifier que le signal d'origine.

Du fait que dans les diodes Schottky seuls les porteurs majoritaires jouent un rôle important, cela permet des transitions plus rapides entre l'état passant et bloqué par rapport à la diode redresseur type p-n. Cela rend les diodes Schottky appropriées pour le fonctionnement des mélangeurs à haute fréquence. Elles sont couramment utilisées comme mélangeurs à des

fréquences jusqu'à 1 THz, vu que les oscillateurs locaux fournissant les puissances nécessaires sont disponibles dans cette gamme de fréquence. La hauteur de la barrière est une variable de conception pour une diode Schottky, qui détermine le niveau de puissance nécessaire pour l'oscillateur local.

La plupart des mélangeurs à diode utilisent des techniques à diodes multiples pour résoudre des problèmes tels que le couplage de la puissance d'entrée dans le circuit de l'oscillateur local (LO). Différentes configurations sont possibles, le mélangeur sous-harmonique par exemple utilise une paire de diodes Schottky antiparallèles pour générer des harmoniques de la fréquence LO,  $v_{IF} = |v_s - nv_{LO}|$  (n étant le rang de l'harmonique).

Le rendement du mélange peut être mesuré par les pertes de conversion, qui est le rapport entre la puissance d'entrée RF / THz sur la puissance de sortie de la fréquence intermédiaire. Dans le cas d'un mélangeur, les pertes de conversion correspondent au facteur de bruit, qui est le rapport du SNR à l'entrée sur le SNR en sortie.

### ➤ Les bolomètres à semi-conducteurs

Les bolomètres sont des détecteurs thermiques qui exploitent la variation de la résistance électrique d'un matériau avec la température. Le matériau peut être un métal, un semi-conducteur, ou un supraconducteur. Des semi-conducteurs fortement dopés par implantation ionique du Si ou le dopage par transmutation neutronique (Neutron-Transmutation-Doped) sont couramment utilisés. Les bolomètres qui séparent les deux fonctions principales à savoir, l'absorption de rayonnement et la détection de température, sont connus sous le nom de bolomètres composites.

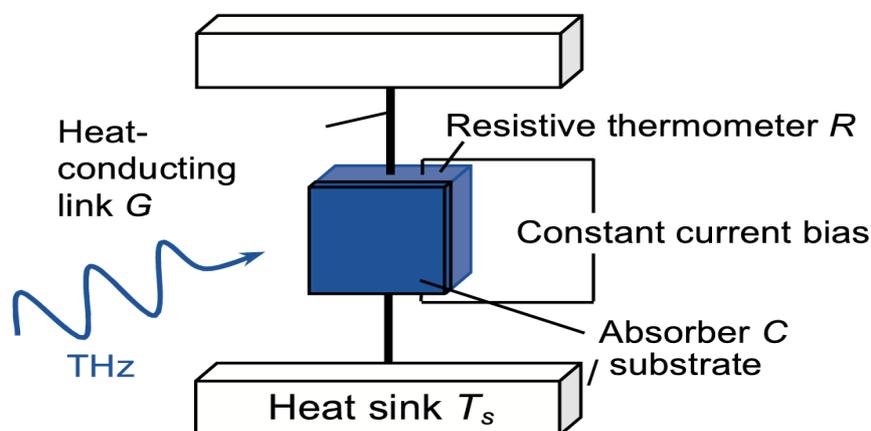


Figure 1.3-5 : Schéma de principe général d'un bolomètre [Sul12].

Le rayonnement incident augmente la température de l'absorbeur qui est thermiquement fixé à la résistance d'un thermomètre et par l'intermédiaire d'une faible connexion thermique à un dissipateur de chaleur à basse température. À basse température, le niveau de dopage correct des semi-conducteurs veille à ce que le mécanisme de conduction dominant soit le saut d'électrons entre les donneurs, gardant ainsi les porteurs libres étroitement couplés au réseau et s'assure que la température de l'échantillon total et pas seulement des porteurs libres, augmente. L'augmentation de la température provoque un changement de la résistance du semiconducteur. Ce changement est détecté par un circuit externe.

Pour une bonne sensibilité, l'absorbeur doit avoir une faible capacité thermique et une bonne absorption sur une large gamme spectrale. Tout substrat servant de support doit avoir une faible capacité thermique et une conductivité thermique élevée.

Le matériau de la résistance est choisi pour avoir un coefficient de résistance thermique  $\alpha$  élevé :

$$\alpha(T) = \frac{1}{R} \left( \frac{dR}{dT} \right) \quad 1.3-9$$

Pour les semi-conducteurs dopés, aux basses températures,  $\alpha$  est grand et négatif et R est suffisamment petit pour permettre un couplage avec des amplificateurs à faible bruit. (Le coefficient thermique des métaux est généralement faible.) De minces films métalliques avec une résistance de couche adaptée à celle de l'espace libre sont souvent utilisés comme éléments d'absorption dans les bolomètres. D'autres variantes de bolomètres sensibles à la polarisation ont été réalisées à l'aide de deux grilles orthogonales (en silicium par exemple) étroitement espacées, chacune d'elles étant attachées à sa propre thermistance.

Pour une polarisation avec un courant constant I et un signal d'entrée modulé avec une pulsation  $\omega$ , la sensibilité d'un bolomètre est donné par l'équation ci-dessous (**[Rog11]**)( $G_e$  représente la conductance thermique équivalente, G la conductance thermique et C la capacité thermique) :

$$R_V = \frac{\alpha IR}{G_e(1 + i\omega C/G_e)} \quad 1.3-10$$

$$G_e = G - \alpha I^2 R$$

Les bolomètres silicium atteignent généralement des sensibilités de l'ordre de  $10^7$  V/W avec un NEP de l'ordre de  $10^{-14}$  W/Hz<sup>1/2</sup> **[Rog11]**. Le temps de réponse du bolomètre  $\tau$  dépend de la capacité thermique et la conductivité thermique  $\tau = C/G_e$ .

La capacité thermique de l'absorbeur augmente avec la surface, la sensibilité de détection est donc optimisée pour une zone d'absorption de petite taille. L'efficacité d'absorption peut être augmentée en intégrant le dispositif dans une cavité avec des cornets multimodes **([Olv94])** (par exemple, des cônes de Winston) pour améliorer le couplage du rayonnement THz incident.

Les fluctuations aléatoires dans la propagation de chaleur dans le bolomètre induisent un bruit dû aux phonons (NEP  $\approx \sqrt{4k_B T G}$  pour un système à peu près isotherme) **[Rog11]** et la plupart des bolomètres ont aussi un excès de bruit électrique à basses fréquences (bruit 1/f).

### ➤ Réseaux de microbolomètres

Les réseaux de bolomètres (microbolomètres) refroidis sont à l'étude pour des applications d'imagerie qui exigent à la fois des sensibilités élevées et des coûts modérés. Ceux-ci fonctionnent sur le même principe que les bolomètres refroidis à base de semi-conducteurs, où le rayonnement THz entrant chauffe le matériau du capteur et modifie sa résistance. La technologie a été initialement développée pour le rayonnement infrarouge (IR), mais plus récemment, elle a été optimisée pour le THz.

Les microbolomètres profitent généralement de la technologie de fabrication standard du Silicium, une membrane servant de substrat supportée par des pieds étroits est micro-usinée à partir d'une couche de silicium en utilisant des techniques lithographiques. L'implantation ionique peut être utilisée pour créer la résistance de détection thermique dans le substrat lui-même. L'ensemble du procédé est compatible avec les techniques de fabrication et les matériaux utilisés pour les CMOS. Une couche réfléchissante placée à  $\lambda / 4$  en-dessous du capteur augmente l'efficacité de l'absorption.

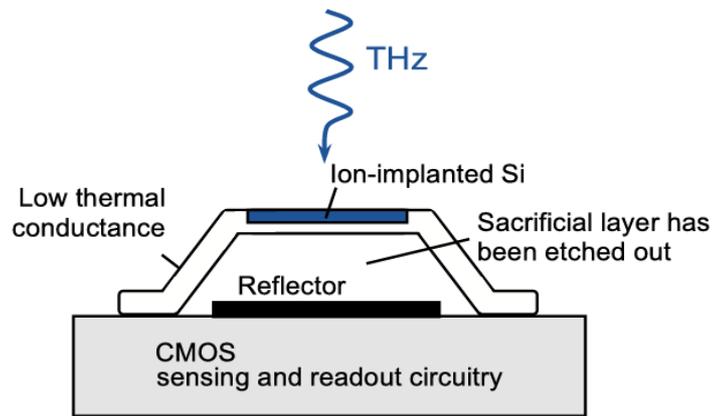


Figure 1.3-6 : Schéma de principe général d'un microbolomètre silicium [Sul12].

Avec l'avancée de la technologie, de plus grand réseaux avec de nouveaux détecteurs micro-usinés sont en cours d'élaboration, et le terme micro-bolomètre ne désigne plus que les composants fonctionnant à température ambiante ([Lee06]).

### ➤ *Détecteurs pyroélectriques*

Les détecteurs pyroélectriques sont des détecteurs thermiques fonctionnant à température ambiante qui exploitent la variation de la polarisation électrique spontanée avec la température dans un cristal pyroélectrique (ou polaire). Plusieurs cristaux sont pyroélectriques, ce qui signifie qu'ils possèdent un moment dipolaire électrique permanent le long d'un axe. La charge résultante prévue sur une surface qui est coupée perpendiculairement à cet axe est normalement neutralisée par les porteurs libres et n'est pas observée à l'état d'équilibre. Toutefois, si la température du cristal change, par exemple par absorption d'un rayonnement THz incident, l'espacement du paramètre de maille, et par conséquent la polarisation spontanée ainsi que la charge de surface, changent également.

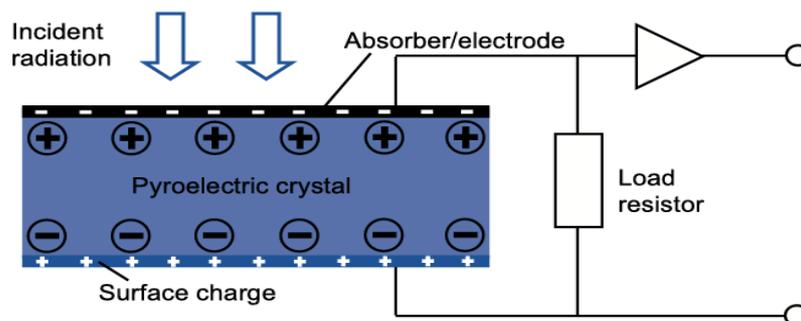


Figure 1.3-7 : Schéma de principe général d'un détecteur pyroélectrique [Sul12].

Dans un détecteur pyroélectrique typique, des électrodes sont placées sur les faces opposées du cristal afin de former un condensateur et le courant circule à travers le circuit afin de compenser la variation de charge. Les détecteurs pyroélectriques, doivent donc être utilisés en mode alternatif en modulant le rayonnement THz incident. Les cristaux pyroélectriques couramment utilisées sont le sulfate de Glycocolle (TGS), le sulfate de triglycine deutéré (DTGS), le tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ), et le titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ). La sensibilité des détecteurs pyroélectriques peut atteindre  $10 \text{ kV/W}$  pour les résistances de charge importantes avec des NEPs de l'ordre de  $10^{-9} \text{ W/Hz}^{1/2}$  (avec une modulation de fréquence  $\sim 10 \text{ Hz}$ ) ([Doo10]).

➤ *Les cellules de Golay*

Les cellules de Golay sont des détecteurs thermiques (incohérents) fonctionnant à température ambiante qui exploitent la variation de pression de gaz avec la température. Une cellule de Golay est constituée d'un film semi-transparent absorbant placé à l'intérieur d'une cellule pneumatique. Un signal THz incident sur l'absorbeur (film mince métallique noirci sur un substrat) chauffe le gaz à l'intérieur de la cellule. Le gaz se détend alors et la pression augmente dans la cellule. L'augmentation de la pression induit la déformation d'un miroir flexible fixé à l'arrière de la cellule, et ce mouvement est détecté par une mesure de réflectivité optique. Le rayonnement THz modulé à l'entrée apparaît donc comme un signal optique modulé à la sortie.

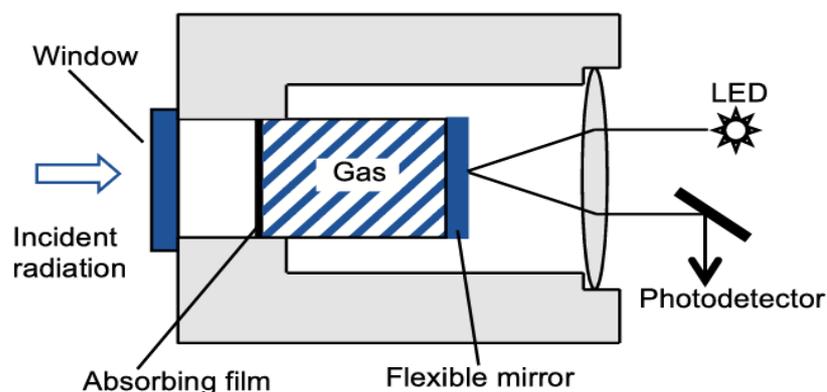


Figure 1.3-8 : Schéma de principe général d'une cellule de Golay [Sul12].

Le xénon est un gaz couramment utilisé dans les cellules Golay en raison de sa faible conductivité thermique. La fenêtre et la chambre pneumatique sont également de bons isolants de

la chaleur. Le domaine spectral du composant est souvent déterminé par la transmission de la fenêtre d'entrée (20 à 1000  $\mu\text{m}$  pour le polyéthylène). Les cellules de Golay sont des détecteurs fonctionnant à température ambiante, mais ont un temps de réponse relativement lent. Pour des fréquences de modulation de quelques dizaines de Hz, ils ont des sensibilités de l'ordre du  $\text{kV/W}$  et un NEP de l'ordre de  $10^{-10} \text{ W/Hz}^{1/2}$  ([Rog11]).

## 1.4 APPLICATIONS DES ONDES THZ

### ➤ *Imagerie THz*

L'imagerie THz est un outil avec de nombreuses applications intéressantes. Des systèmes d'imagerie actifs et passifs ont été développés. Les imageurs passifs détectent le rayonnement THz émis ou diffusé (réfléchi) par un objet, ce qui rend l'objet visible par contraste avec son environnement. Dans l'imagerie active, une source THz (généralement cohérente) éclaire l'objet original et le rayonnement diffusé provenant de la source est détecté. Des systèmes d'imagerie pulsés basés sur la génération et la détection de rayonnement THz dans le domaine temporel ont également été développés et les réflexions sur des surfaces enterées ont été trouvés et imagés. L'imagerie THz est particulièrement utile car en général, les matériaux isolants secs sont transparents à ces longueurs d'onde.

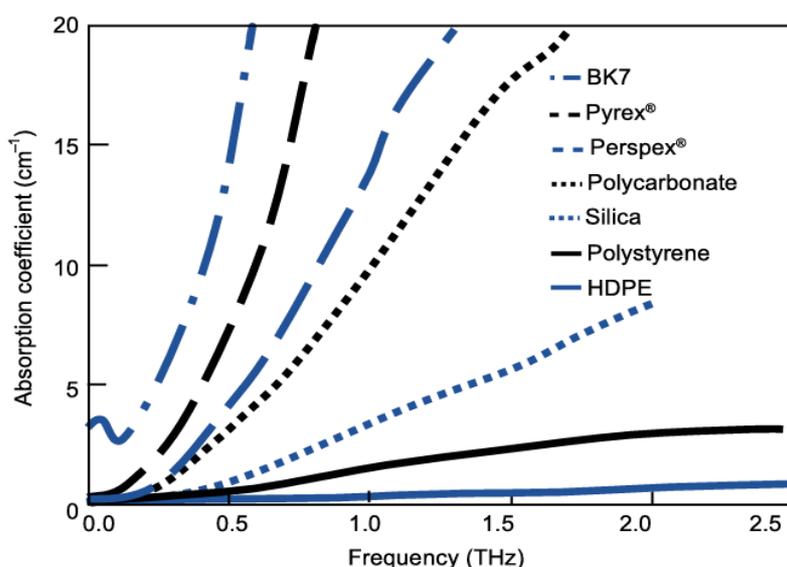


Figure 1.4-1 : Un exemple de mesures d'absorption de matériaux pris des travaux de Naftaly et Miles (2007) ([Naf07]).

Un avantage significatif sur les rayons X est la nature non-ionisante des ondes térahertz. Ainsi, il est possible d'inspecter les paquets avec le contraste des objets métalliques et en plastique. D'autre part, l'imagerie THz utilise des systèmes d'imagerie à ondes millimétriques compactes, tout en offrant une meilleure résolution.

Des applications industrielles, avec des contrôles de procédés contenant des tests non destructifs par exemple, tester des comprimés pharmaceutiques pour vérifier l'intégrité, etc. Dans les applications biomédicales, l'imagerie THz a été utilisée pour détecter des cancers de la peau et est proposée pour le contrôle de la cicatrisation des plaies, mais une limitation ici est la résolution nécessaire qui est uniquement possible avec les techniques de champ proche. Cependant, de nombreux systèmes d'imagerie forment les images en utilisant des techniques de balayage ce qui prend beaucoup de temps. Le développement de réseaux de détecteurs fonctionnant à température ambiante est donc nécessaire pour que l'imagerie THz en temps réel puisse atteindre son plein potentiel.

### ➤ *Spectroscopie THz*

De nombreux matériaux ont une unique empreinte spectrale dans le domaine THz. Les transitions rotationnelles des molécules gazeuses se traduisent par des raies d'absorption étroites qui peuvent être utilisées pour identifier la structure moléculaire et la présence d'espèces particulières, par exemple dans l'atmosphère terrestre et le milieu interstellaire.

La région du spectre THz est également intéressante pour la détection et l'identification des explosifs. Ici, l'absorption due au mouvement de l'ensemble des molécules peut être utilisé comme outil de caractérisation. Beaucoup de types différents d'explosifs ont des signatures spectrales uniques dans la région THz. Leurs fortes bandes d'absorption permet de les différencier les uns des autres et de tout autre matériau dissimulé. Le caractère non invasif et non-ionisant de la spectroscopie THz est essentiel du point de vue sécurité.

La spectroscopie THz est sensible à la fois aux vibrations inter/intra moléculaires dans différentes espèces chimiques (par exemple l'ADN) et peut être utilisée pour étudier l'état cristallin des drogues (polymorphisme). Les protéines peuvent réorganiser leur structure moléculaire sur des échelles de temps de l'ordre de la picoseconde ce qui peut être mesuré par le rayonnement THz.

En science des matériaux, la spectroscopie THz peut être utilisée pour étudier la dynamique des porteurs dans les semiconducteurs et les supraconducteurs.

Comme de nombreux matériaux optiquement opaques sont transparents au rayonnement THz, des objets d'intérêts peuvent être observés à travers les emballages ou les vêtements. La figure ci-dessous présente le spectre d'absorption de quelques matières utilisées dans la confection de vêtements ([Dex08]).

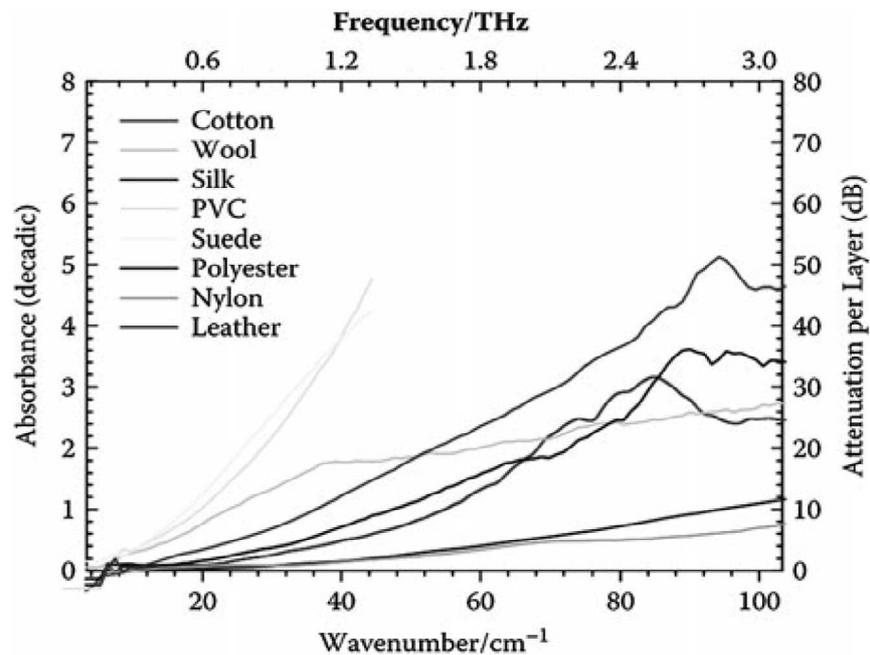


Figure 1.4-2 : Spectre d'absorption TéraHertz de matières communes à certains vêtements.

En conclusion, dans ce chapitre, nous avons présenté différentes techniques et composants associés pour la détection et la génération d'onde térahertz.

En ce qui concerne la détection de rayonnement térahertz, les détecteurs thermique ont l'avantage d'être large bande mais avec un temps de réponse relativement long dû aux constantes de temps thermiques. Les détecteurs électroniques sont compacts et ont des temps de réponse relativement courts puisque uniquement limités par des phénomènes électroniques.

Quant à la génération, quelque soit la technique utilisée, la puissance térahertz générée par les sources diminue fortement aux environs du térahertz.

Dans le chapitre suivant, nous allons discuter le principe physique de base utilisé par les composants que nous avons étudié au cours de ces travaux pour permettre la génération d'onde TéraHertz : l'effet Gunn.



*Chapitre 2*

## 2.1 BASES THÉORIQUES DE L'EFFET GUNN

### 2.1.1 LA DÉCOUVERTE DE J. B. GUNN

En 1963, J. B. Gunn fait une importante découverte dans laquelle il observe des oscillations de courant sur un matériau semiconducteur de type GaAs, suite à l'application d'un fort champ électrique. La Figure 2.1-1 montre la forme du courant générée par un dispositif de type n-GaAs de longueur 25  $\mu\text{m}$ , polarisé avec des impulsions de tension d'amplitude 16 V et de largeur 10 ns. La fréquence des oscillations de courant alors observé par Gunn était de l'ordre de 4.5 GHz ce qui correspond approximativement au temps de transit des électrons dans l'échantillon.

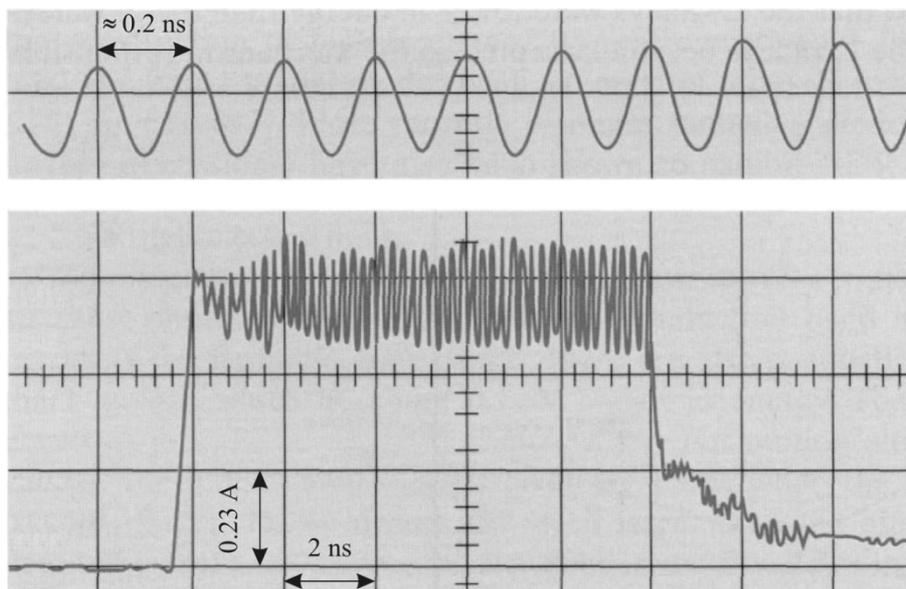


Figure 2.1-1: Premier résultat présenté par Gunn sur un matériau GaAs avec un pulse de tension d'amplitude 16 V et de largeur 10 ns. La longueur du dispositif était de 25  $\mu\text{m}$ . ([Gun63])

Cette découverte est révolutionnaire dans le sens où elle propose un dispositif électronique à base de semiconducteur comme nouveau type de générateur de signal dans le domaine des fréquences micro-ondes ([Gun64]), ([Gun65]). Cette possibilité de remplacer certains tubes à vide existant à l'époque, par un dispositif compact avec une faible consommation en puissance ouvre une nouvelle ère de recherche et développement sur les semiconducteurs. Toutefois, Gunn n'avait pas pu expliquer le mécanisme réel des oscillations qu'il venait d'observer. Il faut remonter quelques années en amont de cette découverte, pour trouver dans la publication de B. K. Ridley et T. B. Watkins en 1961, l'explication théorique du méca-

nisme fondamental qui se cache derrière l'effet Gunn à savoir *le transfert intervallée des électrons* ([Rid61]). En effet, avant 1963 beaucoup de chercheurs ont travaillé sur la possibilité d'obtenir une résistance différentielle négative avec des matériaux semiconducteurs pour la génération d'ondes électromagnétiques de très fortes puissances et à des fréquences élevées, cela, tant sur le plan théorique qu'expérimental ([Sho54]), ([Kro59]), ([Gun56]). De ces différents travaux, l'un des plus importants après celui de Ridley, vient de Hilsum en 1962 ([Hil62]) qui avait montré que certains matériaux tels que l'antimoniure de gallium (GaSb) et l'arséniure de gallium (GaAs) étaient capables d'avoir une conductance négative sous un fort champ électrique et que cela pouvait conduire à la réalisation d'amplificateurs et d'oscillateurs basés sur le transfert électronique. Peu de temps après, Ridley revient en posant les bases théoriques de la condition de formation d'un domaine électrique (apparition et augmentation d'une transition intervallée des électrons de conduction) et explique le déplacement de ce dernier dans le semiconducteur ([Rid63]). Gunn, dans ses hypothèses, avait rejeté la théorie du transfert intervallée des électrons comme principal mécanisme physique d'écrivant les oscillations de courant relevées. C'est Kröemer en 1964 qui a été le premier à faire le lien des oscillations Gunn avec le transfert d'électrons intervallée ([Kro64]), ([Kro67]). La preuve convaincante de cette corrélation a été apportée par Hutson, Jayaraman et Chynoweth des laboratoires Bell en 1965, en montrant la façon dont la pression hydrostatique pouvait dans un premier temps augmenter la tension de seuil et ainsi supprimer les oscillations du courant ([Hut65]). En effet, la pression hydrostatique modifie la largeur de bande interdite<sup>2</sup> et influe également sur la courbure de bande des vallées satellites ([Dar94]), cela a pour conséquence la modification de la masse effective des électrons. Pour certaines valeurs de pression (> 26 kbar) la masse effective des électrons dans la vallée principale est suffisamment grande pour empêcher leur transfert dans d'autres vallées.

## 2.1.2 TRANSFERT INTERVALLÉE DES ÉLECTRONS

Le transfert électronique intervallée résulte de la forme particulière de la structure de bande de certains semi-conducteurs III-V tels que les GaAs, InP ou encore le GaN qui est le matériau sur lequel nous avons principalement travaillé. Comme montré sur la Figure 2.1-2, le GaN est un semi-conducteur à bande interdite directe, cela se traduit par le fait que le minimum de

---

<sup>2</sup>Pour le GaAs,  $E_g(P)[\text{ev}] = E_{g_0} + 0.0126 \times P - 3.77 \times 10^{-5}P^2$ , P est la pression (kbar),  $E_{g_0}$  donné à 300 K.

sa bande de conduction qui est dans sa vallée principale dite gamma ( $\Gamma$ ) est dans le même axe que le maximum de sa bande de valence au centre de la zone de Brillouin ( $k=0$ ). Comme on peut le remarquer sur le modèle simplifié de la structure de bandes du h-GaN, d'autres vallées encore appelé satellites existent, il s'agit principalement de la vallée M-L et de la vallée A.

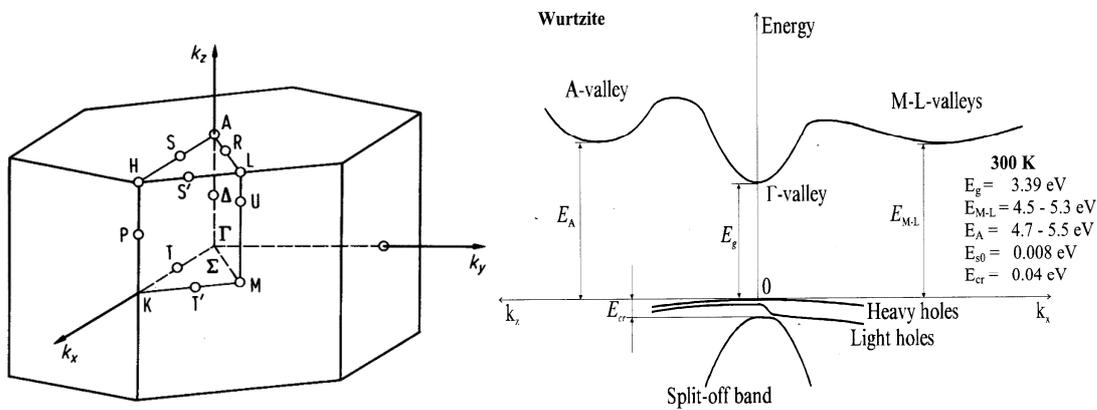


Figure 2.1-2: Première zone de Brillouin et structures de bandes du GaN wurtzite ([Suz95])

A la température ambiante (300 K), la majorité des électrons libres résiduels qui ont acquis de l'énergie due à l'agitation thermique se trouvent dans le bas de la bande de conduction de la vallée gamma. A l'équilibre thermique, la dispersion des électrons engendrée par des collisions multiples avec les atomes du réseau ou des défauts est isotrope d'où un mouvement global nul de l'ensemble des électrons. La vitesse thermique moyenne des électrons ([Shu87]) est donnée par :

$$V_{thermique} = \left( \frac{3kT}{m_{eff}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 2.1-1$$

Où  $m_{eff}$  est la masse effective des électrons dans le semiconducteur,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température.

Lorsque l'on applique sur le semi-conducteur un champ électrique relativement faible, la force électrostatique qui en découle force les électrons libres à se déplacer parallèlement au champ électrique, lesquels se déplacent dorénavant avec en plus de la vitesse thermique, la vitesse de dérive (équation 2.1-2). Cette vitesse d'entraînement des électrons s'obtient en écrivant l'équation de la conservation de la quantité de mouvement. En prenant en compte le temps moyen entre deux collisions des électrons avec les atomes du réseau ou des défauts dus aux imperfections structurales du cristal, on obtient :

$$V_{d\acute{e}rive} = \left( \frac{q\tau_c}{m_{eff}} \right) E \quad 2.1-2$$

$\tau_c$  est le temps moyen entre deux collisions consécutives, encore appelé temps de relaxation,  $q$  est la charge de l'électron.

La densité de courant de conduction est quant à elle donnée par :

$$J_{conduction} = qnV_{d\acute{e}rive} \quad 2.1-3$$

Où  $n$  est le nombre d'électrons libres dans le semi-conducteur.

On peut voir dans l'équation de la vitesse de dérive, que cette dernière est proportionnelle au champ électrique appliqué avec une constante que l'on appelle la mobilité  $\mu$  :

$$\mu = \frac{q\tau_c}{m_{eff}} \quad 2.1-4$$

On remarque dans l'équation 2.1-4 que deux facteurs principaux interviennent dans la mobilité des électrons et donc affectent la vitesse de dérive, et par conséquent le courant de conduction. Le premier est le temps de libre parcours moyen des électrons qui est la conséquence de plusieurs types de collisions, soit avec les phonons (issus de la vibration du réseau), soit avec les impuretés ionisées ou principalement avec les atomes du réseau, il est donc fortement dépendant de la température. En effet, en augmentant la température, on augmente les vibrations du réseau cristallin et donc les collisions ce qui diminue la mobilité des électrons. Le deuxième facteur qui entre en ligne de compte pour la compréhension de l'effet Gunn est la masse effective des électrons. La masse effective s'obtient à partir de la relation de dispersion entre l'énergie et le vecteur d'onde et est donnée par :

$$m_{eff} = \frac{\hbar^2}{d^2E(k)/d^2k} \quad 2.1-5$$

On remarque que la masse effective dépend du tenseur d'ordre 2 des dérivées secondes de l'énergie par rapport au vecteur d'onde, or en géométrie différentielle, nous savons qu'une dérivée d'ordre deux est proportionnelle à une courbure. Dans le cas présent, l'inverse de la masse effective est donc une mesure de la courbure de la structure de bande (**[Iba03]**) tel que présenté sur la Figure 2.1-2. En d'autres termes, plus la courbure de la structure de bande est étroite comme c'est le cas de la vallée centrale, plus la masse effective est petite et donc la mobilité est plus grande. La masse effective est donc liée au niveau d'énergie dans

la bande de conduction et on retiendra que dans une bande à forte courbure, on trouve des porteurs de charge dit « légers » alors que dans une bande à faible courbure, les porteurs de charge sont dit « lourds ».

Dans un semi-conducteur, les porteurs de charge ne sont pas distribués uniformément dans le volume, leur mouvement s'effectue donc dans un sens qui tend à uniformiser leur distribution spatiale. En effet, dans un endroit où la concentration en porteurs est très forte, l'interaction entre les porteurs est très grande et la densité d'énergie est plus grande que là où la concentration en porteur est plus faible. Pour établir l'équilibre, les porteurs vont diffuser dans le sens opposé à celui du gradient de concentration (loi de Fick), le flux de porteurs qui résulte de ce mouvement donne naissance à un courant dit de diffusion qui est proportionnel à leur gradient de concentration. Le courant de diffusion est donc proportionnel à la densité de charges via l'équation donnée ci-dessous.

$$J_{diffusion_n} = -qF_n = qD_n \frac{dn}{dx} \quad 2.1-6$$

Où  $D_n$  est le coefficient de diffusion des électrons.

Il est important de mentionner que le courant de diffusion peut être très grand même si la densité de particules est faible. Une relation importante qui relie le coefficient de diffusion  $D$  à la mobilité  $\mu$  est donnée par la relation d'Einstein :

$$\frac{\mu}{D} = \frac{q}{k_B T} \quad 2.1-7$$

Quand un champ électrique est appliqué dans un semi-conducteur, la densité de courant totale dépend de la diffusion et de la conduction électrique :

$$J_{total} = J_{conduction} + J_{diffusion}$$

$$J_{total} = \frac{nq^2\tau_c}{m_{eff}} - eD_n \frac{dn}{dx} \quad 2.1-8$$

Lorsque ce champ électrique est augmenté de façon considérable et atteint une valeur critique qui dépend du matériau, la vitesse des électrons n'est plus proportionnelle au champ électrique appliqué (Figure 2.1-3). En effet, pour des forts champs électriques, l'énergie cédée par les électrons au réseau cristallin lors des chocs devient trop importante, c'est que l'on appelle phénomène de « porteurs chauds » car les porteurs ne sont plus en équilibre thermique avec le réseau. Dans ce régime de survitesse les électrons peuvent être amenés à occuper des états d'énergie plus élevés dans la bande de conduction et donc quitter la vallée centrale pour une vallée satellite. Dans le cas du principal semi-conducteur utilisé lors de ces

travaux de thèse c'est-à-dire le nitrure de Gallium (GaN), pour que les électrons puissent changer de vallée pour atteindre par exemple la vallée M-L ou encore appelée U, il faut que leur énergie cinétique soit supérieure à l'énergie de transfert inter-vallée qui est d'environ 1.5 eV ([Suz95]). Quelques propriétés basiques du niture de gallium sont résumées dans le Tableau 2.1-1. Afin de pouvoir faire des comparaisons avec d'autres matériaux utilisés pour réaliser des diodes Gunn, nous avons rajouté dans ce tableau les propriétés matériaux du GaAs et de l'InP. Les paramètres importants comme la largeur de bande interdite, l'énergie de séparation entre les différentes vallées satellites et la vallée principale gamma sont marqué en gras.

Paramètres	GaAs	InP	GaN	
	Zinc blende	Zinc blende	Wurtzite	Zinc blende
Structure Cristalline	Zinc blende	Zinc blende	Wurtzite	Zinc blende
Paramètres de maille	5.6532 (a)	5.8687 (a)	3.16-3.19 (a) 5.12-5.19 (c)	4.52 (a)
Conductivité thermique (W/cm.°C)	0.55	0.68	1.3	1.3
Champ électrique de claquage (V/cm)	$4 \times 10^5$	$5 \times 10^5$	$3.3 \times 10^6$	$5 \times 10^6$
Mobilité électronique (cm <sup>2</sup> /V.s)	8500	5400	440	1000
<b>Energie du gap à 300 K (eV)</b>	<b>1.424</b>	<b>1.344</b>	<b>3.39</b>	<b>3.2</b>
<b>Energie de séparation entre la vallée <math>\Gamma</math> Et la vallée satellite L ou M-L (eV)</b>	<b>0.29</b>	<b>0.59</b>	<b>1.1-1.9</b>	<b>1.6-1.9</b>
<b>Energie de séparation entre la vallée <math>\Gamma</math> Et la vallée satellite X ou A (eV)</b>	<b>0.48</b>	<b>0.85</b>	<b>1.3-2.1</b>	<b>1.4</b>
Constante diélectrique statique	12.9	12.5	8.9	9.7
Constante diélectrique dynamique	10.89	9.61	5.35	5.3
Masse effective des électrons Dans la vallée centrale $\Gamma$	$0.063m_0$	$0.08m_0$	$0.2m_0$	$0.13m_0$
Affinité électronique (eV)	4.07	4.38	4.1	4.1
Coefficient de diffusion des électrons (cm <sup>2</sup> /s)	$\leq 200$	130	25	25
Densité effective d'états de la bande De conduction (cm <sup>-3</sup> )	$4.7 \times 10^{17}$	$5.7 \times 10^{17}$	$2.3 \times 10^{18}$	$1.2 \times 10^{18}$

Tableau 2.1-1 : Propriétés basiques du GaAs ([Bro96]), InP ([Pea00]) et GaN ([Suz95])

Une fois dans la vallée U dont la courbure de bande est moins élevée que celle de la vallée gamma, la masse effective des électrons diminue. Non seulement leur masse effective diminue, mais en plus les électrons sont soumis à un processus de diffusion dû à leur gradient (variation spatiale) de concentration ([Bul72]). La combinaison de ces deux effets explique pourquoi la mobilité dans la vallée U,  $\mu_U$  est nettement plus petite que celle dans la vallée principale,  $\mu_\Gamma$ , on assiste donc à l'apparition d'une résistance différentielle négative. Considérons maintenant que  $n_\Gamma$  et  $n_U$  soient respectivement, la densité d'électrons dans la vallée principale gamma et dans la vallée satellite U, la vitesse moyenne d'entraînement des porteurs peut s'écrire :

$$v_{dérive}(E) = \frac{\mu_\Gamma n_\Gamma + \mu_U n_U}{n_\Gamma + n_U} E \quad 2.1-9$$

Pour de forts champ électrique, supérieur à 150 kV/ cm ([Alb98]), beaucoup d'électrons ont suffisamment d'énergie pour « sauter » et l'occupation de la vallée satellite U augmente. Définissons donc  $\Phi$  comme étant l'occupation relative de la vallée U :

$$\Phi = \frac{n_U}{n_\Gamma + n_U} \quad 2.1-10$$

Si l'on émet l'hypothèse que la mobilité ne dépend plus du champ électrique, la dérivée de l'équation 2.1-9 donne :

$$\frac{dv_{dérive}(E)}{dE} = \mu_\Gamma - (\mu_\Gamma - \mu_U) \left( \Phi + \frac{d\Phi}{dE} E \right) \quad 2.1-11$$

Pour avoir une mobilité différentielle négative, la condition suivante doit être vérifiée :

$$\frac{dv_{dérive}(E)}{dE} < 0 \Rightarrow \frac{d\Phi}{dE} > \frac{\frac{\mu_\Gamma}{\mu_\Gamma - \mu_U} - \Phi}{E} \quad 2.1-12$$

La mobilité dans la vallée gamma étant plus grande que celle dans la vallée U, le rapport  $\frac{\mu_\Gamma}{\mu_\Gamma - \mu_U}$  est plus grand que 1. L'occupation relative  $\Phi$  de la vallée U étant, par définition, inférieure à 1, le terme  $\frac{d\Phi}{dE}$  sera toujours positif, ce qui montre que l'occupation relative de la vallée U augmente bien avec le champ électrique. L'équation (2.1-12) démontre bien que le transfert inter-vallée peut provoquer l'apparition d'une mobilité différentielle négative.

La Figure 2.1-3 montre la vitesse de dérive moyenne en fonction du champ électrique appliqué pour le GaN, le GaAs et l'InP. La vitesse de dérive augmente avec le champ électrique

jusqu'à atteindre un champ électrique critique appelé également champ électrique de seuil. Au-delà de ce champ électrique de seuil, le matériau est le siège d'une mobilité différentielle négative et la vitesse de dérive moyenne commence à diminuer. Le champ électrique de seuil est très dépendant du matériau utilisé comme on peut le voir sur la Figure 2.1-3 ; il est de l'ordre de 3.5 kV/cm pour le GaAs, 10 kV/cm pour l'InP et compris entre 140-170 kV/cm pour le GaN selon les valeurs reportées dans la littérature ([Kol95]), ([Alb98]).

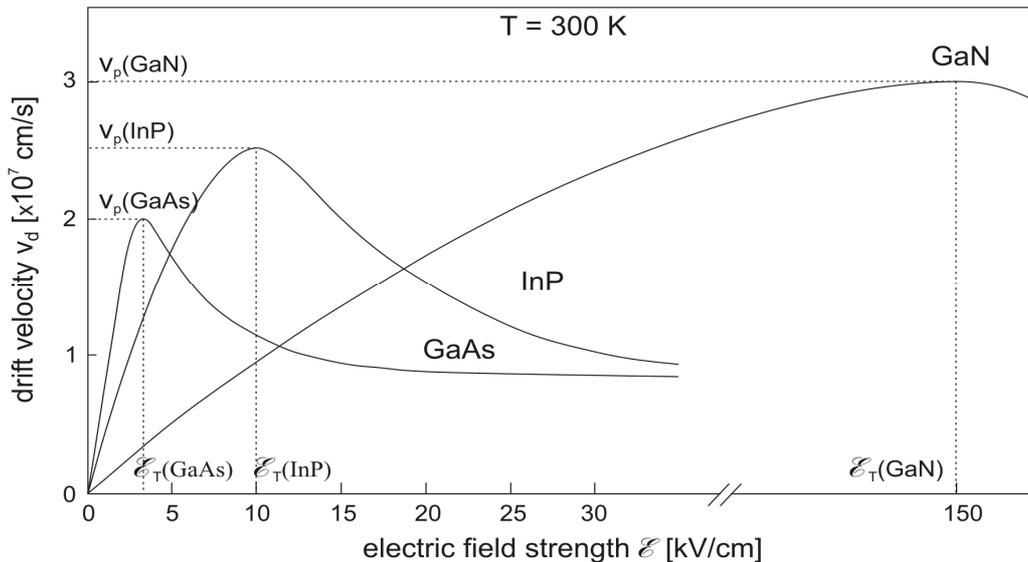


Figure 2.1-3 : Évolution de la vitesse moyenne de dérive  $v_{dérive}$  des électrons à 300 K en fonction du champ électrique  $E$  pour le GaAs, l'InP et le GaN ([Iba03]), ([Alb98]).

En résumé, pour que la mobilité différentielle négative puisse apparaître, le matériau semi-conducteur doit remplir les conditions suivantes ([Hob74]) :

- ✓ L'écart d'énergie  $\Delta E$  entre le minimum de la vallée principale gamma et le minimum de la vallée secondaire doit être plus grand que l'énergie thermique ( $kT = 25$  meV à la température ambiante 300 K) afin d'éviter une occupation des électrons due à l'énergie thermique dans la vallée secondaire sous un faible champ électrique.
- ✓ La largeur de la bande interdite doit être supérieure à  $\Delta E$  afin d'éviter l'ionisation par impacts des électrons avant que le transfert inter-vallée ne commence.
- ✓ La masse effective des électrons dans la vallée secondaire doit être plus grande que celle de la vallée principale.
- ✓ La mobilité des électrons dans la vallée secondaire doit être plus petite que celle dans la vallée principale.

### 2.1.3 FORMATION D'UN DOMAINE ÉLECTRIQUE ET OSCILLATION DE COURANT

Dans la section précédente, l'étude théorique du transfert des électrons inter-vallée a été brièvement abordée à travers la génération d'une mobilité différentielle négative et nous a permis de comprendre le mécanisme physique qui régit l'effet Gunn. Cependant, cela n'explique pas comment une oscillation de courant est produite. C'est ce que nous allons nous efforcer de discuter dans cette section.

Ridley, dans sa publication de 1963 ([Rid63]) avait montré que sur un matériau semi-conducteur (GaAs) l'évolution de la vitesse moyenne de dérive en fonction du champ électrique tel que présenté à la Figure 2.1-3 représentait en fait trois domaines électrique le long de l'échantillon. Un domaine où règne un fort champ électrique (la zone où nous avons la résistance différentielle négative) encadré par deux autres domaines de faibles champs électriques. Kroemer a également souligné de façon théorique que les oscillations seraient dues à la nucléation et à la disparition périodique d'un domaine d'instabilité de charge d'espace ([Kro64]). Cette théorie a été démontrée expérimentalement par Gunn ([Gun65]). Effectivement, au moyen d'une sonde capacitive déplaçable le long de la surface de l'échantillon de GaAs, il pouvait déterminer le profil du potentiel le long de l'échantillon. La mesure a révélé que les oscillations observées dans le courant sont dues à l'apparition au niveau de la cathode d'un domaine de champ électrique intense (appelé plus tard domaine Gunn) accompagné d'une réduction de courant qui se déplace le long de l'échantillon et disparaît à l'anode. Une fois que le domaine disparaît un autre domaine se forme à nouveau près de la cathode. Ce processus cyclique de génération et de disparition d'un domaine électrique est à l'origine de l'oscillation du courant dans le semi-conducteur, il est illustré sur la Figure 2.1-4. Pour expliquer comment se forme un domaine de champ électrique élevé dans un semi-conducteur possédant une résistance différentielle négative, nous allons mener une étude qualitative basée sur les travaux de Hobson [Hob74]. Considérons un semi-conducteur uniformément dopé avec une densité d'électrons  $n_0$  et de longueur  $L$ .

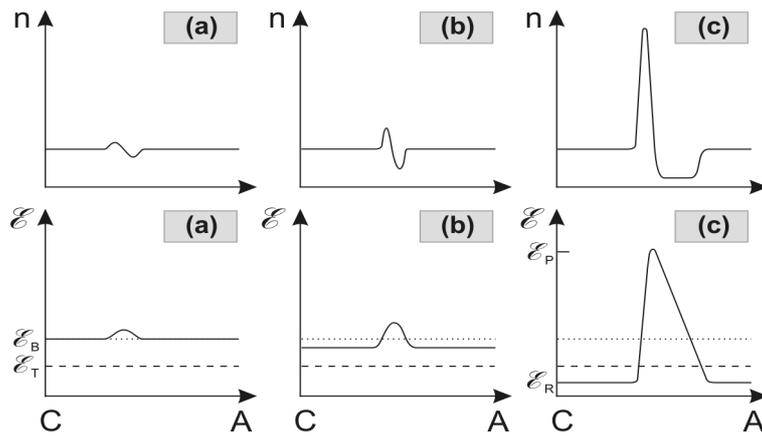


Figure 2.1-4 : Vue schématique d'une fluctuation de la charge d'espace (a), de sa croissance (b) à la formation d'un domaine électrique (c)[Hob74]. C représente la cathode et A l'anode.

Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre la cathode et l'anode cela crée un champ électrique  $E_B=V/L$ . Si le champ électrique moyen appliqué est inférieur au champ électrique de seuil ( $E_B=E_R < E_T$ ), la vitesse moyenne de dérive des électrons  $v_R$  est proportionnelle à  $E_R$ .

Si le champ électrique appliqué est plus grand que le champ électrique de seuil ( $E_B=E_P > E_T$ ), un processus de bruit ou un défaut dans l'uniformisation du dopage conduit à une fluctuation spontanée de la densité d'électrons  $n$  qui se traduit par une fluctuation de la charge  $Q_0$  (Figure 2.1-4 (a)) selon l'équation suivante :

$$\text{---} \quad 2.1-13$$

Où  $\tau_d$  est appelé le temps de relaxation diélectrique.

La fluctuation peut être considérée comme un dipôle électrique, composé d'une région de déplétion et d'une région d'accumulation. La relation du champ électrique avec la non uniformité de la charge d'espace est donnée par l'équation de Poisson :

$$\text{---} \quad 2.1-14$$

L'augmentation du champ électrique crée donc un domaine électrique, qui s'accompagne d'une faible vitesse de dérive. Dans le reste de l'échantillon, le champ électrique chute car la tension de polarisation doit rester constante.

Si le champ électrique appliqué ( $E_B=E_P > E_T$ ) reste inchangé, les électrons dans la zone d'accumulation du domaine se déplacent plus lentement que les électrons en dehors du domaine qui eux sont accélérés avec un champ électrique inférieur à celui du seuil, de plus en plus d'électrons rattrapent les électrons « lents » dans le domaine et la zone

d'accumulation dans la vallée satellite augmente (Figure 2.1-4b). De ce fait, le domaine à fort champ électrique continue de croître tout en se déplaçant vers l'anode.

L'état d'équilibre s'établit quand la vitesse du domaine est égale à la vitesse moyenne de dérive des électrons à l'extérieur du domaine, le domaine cesse alors d'augmenter et se déplace pour être collecté vers l'anode avec une vitesse  $v_{\text{domaine}}$  (Figure 2.1-4c). Une fois absorbé par l'anode, le champ électrique moyen revient à sa valeur initiale  $E_p$  et un nouveau domaine commence à se former près de la cathode.

Ce cycle périodique de formation d'un domaine à la cathode et d'absorption à l'anode se traduit par une oscillation du courant. La fréquence des oscillations se détermine de façon approximative par le temps de transit du domaine ou encore le rapport entre la vitesse de déplacement du domaine sur la longueur de l'échantillon et est donnée par :

$$2.1-15$$

La non uniformité du champ électrique dans les différentes zones de l'échantillon est donc directement relié à la formation d'un domaine électrique. L'analyse de la forme du domaine nécessite la résolution de l'équation de Poisson et les équations de continuité des courants en prenant en compte la caractéristique  $V(E)$ . Une solution analytique du problème a été proposée par Butcher et al. ([But65]), ([But66a]), ([But66b]), ([But67]) en utilisant la méthode des surfaces égales avec les hypothèses suivantes :

- L'influence des contacts ohmiques de l'anode et de la cathode est négligée.
- On considère que la forme du domaine ne change pas

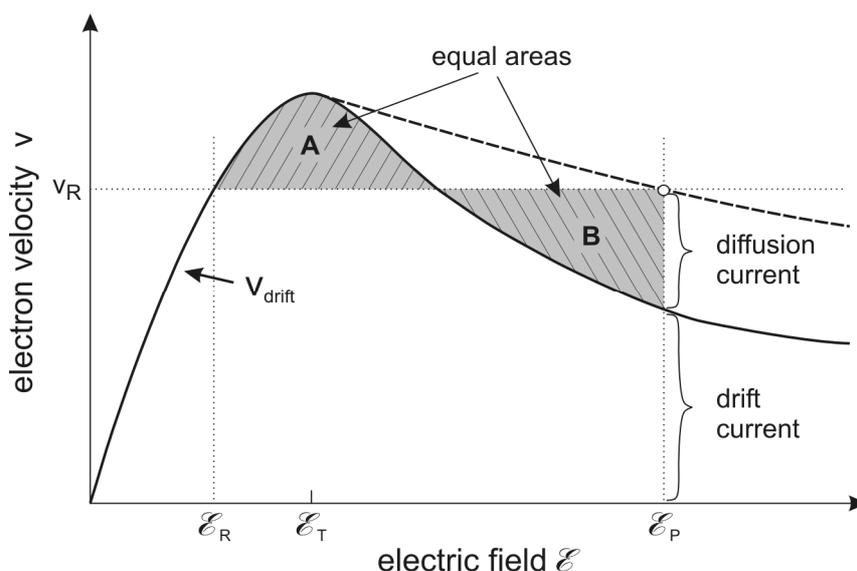


Figure 2.1-5 : Présentation de la relation des aires égales entre  $E_R$  et  $E_p$  ([But65]), ([But66b]), ([Hei72]).

Les principaux résultats présentés par les auteurs peuvent être résumés en trois points :

- ✓ Si on émet l'hypothèse que le coefficient de diffusion est constant et indépendant du champ électrique, les électrons à l'intérieur du domaine se déplacent avec la même vitesse que les électrons à l'extérieur du domaine. (Condition de stabilité abordée un peu plus loin.)
- ✓ Le champ électrique maximum  $E_p$  dans le domaine et la vitesse  $V_R$  sont reliés par la caractéristique dynamique présentée en pointillée sur la Figure 2.1-5.
- ✓ La caractéristique dynamique peut être construite de façon géométrique à partir de la caractéristique  $V(E)$  où le lieu géométrique des points est tel que l'aire sous la courbe  $V(E)$  de  $E_R$  à  $E_p$  soit un rectangle.

Dans ces conditions, la conservation de la densité de courant  $J$  est donnée par :

$$J = env_{dérive}(E) + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E}{\partial t} - eD \frac{\partial n}{\partial x} \quad 2.1-16$$

Où les trois termes représentent respectivement le courant de conduction, de déplacement et de diffusion. Cette équation est simplifiée en dehors du domaine où  $n$  et  $E$  sont indépendants de la position. Dans ce cas, la densité de courant est donnée par le courant de conduction. À l'intérieur du domaine, en plus du courant de conduction, le gradient du champ électrique se déplace, il en résulte un courant de déplacement. Au champ électrique maximum du domaine  $E_p$  supposé constant, le gradient de concentration des électrons induit un courant de diffusion. Les lieux où prédominent ces différents courants sont représentés sur la Figure 2.1-5. Dans la suite, la forme d'un domaine stable sera étudiée en négligeant la diffusion. Si le coefficient de diffusion  $D$  est considéré comme nul, la densité des électrons dans le domaine doit être nulle (zone de déplétion) ou infinie (zone d'accumulation), ([Hob74]). Dans ce cas, le champ électrique dans le domaine a une forme triangulaire comme montré sur la Figure 2.1-6.

À l'extérieur du domaine, rien ne change et la concentration des électrons reste  $n_0$ , ce qui implique que la densité de courant à l'extérieur du domaine sera :

$$J = n_0 e v_{ext} \quad 2.1-17$$

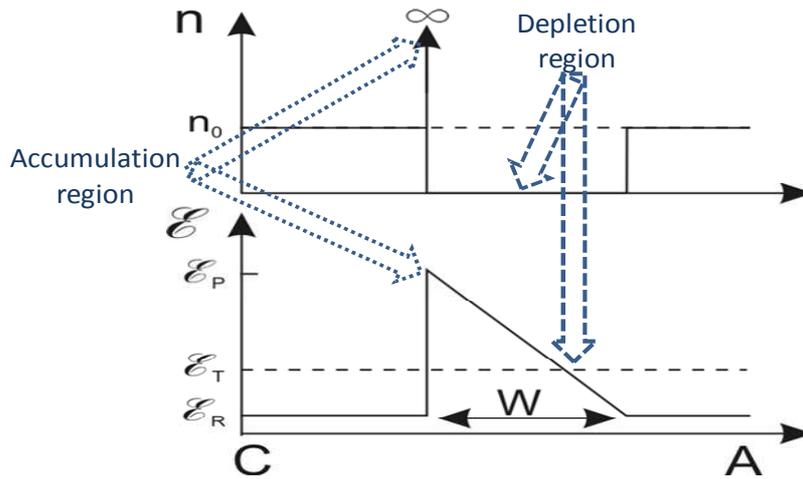


Figure 2.1-6 : Profil du domaine dans la condition limite du coefficient de diffusion  $D=0$ .

A l'intérieur du domaine, dans le cas d'une zone complètement déplétée, la densité de courant  $J^*$  s'écrit :

$$J^* = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E}{\partial t} = -\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E}{\partial x} v_{\text{domaine}} \quad 2.1-18$$

L'équation de poisson donne :

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E}{\partial x} = -n_0 e \quad 2.1-19$$

Et par conséquent

$$J^* = n_0 e v_{\text{domaine}} \quad 2.1-20$$

En utilisant l'équation de continuité des courants, on a à partir des équations 2.1-17 et 2.1-20 :

$$v_{\text{ext}} = v_{\text{domaine}} \quad 2.1-21$$

Comme on peut le remarquer, moyennant la condition que le coefficient de Diffusion  $D=0$ , le domaine se déplace à la même vitesse que les électrons qui sont en dehors de ce dernier.

Il reste à déterminer la valeur stable du champ électrique extérieur au domaine pour une polarisation donné  $U_{\text{bias}}$ . Si  $L$  est la longueur du composant,  $w$  la largeur du domaine et  $U_{\text{Domaine}}$  la tension du domaine, la polarisation correspondante est :

$$U_{\text{bias}} = U_{\text{domaine}} + E_R(L - w) \quad 2.1-22$$

La longueur du domaine peut être négligée devant la longueur du composant ( $w \ll L$ ) donc

$$U_{bias} = U_{domaine} + E_R L \quad 2.1-23$$

$U_{domaine}$  dans le cas d'un domaine triangulaire (avec le coefficient de diffusion  $D=0$ ) est donné par :

$$U_{domaine} = \frac{w(E_P - E_R)}{2} \quad 2.1-24$$

A partir de l'équation de poisson l'on a :

$$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r (E_P - E_R)}{n_0 e} \quad 2.1-25$$

Finalement, l'expression de la tension à l'intérieur du domaine est :

$$U_{domaine} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r (E_P - E_R)^2}{2 n_0 e} \quad 2.1-26$$

Cette équation de condition électrique aux limites et la règle des aires égales entre  $E_P$  et  $E_R$  détermine le comportement du domaine pour une polarisation  $U_{Bias}$  donnée ([Cop66]).

## 2.1.4 CRITÈRES D'INSTABILITÉ ET DIFFÉRENTS MODES D'OSCILLATIONS GUNN

Dans un matériau semi-conducteur avec une conductivité différentielle positive, une fluctuation de la charge d'espace décroît exponentiellement comme vu dans la section précédente (équation 2.1-13) ce qui entraîne dans le cas d'une conductivité différentielle négative une fluctuation de charge qui croît de manière exponentielle. On rappelle que  $\tau_d$  est le temps de relaxation diélectrique qui dépend de la concentration des électrons (modèle de Drude), de la constante diélectrique et de la mobilité différentielle négative. M. Shur a montré dans ses travaux que le temps caractéristique de la croissance de la charge d'espace est d'environ trois fois le temps de relaxation diélectrique ([Shu87]). Durant ce temps, le domaine électrique parcourt une distance  $L_{par} \sim v_s \cdot 3 \cdot \tau_d$ , l'instabilité dans le courant intervient donc lorsque  $L$  est supérieur à  $v_s \cdot 3 \cdot \tau_d$ . Ce résultat nous conduit au critère donné par Kroemer ([Kro64]) pour être dans des conditions d'oscillation Gunn :

Une fois la condition de d'oscillation obtenue, la fréquence d'oscillation  $f_r$  est fixée par le temps de transit du domaine entre les électrodes.

Ce mode de fonctionnement d'un oscillateur à base d'effet Gunn, est appelé transit-time mode ou mode Gunn. La forme d'onde du courant est donc un train d'impulsions court de période  $T = \tau_d$  (Figure 2.1-7).

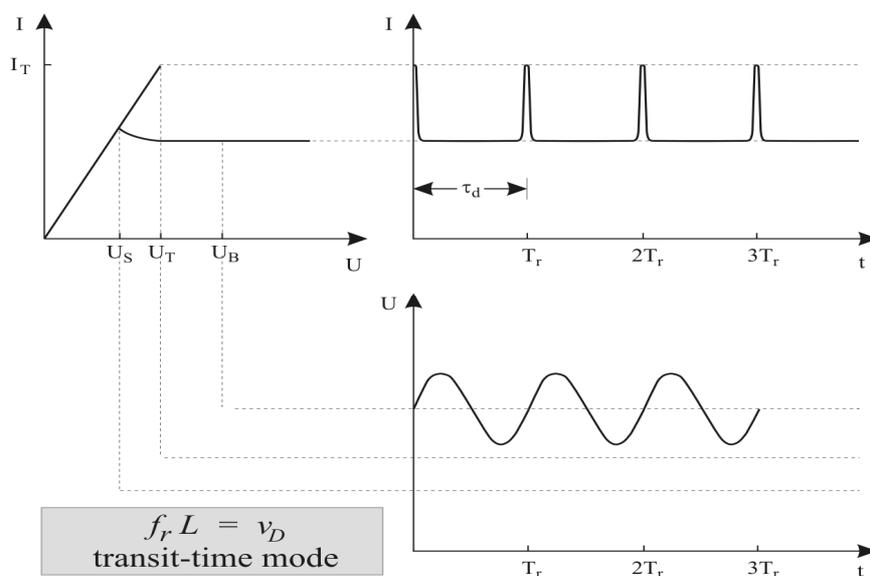


Figure 2.1-7 : Évolution temporelle d'un oscillateur libre à base d'effet Gunn fonctionnant dans le mode « temps de transit » (transit-time mode).

L'inconvénient lié à ce mode de fonctionnement est son rendement de conversion DC-AC qui est assez faible. Cela est du notamment à l'étroitesse des pulses de courant et à la faible amplitude de la tension RF générée qui est dépendante de l'impédance de charge présentée lors de la mesure. Par ailleurs, la fréquence est fixée par la transition du domaine entre les électrodes, ce qui peut poser des problèmes de stabilité, parce que le temps de transit du domaine est fortement dépendant de la température.

Pour améliorer le rendement d'un composant à base d'effet Gunn, il peut être placé dans un circuit résonant. Dans ce cas, on surimpose une tension sinusoïdale d'amplitude  $U_0$  sur la tension DC ( $U_{\text{bias}}$ ), la tension totale est donc :

La puissance DC due à la tension continue est alors obtenue par :

De même, la puissance RF est donnée par :

$$P_{RF} = I_T U_B \quad (2.1-31)$$

Le rendement de conversion DC-AC est donc défini par :

$$\eta = \frac{P_{RF}}{P_{DC}} \quad (2.1-32)$$

Lorsque l'échantillon est placé dans un circuit résonant, plusieurs modes d'oscillations sont possibles ([Hei71]), ([Hob74]) suivant que le domaine à fort champ électrique se déplace normalement de la cathode vers l'anode (mode Gunn ou transit-time mode), est annihilé avant son arrivée à l'anode (mode à étouffement ou quenched mode), ou que sa formation soit plus ou moins retardée (inhibited domain mode). Le Mode d'opération choisi est fonction de l'amplitude de la tension sinusoïdale que l'on surimpose et de sa fréquence.

➤ **Le mode d'oscillation retardé ou delayed domain mode**

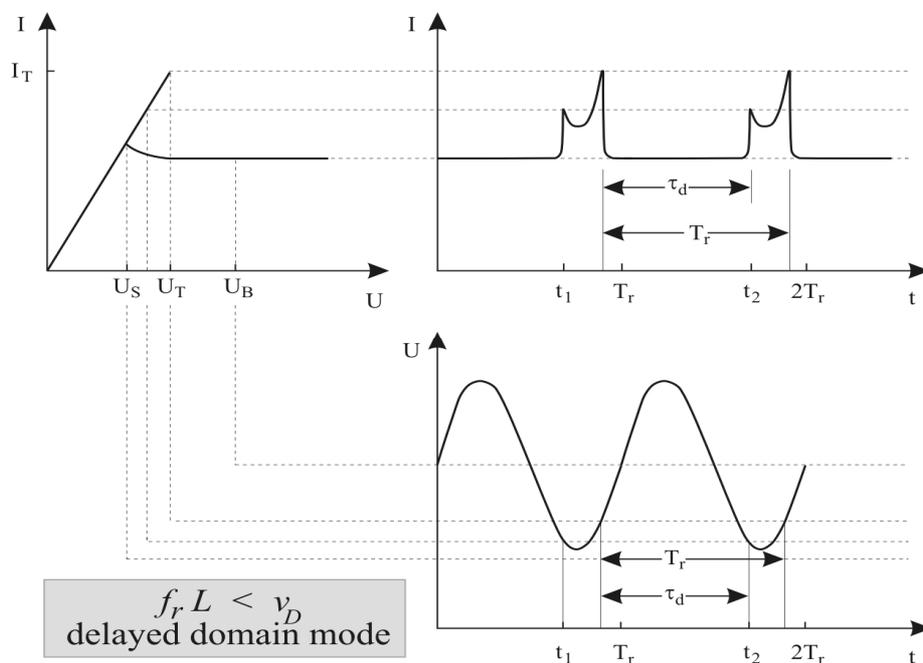


Figure 2.1-8 : Évolution temporelle d'un oscillateur Gunn fonctionnant dans le mode « retardé » (delayed domain mode).

Dans le mode d'oscillation retardé, le temps  $\tau_d$  de propagation du domaine est inférieur à la période  $T_r$  du circuit de résonance, la tension de polarisation chute en dessous du champ

électrique de seuil durant une partie du cycle RF. Il en résulte un retard dans la nucléation du second domaine à la cathode. Cependant des précautions doivent être prises afin que la chute de la tension de polarisation ne soit pas en dessous de la tension nécessaire pour le maintien des oscillations. Comme la tension de polarisation chute pendant que le domaine atteint l'anode, le nouveau domaine ne peut se former tant que le champ électrique n'a pas atteint sa valeur de seuil. Cet effet provoque une réduction de la fréquence du composant qui est toujours en dessous de la fréquence de transit. Dans ce mode, la fréquence centrale du circuit externe détermine la fréquence de fonctionnement du composant, en d'autres termes la période de résonance du circuit  $T_r = 1/f_r$  est plus longue que  $\tau_d$ . La fréquence de l'oscillateur est donnée par :

2.1-33

Le rendement de ce mode est meilleur que celui du mode Gunn, grâce à la plus grande largeur des pulses de courant, elle peut atteindre 7% ([War66]) ; de plus la fréquence de fonctionnement est contrôlée par le circuit résonant ce qui peut favoriser une éventuelle accordabilité.

➤ **Le mode d'oscillation étouffé ou Quenched domain mode**

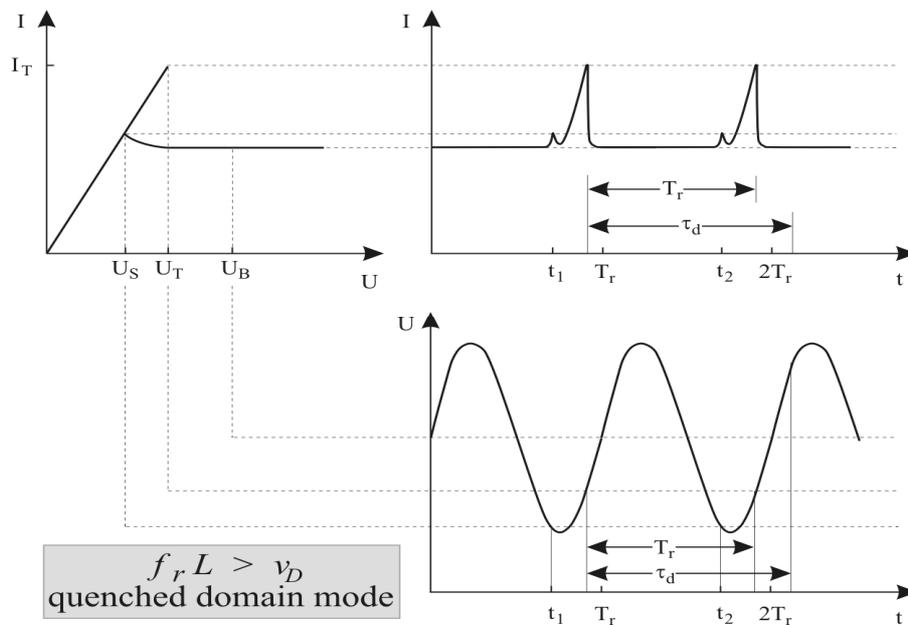


Figure 2.1-9 : Evolution temporelle d'un oscillateur Gunn fonctionnant dans le mode « étouffé » (quenched domain mode) ([Sto03]).

Dans ce mode d'oscillation, le domaine ne peut se former durant le cycle RF du fait d'une baisse de la tension de polarisation en dessous de la tension nécessaire pour le maintien des oscillations. Un nouveau domaine ne peut donc se former tant que la tension n'a pas atteint celle de seuil. Le fonctionnement du composant en mode « étouffé » conduit à des fréquences de fonctionnement élevées et des efficacités également supérieures à celle du mode Gunn. Dans ce mode la période de résonance du circuit  $T_r=1/f_r$  est plus petite que  $\tau_d$  mais plus longue que le temps de formation et d'absorption du domaine  $\tau_s$  :

$$\frac{1}{\tau_d} = \frac{v_{dérive}}{L} < f_0 < \frac{1}{\tau_s} \quad 2.1-34$$

Le rendement de ce mode est meilleur que celui du mode Gunn, grâce à la plus grande largeur des pulses de courant, elle peut atteindre 5% ([Hob74]), mais elle est plus petite que celle du mode retardé.

➤ ***Le mode faible accumulation de charge d'espace ou LSA***

Nous avons déjà abordé le fait que le domaine pouvait être « étouffé » avant d'atteindre l'anode si la tension de polarisation se trouve en dessous de celle de seuil  $U_s$ . La durée de transit du domaine étant liée à la fréquence de résonance du circuit. Si la fréquence de résonance est suffisamment élevée, l'excursion rapide de la tension ne laisse pas suffisamment de temps au domaine pour se former. Dans ce cas de figure, le composant fonctionne dans le mode dit de faible accumulation ou Limited space charge accumulation (LSA). Le mode LSA se produit donc pour de faible accumulation de la charge d'espace. Si aucun domaine ne peut complètement se former comme dans le cas du LSA, la diode Gunn peut être entièrement commandée dans la région de la résistance différentielle négative. Ce qui permet de réaliser un oscillateur qui repose entièrement sur la caractéristique de résistance différentielle négative de la diode et donc la fréquence d'oscillation est déterminée par l'ensemble du circuit. Le premier avantage de ce mode est qu'il permet d'atteindre des fréquences élevées car la longueur du composant n'est pas liée à la fréquence d'oscillation qui peut être nettement plus grande que la fréquence de transit. Le second avantage concerne la puissance de sortie RF, c'est-à-dire que l'on peut appliquer des tensions très élevées sans qu'il y ait des ionisations par impacts ([Hob74]) et donc avoir un rendement pouvant atteindre 18% ([Cop67b]).

Les performances du mode LSA sont limitées par quatre contraintes pratiques pouvant empêcher la formation de domaine :

- ✓ La concentration des dopants divisée par la fréquence doit rester dans l'intervalle  $[2 \cdot 10^{10}, 2 \cdot 10^{11}] \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}$  ([Cop67b]).
- ✓ L'homogénéité de la concentration des dopants et leur conductivité à faible champ doit être supérieure à 10% ([Cop67b]), ([Hob72]).
- ✓ Pour ne pas créer une distorsion du champ électrique uniforme avec une accumulation de porteur non désirée, le composant doit être beaucoup plus grand que la longueur de transit de la charge d'espace par cycle.
- ✓ Au vu des fortes tensions de polarisation que l'on serait amené à appliquer, le circuit d'oscillation doit être conçu de manière à empêcher une longue attente avant le début des d'oscillations, car durant ce temps un domaine pourrait se former et causer la destruction du composant due à l'ionisation par impact.

La Figure 2.1-10 résume les différents modes de fonctionnement réalisables avec un semi-conducteur de type GaAs en fonction de la concentration du dopage, la fréquence et la longueur du composant. Certes ces études ont été réalisées par Copeland ([Cop67a]) sur des matériaux GaAs mais elles permettent d'avoir une vue globale du fonctionnement de tous les dispositifs à transfert d'électrons.

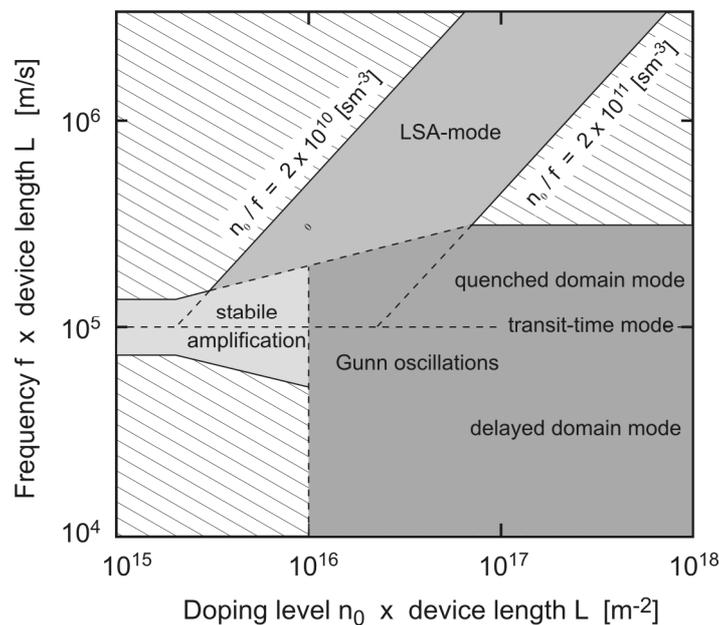


Figure 2.1-10 : Représentation des différents modes de fonctionnement d'une diode Gunn GaAs ([Cop67a]). La répartition dans les différentes catégories dépend de trois paramètres :  $n_0L$ ,  $fL$  et  $n_0/f$

## 2.1.5 OSCILLATIONS GUNN OU « GUNN-LIKE » DANS LES COMPOSANTS PLANAIRES À HÉTÉROJONCTION : LA SELF SWITCHING DIODE

Les premières études théoriques et numériques ont montré que les diodes Gunn sont limitées à des fréquences d'oscillations fondamentales d'environ 100 GHz pour le GaAs et 160 GHz pour l'InP du au temps de relaxation diélectrique  $\tau_{ER}$  et au temps de relaxation intervalle  $\tau_{ET}$  ( $\tau_{ER} \sim 1.5$  ps et  $\tau_{ET} \sim 7.7$  ps pour le GaAs [Ale00]). Toutefois, l'extraction des oscillations à des harmoniques de rang plus élevées pour des applications submillimétriques reste possible si la puissance disponible à la fondamentale est assez élevée. La possibilité d'avoir de plus grandes concentrations de porteurs avec des hétérojonctions pour obtenir des fréquences d'oscillation Gunn élevée pousse depuis bien longtemps maintenant, beaucoup de chercheurs à travailler sur des dispositifs à transfert d'électrons basés sur des hétérojonctions ([Xuy08a]), ([Per08]), ([Spri97]), ([Kha07]).

En plus des matériaux à base d'hétérojonctions, les diodes planaires offrent de nombreux avantages permettant la montée en fréquence. En effet, elles permettent par une seule étape de lithographie de contrôler avec flexibilité la distance entre l'anode et la cathode, elles sont également compatibles avec de nombreux circuits planaires existant comme les lignes coplanaires, les antennes planaires etc.

Parmi les nombreux systèmes de matériau existant, les études menées pendant cette thèse porte essentiellement sur le nitrure de gallium GaN. En effet, le nitrure de gallium présente l'avantage d'avoir un temps de relaxation diélectrique  $\tau_{ER}$  et un temps de relaxation de transfert intervalle  $\tau_{ET}$  assez court ( $\tau_{ER} \sim 0.15$  ps et  $\tau_{ET} \sim 1.2$  ps ([Ale00])). De plus, son champ électrique de seuil ( $\sim 170$  kV/cm), et sa vitesse de saturation élevés ( $\sim 2 \cdot 10^7$  cm/s), font du GaN un candidat potentiel pour la génération d'oscillation Gunn à haute fréquence. Au regard du critère donné par Kroemer pour être dans des conditions d'oscillation Gunn, dans le cas du GaN le produit densité de porteur par la longueur de la partie active doit être ( $N_0 \cdot L > 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>). On se rend bien compte qu'avec un composant qui a une densité de porteurs très élevée (typiquement  $N_0 \sim 10^{17}$  cm<sup>-3</sup> dans les hétérostructures AlGaN/GaN), on peut réduire la longueur de sa partie effective de l'ordre de la centaine de nanomètre ([Per08]).

Aujourd'hui, l'avancée fulgurante des technologies des semi-conducteurs dans le domaine de la micro-électronique a permis de réduire la taille des composants conventionnels (tran-

sistors, diodes...). Avec la miniaturisation des composants de l'ordre de 100 nm, les présentes et futures générations de composants devront être fabriquées avec des techniques issues des nanotechnologies et basées sur de nouveaux concepts. Dans ce sens, de nouvelles structures de transistors à l'échelle nanométrique telles que les transistors à un électron ou les transistors à base de nanofils ont déjà vu le jour ([Vit12]). Tout comme pour la diversité des nouveaux concepts de transistors nanométriques, l'objet de notre étude quant à lui se positionne sur un récent concept de diode qui exploite l'effet Gunn : la *Self-Switching Diode (SSD)*

## 2.2 LA SELF SWITCHING DIODE COMME SOURCE TÉRAHERTZ

### 2.2.1 LA MÉTHODE MONTE-CARLO

Une technique numérique appropriée pour simuler le comportement des nano-composants fonctionnant à température ambiante est la méthode Monte-Carlo (MC) ([Jac83]). Avec cette méthode, on est capable de fournir non seulement des résultats statiques et dynamiques, mais également le comportement en termes de bruit des structures. Ainsi pour modéliser les composants fabriqués et caractérisés dans ces travaux de thèse, nous avons utilisé un code Monte-Carlo à deux dimensions développé par nos partenaires de l'Université de Salamanque en Espagne. Ce code est constitué d'un simulateur semi-classique auto-cohérent (self-consistent) couplé avec un solveur d'équation de poisson à deux dimensions. Ce code a été en perpétuelle évolution durant ces 15 dernières années en prenant en compte les effets physiques présents dans les composants hyperfréquences à base de semi-conducteurs III-V. De par son évolution, ce code a permis de prédire et d'optimiser les performances de différentes structures comme les MESFETs, les HEMTs et les composants balistiques et cela sur différents matériaux (GaAs, AlGaAs/GaAs, InAlAs, AlSb/InAs, AlGaIn/GaN) ([Mat00a]), ([Mat03a]), ([Mat03b]), ([Rod09]). En particulier, ce code a été développé pour prédire la présence des oscillations type Gunn dans les dispositifs étudiés dans ces travaux de thèse ([Per08]), ([Gon09a]). Pour analyser les SSDs dont la géométrie typique est présentée sur la Figure 2.2-1, les simulations sont réalisées dans le plan XY, par conséquent la structure réelle de la couche n'est pas incluse et seul le canal est simulé. Pour prendre en compte

les charges fixes présentes dans l'ensemble de la structure, une densité de charges  $N_{db}$  (background doping) est assignée au canal dans la simulation en deux dimensions mais les différentes dispersions qui y sont associés ne sont pas simulées. De cette manière, le transport électronique via le canal non dopé est bien reproduit. En outre, une densité surfacique de charges  $\sigma$  est attribuée aux interfaces semi-conducteur/Air pour tenir compte de l'influence des charges de surfaces qui résultent entre autre de l'étape de gravure lors de la fabrication du composant. Les deux paramètres  $N_{db}$  et  $\sigma$  sont des paramètres à fixer en confrontant les résultats expérimentaux avec la simulation afin d'affiner le modèle. La dimension  $Z$  non simulée utilisée pour la comparaison des valeurs de courant simulations/mesures est estimée par le ratio de la densité d'électrons  $n_s$  dans le canal sur la densité de charges fixes dans la structure :  $Z=n_s/N_{db}$

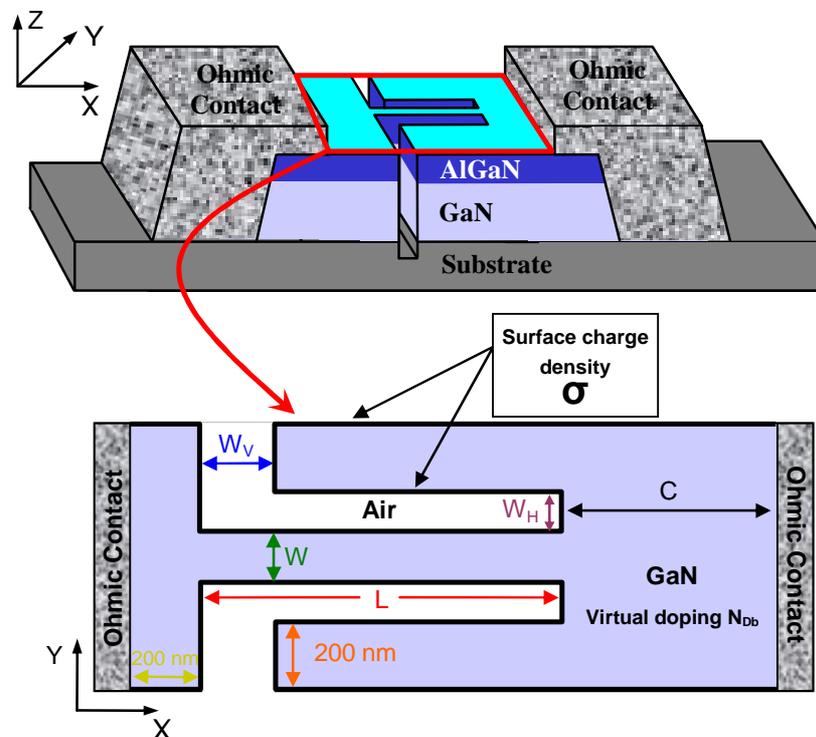


Figure 2.2-1: Géométrie typique des SSDs ( $L$  et  $W$  sont respectivement la longueur et la largeur du canal,  $W_H$  la largeur de la gravure horizontale,  $W_V$  la largeur de la gravure verticale et  $C$  la longueur de la zone d'accès au canal). Sur la figure du dessous, la vue des SSDs en deux dimensions tel que simulée avec la méthode Monte-Carlo est représentée.

Dans les composants nanoélectroniques, le rapport surface sur volume augmente quand on réduit leurs dimensions, il en résulte un comportement beaucoup plus sensible aux propriétés physiques des états de surface. Après l'étape de gravure des composants, les charges de surface localisées autour des zones gravées engendrent une déplétion partielle du canal

dans le semi-conducteur, cela est dû à la force de répulsion coulombienne, il y a donc une densité d'électrons moins importante à proximité des interfaces avec le diélectrique (l'air dans le cas de la Figure 2.2-1). La largeur nominale de la déplétion créée par les charges de surfaces  $\sigma$  est  $W_d = \sigma / N_{db}$  et cela de chaque côté du canal. Par conséquent la largeur effective de conduction dans le canal est  $W_{eff} = W - 2W_d$ ,  $W$  étant la largeur du canal tel que défini lors de sa lithographie.

Une manière de prendre en compte l'influence de ces charges de surface dans les simulations Monte-Carlo est de considérer un modèle dans lequel la valeur de  $\sigma$  est fixée à la valeur expérimentale qui est extraite dans les conditions d'équilibre du composant. Cette valeur est maintenue constante indépendamment de la topologie de la structure, de la position le long de l'interface, de la polarisation et du temps. Ce modèle sera appelé dans la suite du document **modèle à surface de charges constantes (MSCC)**. L'application de ce modèle devient obsolète quand le canal est complètement déplété (pour des largeurs  $W$  inférieures à  $2W_d$ ,  $W_{eff}$  devient négative). En effet, l'origine physique des charges de surface est le piégeage des électrons dans les états de surface (localisés par exemple dans le milieu de la bande interdite). Si la zone proche de la surface est complètement déplétée, aucun électron ne sera capable d'atteindre l'interface et par conséquent la densité de charges de surface va diminuer. Pour tenter de résoudre ce problème, nous allons également utiliser un modèle auto-cohérent de la charge de surface, en anglais : « self consistent surface charge model » dans lequel la valeur locale des charges de surface est actualisée de façon auto cohérente avec la dynamique des porteurs proches de l'interface durant la simulation. Les charges de surface à une position donnée sont donc adaptées à la densité de porteurs dans la région avoisinante. Pour les détails de ce modèle, nous renvoyons le lecteur à la référence **([Ini07])**. Il s'agit là d'un modèle de charge de surface dit « ad-hoc » qui n'est pas capable de donner les statistiques d'occupation des états de surfaces, mais permet de décrire correctement l'effet global de ces charges de surfaces.

La bande de conduction du GaN est considérée comme étant formée de vallées sphériques non paraboliques ( $\Gamma_1$ ,  $U(M-L)$ ,  $\Gamma_3$ ). A l'intérieur de cette approximation, sont pris en compte dans la simulation avec assez de précision, la probabilité de diffusion des impuretés ionisées, les phonons optiques polaires et non-polaires, l'effet piézo-électrique et la diffusion intervallée. Le modèle du transport des électrons prend en compte localement, les effets de dégénérescence, de thermique en utilisant la technique de la réjection et calcule de façon auto cohérente la température locale des électrons et la position du niveau de Fermi **([Mat00b])**.

L'injection des porteurs via les contacts ohmiques se fait en utilisant un modèle standard qui impose une neutralité électrique dans les cellules adjacentes à celle des contacts et injecte les porteurs qui ont la vitesse appropriée ainsi qu'une bonne distribution statistique d'énergie ([Gon96]). Quand la statistique des porteurs injectés devient trop importante (comme dans le cas des composants balistiques), une autre simulation est utilisée en suivant le modèle reporté dans cette publication ([Gon99]).

Pour évaluer les performances des SSDs en tant que source de rayonnement, nous allons calculer le rendement de la conversion DC-AC défini comme suit :  $\eta = -P_{ac}/P_{dc}$ . Pour y parvenir, une tension sinusoïdale est superposée à la polarisation DC. Dans ces conditions, la puissance DC dissipée  $P_{DC}$  et la puissance moyenne du courant alternatif  $P_{AC}$  sont calculées. Les valeurs négatives du rendement correspondent à un comportement résistif de la diode, et les valeurs positives indiquent une génération de signal alternatif à partir de la tension continue. Ces conditions de fonctionnement sont équivalentes au fonctionnement de la diode dans un circuit résonnant. La densité spectrale de bruit à basse fréquence sera également analysée car elle peut être un indicateur sur la présence des oscillations de courant. Pour ce faire, à partir des valeurs de courants instantanés obtenus par la simulation Monte-Carlo en utilisant le théorème généralisé de Ramo-Schockley, la fluctuation de la densité spectrale de courant est calculée par la Transformée de Fourier Rapide.

## 2.2.2 SELF-SWITCHING DIODE ET EFFET GUNN

La Self Switching Diode inventée en 2003 par A. Song ([Son03]) était destinée à effectuer des opérations logiques. Cependant, depuis lors, ce dispositif simple en apparence a déjà démontré des capacités en tant que détecteur jusqu'à 110 GHz avec une sensibilité intrinsèque de 75 V/W sur de l'arséniure de Gallium-Indium (InGaAs) ([Bal05]), jusqu'à 1.5 THz avec une sensibilité intrinsèque de 150 V/W [Bal11a] sur de l'arséniure de Gallium (GaAs) et cela à température ambiante. Beaucoup de groupes de recherches ont également travaillé sur le sujet notamment nos partenaires de l'université de Salamanque qui ont étudié les composants basés sur l'InGaAs au travers de simulation Monte-Carlo à différents niveaux : Statique ([Mat05]), ([Xuy08b]), dynamique ([Ini09a]), ([Xuy08c]), bruit ([Ini08]), ([Xuy08d]), influence de la température ([Ini09b]), mais aussi des SSDs basées sur d'autres matériaux tels que l'arséniure d'indium (InAs) ou l'antimoniure d'indium (InSb) ([Ini09c]). En particulier lorsque l'on s'intéresse au niveau de bruit, une puissance équivalente de bruit de 62.5

$\text{pW/Hz}^{1/2}$  à 100 GHz ([Bal11b]) a été atteinte, ce qui place ce composant en bonne position par rapport à la concurrence (Diodes Schottky) en termes de performance des détecteurs. Des SSDs ont été également fabriquées sur d'autres matériaux tels que le SOI ([Abe04]), ([Far11]), les polymères thermoplastiques ([Ket09]) ou des matériaux polycristallins ([Irs11]). Il est clair qu'au vu de la mobilité très élevée dans le graphène, il pourrait bien être le prochain matériau sur lequel des SSDs seront réalisées.

En 2008 Xu K. Y. et al ([Xuy08a]) élargissent les fonctionnalités des SSDs à un autre niveau. Ils prédisent des oscillations Gunn à 150 GHz pour des SSDs sur InGaAs. Le groupe de Salamanca s'est également intéressé de plus près à ce sujet ([Gon09b]), ([Gon09c]), ([Gon10]). En particulier, au moyen de simulations Monte-Carlo, des oscillations jusqu'à 100 GHz pour des SSDs InGaAs de 1.5  $\mu\text{m}$  de long avec une tension de seuil de 2.5 V et pour la première fois des oscillations jusqu'à 400 GHz pour des SSDs GaN avec une tension de seuil de 30 V ont été montrées. Aujourd'hui notre défi dans le cadre du projet ROOTHz dans lequel s'inscrit ce travail de thèse est de montrer la réalisation de sources et de détecteurs THz utilisant les SSDs sur GaN. En terme de détection comme nous le verrons dans la suite du manuscrit, les résultats sont très satisfaisants au regard de la faible mobilité du matériau sur lequel nous travaillons. En revanche la partie émission, d'un point de vue expérimental reste un point critique dont les résultats escomptés n'ont pas encore été obtenus. Dans ce projet, la collaboration IEMN/USUAL pour la caractérisation et l'étude des SSDs afin d'alimenter la modélisation Monte Carlo pour améliorer les simulations dans le but d'être au plus près de ce qui pourrait être fabriqué et caractérisé a été mené tout au long de cette thèse.

Concernant le principe de fonctionnement de la SSD, le point clé demeure la gravure de tranchées isolantes qui permettent de dissymétriser la topologie et le comportement de la diode. Dans sa configuration, l'application d'une différence de potentielle aux bornes du composant ne change pas seulement le profil du potentiel le long du canal, mais permet de fermer ou d'ouvrir le canal effectif  $W_{\text{eff}}$  en fonction du signe de la polarisation. Il en résulte une caractéristique non linéaire « diode like », sans l'utilisation de jonction dopée ou de structure de barrière comme on peut le remarquer sur la Figure 2.2-2 ([Son03]), ([Mat05]).

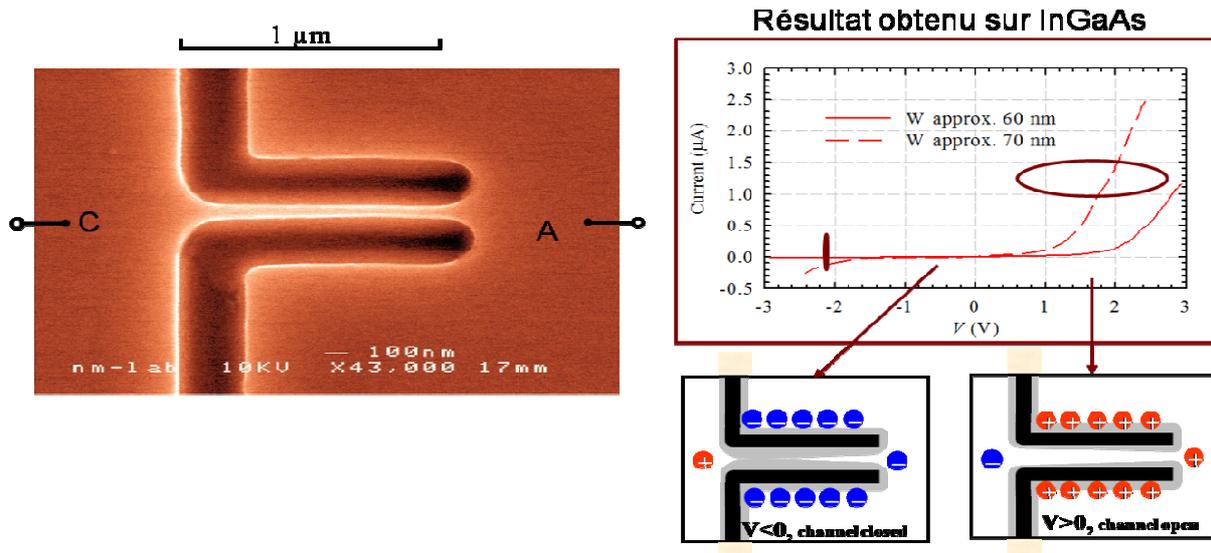


Figure 2.2-2 : Résultat typique obtenu sur InGaAs ([**Son03**]), les zones en surbrillances localisées autour de la partie gravée sur l'image de gauche représente la zone déplétion lorsque le composant est à l'équilibre ( $V=0$  V).

Les SSDs fabriquées sur GaN ne montrent pas clairement une fonction de redressement nécessaire à un bon fonctionnement en tant que détecteur. Néanmoins les sensibilités obtenues jusque 325 GHz seront analysées. En revanche pour son utilisation en tant qu'émetteur (basé sur le principe de l'effet Gunn) le comportement redresseur du composant n'intervient pas. En effet, comme on pourra le remarquer tout au long de ce manuscrit, les résultats de simulations Monte-Carlo qui nous ont été fournis ont essentiellement porté sur l'aspect émission de la SSD.

## 2.2.3 SIMULATIONS PRÉLIMINAIRES AVEC LE MODÈLE CHARGES DE SURFACE CONSTANTES

Avant la fabrication des SSDs sur GaN, nos partenaires ont fait des simulations sur différentes SSDs en utilisant un modèle « simple » et rapide. Le but était d'étudier le comportement et la capacité des SSDs à générer des oscillations Gunn à température ambiante. Pour cela un modèle a été utilisé de sorte à analyser l'effet des paramètres caractéristiques, aussi bien du point de vue topologique que dans le modèle Monte Carlo, afin d'identifier l'influence de chacun d'eux en évitant les phénomènes complexes qui se posent lorsque les charges de surface ne sont pas constantes. Pour la suite de cette étude nous allons considérer comme référence une SSD qui a les dimensions suivantes :  $L=1$  μm,  $W=150$  nm,  $W_V=200$

nm,  $W_H=100$  nm,  $C=600$  nm et les paramètres critiques de la simulation en l'occurrence le dopage arrière virtuel est fixé à  $N_{Db}=2.10^{17}$  cm<sup>-3</sup> et la densité de charges de surface  $\sigma=0.75.10^{12}$  cm<sup>-2</sup> (voir Figure 2.2-1). Comme caractéristique générale, cette structure montre des oscillations dans le courant du à l'effet Gunn quand la tension appliquée dépasse 50 V. Les valeurs de courant montrées sur ces courbes sont obtenues sous forme de moyenne temporelle sur des simulations de longue durée, incluant un grand nombre de périodes.

❖ **Influence des paramètres du modèle ( $\sigma$  et  $N_{Db}$ )**

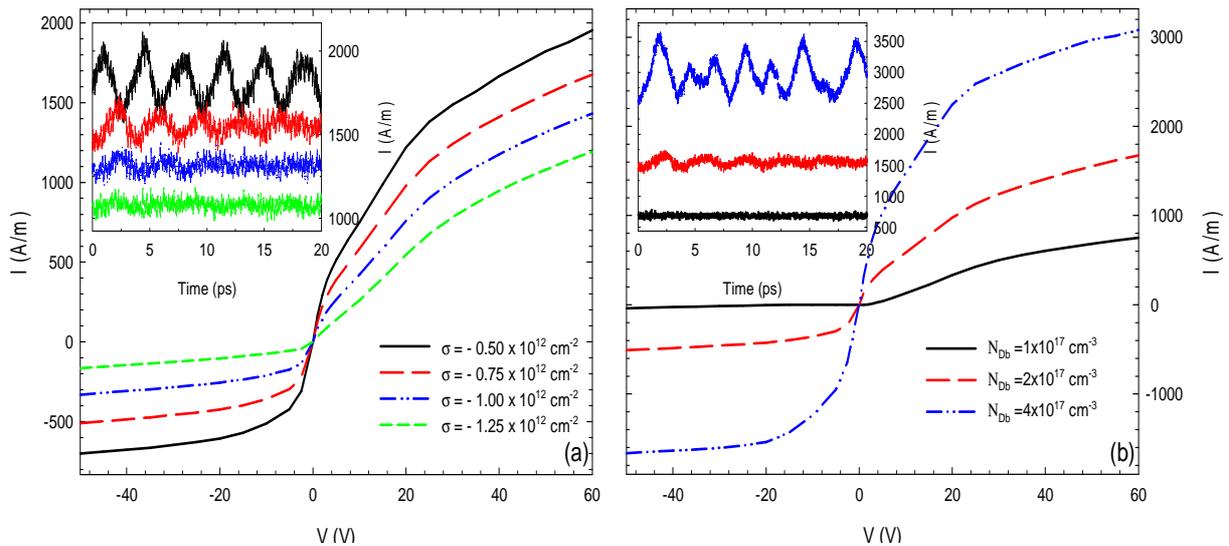


Figure 2.2-3 : Caractéristiques I-V de structures SSDs sur GaN simulées ( $L=1$   $\mu$ m,  $W=150$  nm,  $W_H=100$  nm et  $C=600$  nm) en faisant varier : (a) la densité de charge de surface (pour  $N_{Db}=2.10^{17}$  cm<sup>-3</sup>) et (b) la densité de charge fixes ou Background doping  $N_{Db}$  (pour  $\sigma=0.75.10^{12}$  cm<sup>-2</sup>). A l'intérieur des graphiques se trouvent les séquences de courants calculées pour une tension de polarisation de 50 V.

Comme les deux paramètres critiques du modèle sont  $\sigma$  et  $N_{Db}$  (dont les valeurs ne sont pas connues et devront être déterminées par comparaisons entre les résultats de mesures et ceux issus de la simulation), les premières simulations permettent l'analyse de ces deux paramètres. Les caractéristiques I-V de la SSD prise comme référence et l'évolution temporelle du courant correspondant à une tension appliquée de 50 V, pour laquelle la diode présente une oscillation Gunn (autour de 300 GHz) de faible amplitude est montré sur la Figure 2.2-3 pour plusieurs valeurs de  $\sigma$  et de  $N_{Db}$ . Nous rappelons que le courant est normalisé de telle sorte que sa valeur absolue puisse être obtenue en multipliant les valeurs reportées par la densité d'électron  $n_s$  (en m<sup>-2</sup>) dans le canal. Comme attendu, plus la valeur de  $\sigma$  augmente, plus le canal est déplété, par conséquent le niveau du courant est moindre, Figure 2.2-3(a).

L'amplitude et la fréquence des oscillations diminuent également et disparaît pour de très grandes densité de charges, de par la déplétion excessive du canal.

Concernant l'influence du  $N_{Db}$  pour une valeur de  $\sigma$  est constante, le courant est d'autant plus élevé que la valeur  $N_{Db}$  est grande cela est du à l'augmentation de la concentration des électrons, Figure 2.2-3 (b). Par ailleurs, on observe des oscillations renforcées dues à une forte rétro action fournie par le champ électrique, permettant le début et le développement ces oscillations de courant. Il est intéressant de noter également que l'augmentation du  $N_{Db}$  conduit à l'obtention de fréquence d'oscillation élevée comme discuté dans la section concernant l'étude de l'effet Gunn (avec le produit  $N \cdot L$ ).

### ❖ Influence de la température et des paramètres géométriques

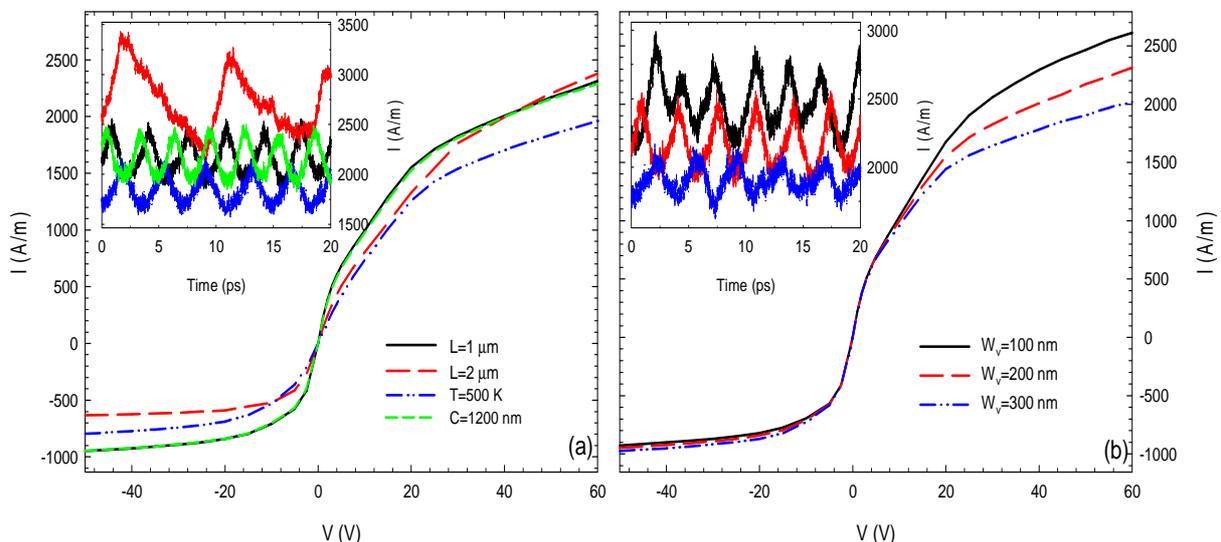


Figure 2.2-4 : Caractéristiques I-V de structures SSDs sur GaN simulées ( $\sigma=-0.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{Db}=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $W=150 \text{ nm}$ ,  $W_H=100 \text{ nm}$ ) en faisant varier: (a) la longueur du canal et (b) la largeur de la gravure vertical  $W_v$  ( $\sigma=-0.75 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). A l'intérieur des graphiques se trouve l'évolution temporelle du courant pour une tension de polarisation de 50 V (100 V pour  $L=2 \mu\text{m}$ ). L'I-V à une température de 500 K d'une structure de longueur  $L=1 \mu\text{m}$ , et le cas d'un accès à la zone active  $C=1200 \text{ nm}$  est également montré en (a).

L'influence de la longueur du canal, de la région d'accès à l'anode et de la température de fonctionnement est présentée sur la Figure 2.2-4(a). La fréquence d'oscillation (300 GHz à  $1 \mu\text{m}$ ) diminue avec l'augmentation de la longueur  $L$  du canal (150 GHz à  $2 \mu\text{m}$ ), tandis que la caractéristique I-V est moins affectée. En effet, seul un changement dans la pente pour de faible tension est observé pour un même niveau du courant de saturation à forte polarisation. La longueur  $C$  de la zone d'accès à l'anode impacte de façon négligeable la caractéristique I-V que sur les oscillations puisqu'il s'agit essentiellement d'une région ohmique avec

une résistance plus faible que celle du canal. Au travers des simulations, on n'a pu confirmer que des oscillations demeurent à haute température (500 K pris en compte dans la simulation), conditions assez réaliste pour nos composants au vu de leur petites dimensions et des tensions élevées qui leurs seront appliquées. A 500 K seulement une baisse de la vitesse des électrons a lieu de sorte que le niveau du courant diminue et altère la fréquence d'oscillation de 300 GHz à 260 GHz.

Enfin, en augmentant la largeur des tranchées verticales  $W_V$ , Figure 2.2-4(b), des oscillations de faibles amplitudes et de fréquences réduites sont observées ainsi qu'un faible courant de saturation. Cela est dû au fait que lorsqu'on élargit les tranchées, une faible portion du canal est contrôlé par la tension imposée à l'anode (cette tension contribue à l'apparition des oscillations au moyen de l'augmentation de la concentration des porteurs dans le canal).

#### ❖ Étude du rendement de conversion DC-AC

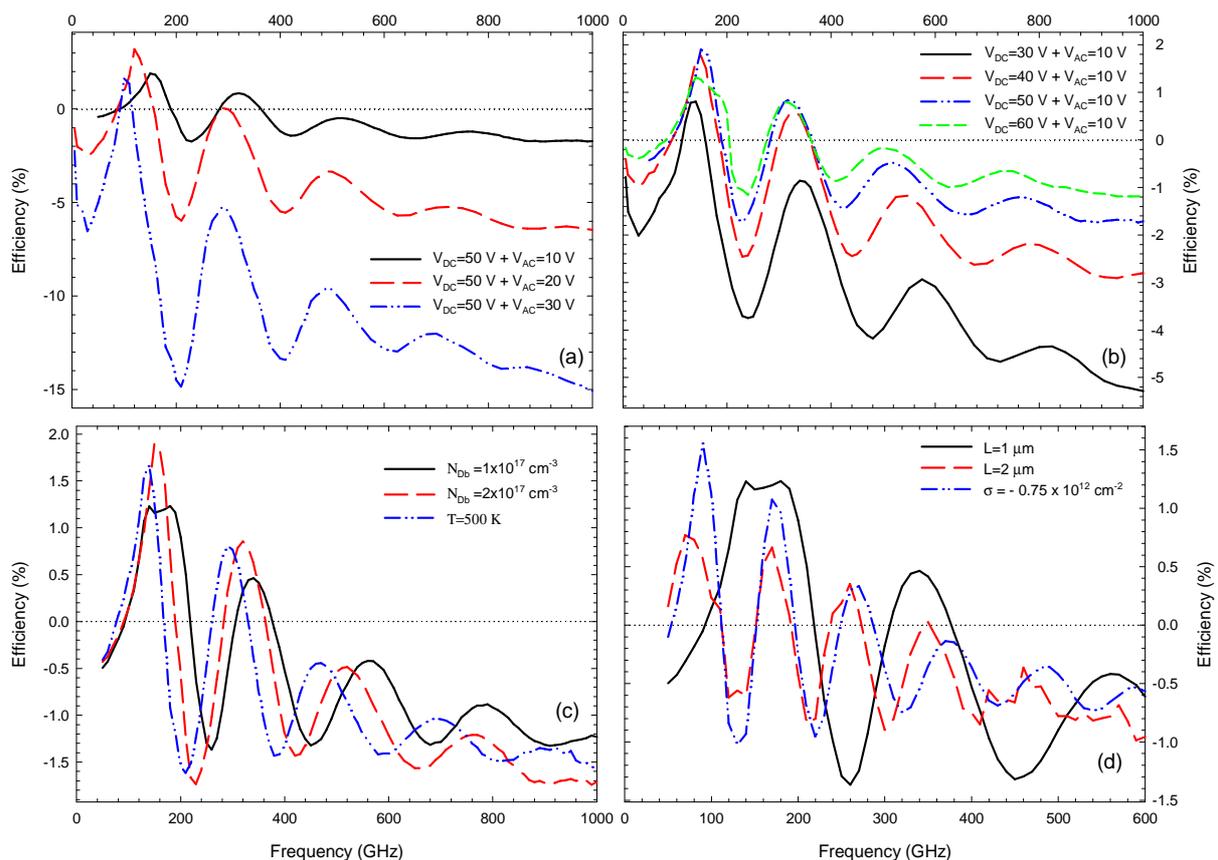


Figure 2.2-5 : Rendement  $\eta$  de conversion DC-AC en fonction de la fréquence de la tension sinusoïdale appliquée en faisant varier : (a) la tension AC ( $V_{DC}=50$  V), (b) la tension DC ( $V_{AC}=10$  V), (c) le background doping  $N_{Db}$  et la température  $T$ , (d) la longueur du canal et la charge de surface  $\sigma$  ( $N_{Db}= 1 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>). Sauf indication contraire,  $L=1 \mu\text{m}$ ,  $W=150$  nm,  $W_V=200$  nm,  $W_H=100$  nm,  $C=600$  nm,  $\sigma=-0.2 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>,  $N_{Db}= 2 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup> et  $T=300$  K. Sur les figures (c) et (d)  $V_{DC}=50$  V et  $V_{AC}=10$  V (sauf pour le cas  $L=2 \mu\text{m}$ , pour lequel  $V_{DC}=100$  V et  $V_{AC}=20$  V).

Pour analyser les performances de la SSD fonctionnant en tant qu'émetteur, le rendement  $\eta$  de conversion DC-AC a été évalué en superposant un signal sinusoïdal sur la tension DC de polarisation. La dépendance du rendement sur la fréquence d'excitation en faisant varier plusieurs paramètres est montrée sur la Figure 2.2-5 et la Figure 2.2-6. Nous avons dans un premier temps considéré différentes valeurs pour la tension  $V_{AC}$  (10, 20 et 30 V) en gardant  $V_{DC}$  constant à 50 V, Figure 2.2-5(a), ensuite nous avons fait varier  $V_{DC}$  (30, 40, 50, 60 V) en fixant  $V_{AC}$  à 10 V, Figure 2.2-5(b). Nous avons observé plusieurs bandes de fréquences dans la génération du signal émis avec un rendement maximal compris entre 1 et 2 % à la fréquence fondamentale de l'effet Gunn mais également à l'harmonique double de cette fréquence.

Comme attendu, le rendement dépend à la fois du courant continu et de l'amplitude de la tension d'excitation AC. En particulier, on observe un faible rendement pour la génération du signal à hautes fréquences pour des amplitudes élevées de la tension d'excitation (voir Figure 2.2-5(a)). Par ailleurs, pour de fortes tensions de polarisations  $V_{DC}$ , la tendance s'inverse et l'on retrouve des rendements plus élevés pour les hautes fréquences, Figure 2.2-5(b).

L'influence des paramètres background doping  $N_{DB}$ , longueur du canal  $L$ , température  $T$  et densité de charge surfacique  $\sigma$ , sur le rendement est montré sur la Figure 2.2-5(c) et (d). Comme pour les résultats précédents, quand l'on applique uniquement une tension de polarisation DC sur la SSD, de grandes valeurs du background doping conduisent à l'amélioration des oscillations et donc à l'amélioration du rendement. Quand l'on augmente la température de fonctionnement, un changement des bandes de fréquences d'émission vers les basses fréquences se produit à cause de la diminution de la vitesse de dérive des électrons, mais le rendement ne s'en trouve pas affecté. En comparant le rendement pour les SSDs de différentes longueurs de canal, de larges bandes d'émissions sont observées pour les canaux courts, avec une fréquence qui évolue approximativement en  $1/L$ . Comme abordé dans la partie théorique sur l'effet Gunn, ces résultats corrélerent bien le fait que réduire le temps de transit des porteurs dans la SSD en diminuant la longueur du canal augmente la fréquence d'émission. Enfin, une plus grande densité de charges de surface  $\sigma$  conduit étonnamment à des rendements élevés.

Dans tous les cas, curieusement la fréquence des oscillations observée quand les SSDs sont uniquement sous polarisation DC (300 GHz pour  $L = 1\mu\text{m}$ ) se situe dans la seconde bande

d'émission et pas à la fondamentale (autour de 150 GHz) comme cela est le cas lorsque l'on ajoute une tension d'excitation AC.

❖ **Évolution des quantités microscopiques**

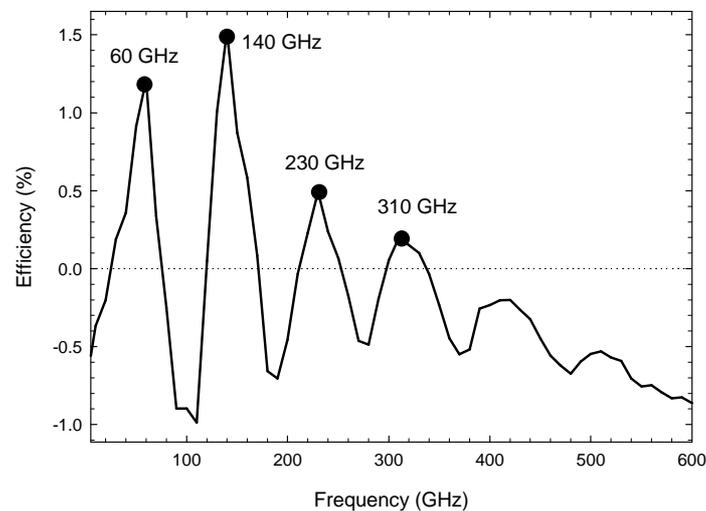


Figure 2.2-6 : Rendement  $\eta$  de conversion DC-AC en fonction de la fréquence de la tension sinusoïdale  $V_{AC}$  appliquée sur une SSD avec  $L=2 \mu\text{m}$ ,  $W=150 \text{ nm}$ ,  $W_V=200 \text{ nm}$ ,  $W_H=100 \text{ nm}$ ,  $C=600 \text{ nm}$ ,  $\sigma=-0.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{Db}=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $T=300 \text{ K}$ .  $V_{DC}=100 \text{ V}$  et  $V_{AC}=7\text{V}$ .

Afin d'expliquer les résultats précédents et illustrer les processus microscopiques conduisant à la présence d'émission à différentes bandes de fréquences, nous allons étudier une SSD où quatre bandes d'émissions ont été clairement identifiées comme montré sur la Figure 2.2-6. La Figure 2.2-7 montre le profil de la concentration des porteurs et le champ électrique le long du milieu du canal à un temps donné pour différentes fréquences d'excitations AC (au centre de chaque bande de génération), Figure 2.2-7(a),(b) et à différent temps équidistants sur une période d'excitation avec un signal AC à 310 GHz (Fréquence centrale de la quatrième bande de génération), Figure 2.2-7(c),(d). Comme observé, une augmentation du nombre (de 1 à 4) de domaines de charge se propageant le long du canal est obtenue en augmentant la fréquence d'excitation. Ces domaines, comme nous l'avons déjà vu, sont générés par le transfert d'électrons de la vallée  $\Gamma$  vers la vallée U dans la bande de conduction du GaN. Il est également intéressant de noter que les fréquences des pics des bandes de génération ne sont pas exactement des entiers multiples de la fréquence fondamentale d'oscillation car la formation de plus d'un domaine d'accumulation augmente la zone dite « morte » (Distance nécessaire à la formation d'un domaine) à l'entrée de la SSD.

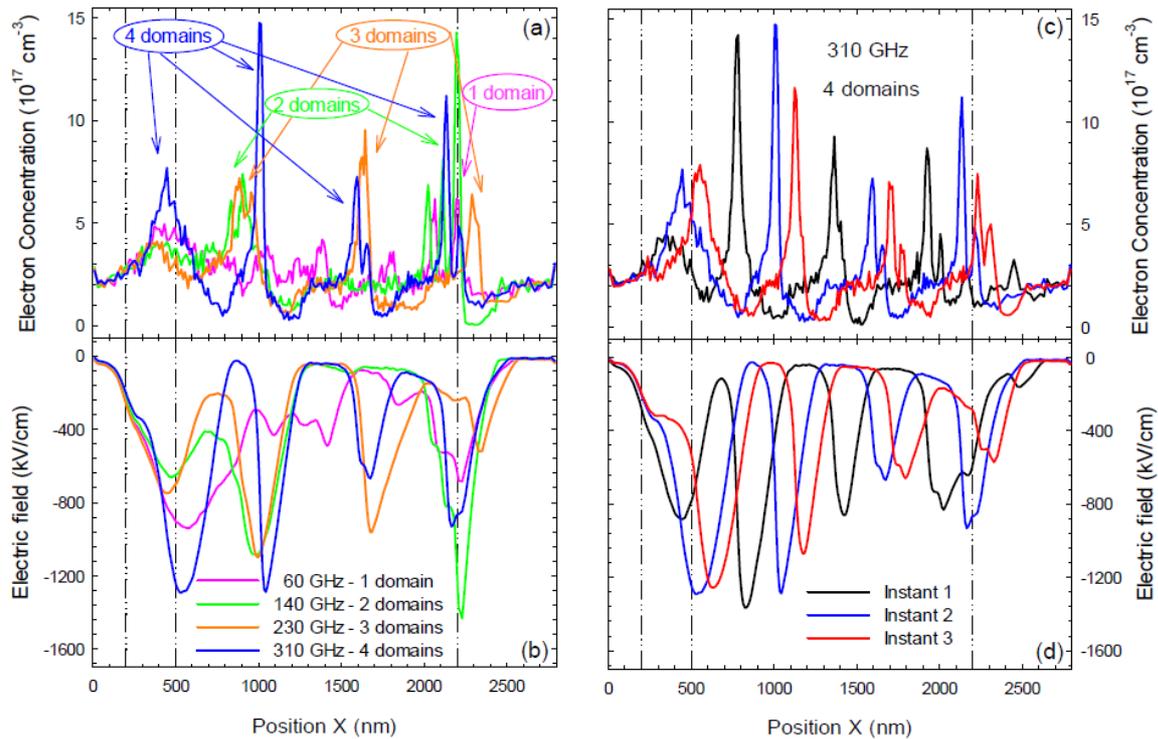


Figure 2.2-7 : Profil de la concentration des porteurs (a) et (c) et du champ électrique (b) et (d) le long du centre du canal de la SSD décrite dans la figure 2.2-6 pour  $V_{DC}=100$  V et  $V_{AC}=7$  V à température ambiante. Les courbes (a) et (b) correspondent à un temps donné au cours d'une période du signal pour des fréquences au centre des bandes d'émissions comme observé sur la figure 2.2-6, (60, 140, 230 et 310 GHz). Les lignes verticales indiquent la position des gravures verticales et la fin du canal. Les figures (c) et (d) représentent des instants de temps équidistants pendant une période d'excitation AC à 310 GHz.

En conclusion, dans ce chapitre, nous avons discuté la théorie de l'effet Gunn afin de mieux comprendre la génération d'onde térahertz par ce principe physique. L'avantage en termes de mobilité mais surtout de densité électronique offerte par les hétérostructures associés à un composant planaire comme la Self-Switching Diode permet potentiellement la montée en fréquence et associé à un matériau comme le Nitrure de Gallium permet de générer de forte puissance. Des simulations Monte Carlo effectuées sur les SSDs ont permis de valider ces hypothèses.

Sur la base de ces dernières, nous allons présenter dans le chapitre suivant les étapes de fabrication des SSDs. L'analyse de leurs potentialités en tant que générateurs d'ondes térahertz mais aussi en tant que détecteurs sera largement discutée.



*Chapitre 3*

## 3.1 FABRICATION DES SSDS SUR GAN

### 3.1.1 PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU GAN UTILISÉ

Il existe trois structures cristallines différentes pour les semi-conducteurs à base de nitrure, la structure rock-salt (sel-gemme) ([Qin93]), ([Chr94]), la structure zinc blende (ZB) ([Pai89]) et la structure wurtzite (Wz). Celle qui est la plus répandue, la plus thermodynamiquement stable et sur laquelle nous avons travaillé, correspond au système cristallin hexagonal 6H de type Wurtzite (h-GaN). La maille du cristal s'étend sur 2 bicouches ( $\text{Ga}^{3+}$ ,  $\text{N}^{3-}$ ), et l'axe cristallographique  $\langle c \rangle$  correspond à la direction d'empilement des bicouches élémentaires. La structure Wurtzite est donc composée de deux sous-réseaux, l'un comprenant les atomes de gallium (Ga), l'autre avec les atomes d'azote (N), interpénétrés et décalés suivant l'axe  $c$  de  $5/8^{\text{ième}}$  de la maille élémentaire.

L'arrangement des atomes dans la maille d'une structure hexagonale ainsi que la séquence d'empilement sont représentés sur la Figure 3.1-1.

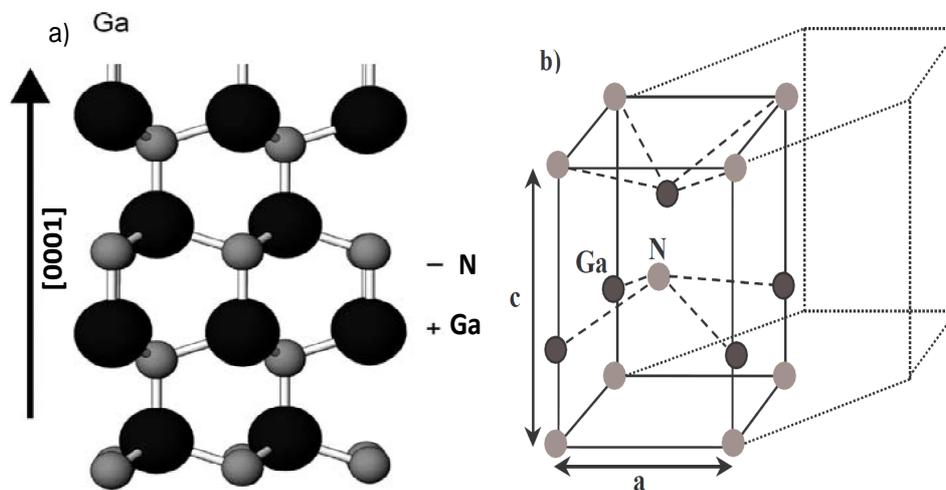


Figure 3.1-1 : a) Séquence d'empilement des atomes, b) Arrangement des atomes dans la maille élémentaire du GaN hexagonal.

Parmi les substrats hôtes utilisés pour la croissance du GaN, nous avons par exemple le saphir ([Hei02]), le carbure de silicium ([Dub95]), le diamant ([Dum07]). Dans notre cas, la croissance a été réalisée sur silicium. En effet, le silicium (111) de haute résistivité offre l'avantage d'une vaste disponibilité en taille associée à un coût très compétitif vis-à-vis des autres substrats hôtes, une conductivité thermique similaire au GaN ([Vur01]) et une pos-

sible intégration des dispositifs GaN avec la technologie silicium standard. Néanmoins, le désaccord en paramètre de maille avec le GaN reste très élevé (~17%) engendrant des taux de dislocation supérieurs à  $10^9 \text{ cm}^{-2}$  (variable en fonction de la technique de croissance utilisée). En effet, le désaccord en paramètre de maille entre la couche de GaN obtenue par épitaxie et le silicium se manifeste par une contrainte élastique à laquelle il faut ajouter une contrainte thermique due au refroidissement de la couche lors de l'épitaxie. Cette énergie emmagasinée se dissipe pour relaxer le matériau en formant, entre autres, des dislocations. Pour réduire ce taux de dislocation, des couches de nucléation (>10 nm) constituées de séquences AlN/GaN sont systématiquement réalisées préalablement à la couche tampon de GaN (~1.5  $\mu\text{m}$ ) **([Sem01])**.

Pour l'hétéroépitaxie AlGaIn/GaN sur laquelle nos composants ont été fabriqués, la technique de croissance qui a été utilisée par la société EpiGaN est l'épitaxie en phase vapeur à partir de précurseurs Organométalliques. La dénomination courante utilisée est Metal-Oxide Chemical Vapour Deposition (MOCVD). Cette technique, généralement utilisée dans le milieu industriel consiste à réaliser une pyrolyse des précurseurs des éléments constituant à proximité de la surface du substrat chauffé. Le précurseur le plus utilisé pour l'élément azote est l'ammoniac ( $\text{NH}_3$ ). La diméthylhydrazine (DMH) est aussi parfois utilisée pour des procédés à basse température. Les précurseurs les plus utilisés pour l'élément Ga sont les composés organométalliques (tri-méthyl-gallium (TMGa) et tri-éthyl-gallium (TEGa)). Les étapes de la croissance sont les suivantes : le substrat est tout d'abord chauffé à haute température (de l'ordre de  $1000^\circ\text{C}$ ) sous flux d'ammoniac. Il se produit alors une nitruration du substrat qui permet une meilleure nucléation de la couche tampon. La couche tampon est ensuite déposée à plus basse température (environ  $500^\circ\text{C}$ ) puis cristallisée à la température de croissance de la couche (environ  $1000^\circ\text{C}$ ) avant l'épitaxie d'une couche épaisse de nitrure de gallium **([Vel03])**. Les paramètres de maille, les coefficients de dilatation thermique et les conductivités thermiques du GaN de l'AlN et du Si sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Semi-conducteur	Structure cristalline	Paramètres De maille (Å)	Conductivité Thermique (W.cm <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	Coefficients de Dilatation Thermique $\alpha$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )		Constante Dielectrique Relative statique $\epsilon_r$
				$\frac{\Delta a_0}{a_0}$	$\frac{\Delta c_0}{c_0}$	
GaN	H	a <sub>0</sub> = 3.189 c <sub>0</sub> = 5.185	1.3	5.6	7.7	$\epsilon_{r//} = 10.3$ $\epsilon_{r\perp} = 9.2$
AlN	H	a <sub>0</sub> = 3.112 c <sub>0</sub> = 4.982	2	4.2	5.3	$\epsilon_{r//} = 9.3$ $\epsilon_{r\perp} = 7.8$
Si (111)	C	a <sub>0</sub> = 5.43	1.5	3.59		$\epsilon_r = 11.7$

Tableau 3.1-1 : Paramètres de maille, propriétés thermiques et constante diélectrique statique relative, du GaN, de l'AlN et du Si. Les paramètres de maille du composé ternaire Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N se déduisent à partir d'une interpolation linéaire en fonction du taux d'aluminium (Loi de Vegard) :  $a_{Al_xGa_{1-x}N} = a_{GaN} - (a_{GaN} - a_{AlN})x$ .

➤ *Origine du gaz bidimensionnel d'électrons et densité électronique théorique dans l'hétéro-structure utilisée (Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N/GaN)*

Comme on peut le constater sur la structure Wurtzite du GaN, elle ne possède pas de centre de symétrie suivant l'axe c, cela implique une polarité à la surface du matériau. En général, avec la technique de croissance par MOCVD la polarité du GaN est de type Ga. En d'autres termes, le dernier plan atomique est composé d'atome de gallium. Le GaN, du fait qu'il soit dépourvu de centre de symétrie (non-centrosymétrique) rentre dans la classe cristalline dite piézoélectrique. La piézoélectricité est l'aptitude de certains matériaux à produire une charge électrique dipolaire proportionnelle à la contrainte mécanique (traction ou compression) qui les déforme. Cet effet résulte essentiellement de l'existence de dipôles électriques internes, créés par la séparation à l'échelle de la maille du centre de gravité des charges positives (Ga<sup>3+</sup>) de celui des charges négatives (N<sup>3-</sup>) sous l'effet d'une contrainte externe. Le GaN présente également une polarisation électrique spontanée (moment dipolaire) permanente en l'absence de contrainte (champ extérieur), de ce fait il est considéré comme un matériau polaire. Cette polarisation spontanée que présente le GaN varie avec la température, il appartient donc à la classe appelé pyroélectrique. Cette dernière classe est composée

de cristaux non ferroélectriques typiques des nitrures éléments de la colonne III du tableau de Mendeleïev qui cristallisent dans une structure hexagonale.

On comprend bien que l'on aura deux types de polarisation dans une hétérostructure  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$ . Ces deux types de polarisations sont à l'origine de la formation du gaz d'électrons bidimensionnel. En effet, les forces externes générées dans ce type de structure proviennent des désaccords de maille et/ou des désaccords des coefficients de dilatation thermique. Lorsque la structure ( $\text{AlGaN}$ ) subit une déformation en tension biaxiale dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance, le vecteur de polarisation piézoélectrique est orientée dans le même sens que le vecteur de polarisation spontanée, (pour le GaN face Ga (orientation [0001])). Cependant, si la structure subit une déformation en compression biaxiale dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance, le vecteur polarisation piézoélectrique est orienté dans le sens opposé du vecteur de polarisation spontanée. La relation contraintes-déformations a été abordée dans de nombreuses thèses ([Vel03]) et ne sera pas détaillée dans ce manuscrit. Il en ressort que lorsque le nitrure de gallium est soumis à une déformation en compression biaxiale, c'est à dire quand la variation relative de la constante de maille  $a_0$  ( $\Delta_{a_0} = \frac{a_0 - a}{a} < 0$ ) est négative dans le plan de base de la structure, le matériau répond par un accroissement positif de la variation relative du paramètre de maille  $c$ . En revanche si la structure subit une déformation en tension biaxiale ( $\Delta_{a_0} = \frac{a_0 - a}{a} > 0$ ), c'est le phénomène inverse qui se produit. Dans le cas de la couche que nous avons utilisée, le GaN est relativement épais ( $\sim 1.5 \mu\text{m}$ ) et peut donc être considéré comme étant relaxé. Le paramètre de maille  $a_0$  de la couche  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  étant inférieur à celui du GaN, il est donc contraint en tension Figure 3.1-2 car le GaN lui impose son paramètre de maille (croissance pseudomorphique).

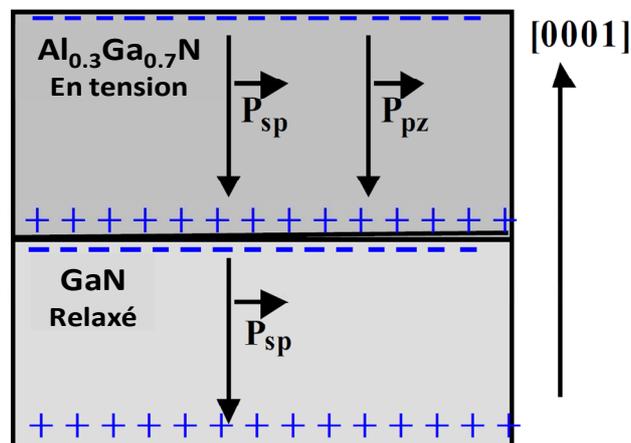


Figure 3.1-2 : Effet de la polarisation totale sur notre structure  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$  face Ga.

Les polarisations totales dans les deux couches sont donc :

$$\begin{aligned}\vec{P}_{AlGaN} &= \vec{P}_{AlGaN}^{PZ} + \vec{P}_{AlGaN}^{SP} \\ \vec{P}_{GaN} &= \vec{P}_{GaN}^{SP}\end{aligned}\quad 3.1-1$$

La polarisation spontanée du GaN est  $\vec{P}_{GaN}^{SP} = -0.034 \text{ (C/m}^2\text{)}$  ([Ber97]), la polarisation spontanée du composé ternaire  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  est obtenue à partir des valeurs de polarisation spontanée de l'AlN et du GaN, une loi linéaire peut être établie pour représenter l'évolution de la polarisation spontanée du composé ternaire en fonction du taux d'aluminium. Dans notre cas, le taux d'aluminium est de 30% donc  $\vec{P}_{AlGaN}^{SP} = -0.049 \text{ (C/m}^2\text{)}$ <sup>3</sup> ([Ber97]). Pour calculer la polarisation piézoélectrique, l'on détermine les constantes piézoélectriques (tirées des travaux de Ambacher ([Amb99]))  $e_{31}$  et  $e_{33}$  de notre couche ;  $e_{31} = -0.523 \text{ (C/m}^2\text{)}$  et  $e_{33} = 0.511 \text{ (C/m}^2\text{)}$  et les constantes élastiques  $c_{13} = 104.5 \text{ GPa}$  et  $c_{33} = 395.4 \text{ GPa}$ . La polarisation piézoélectrique est obtenue par la formule suivante : (cas d'une contrainte biaxiale)

$$\vec{P}_{AlGaN}^{PZ} = 2 \frac{a_0 - a}{a} \left( e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \text{ (C/m}^2\text{)} \quad 3.1-2$$

Où  $a_0 = 3.189 \text{ \AA}$ , est le paramètre de maille de l'AlGaN contraint qui est égal au paramètre de maille du GaN et  $a$  le paramètre de maille de AlGaN relaxé avec une composition en aluminium de 30% ;  $a = 3.166 \text{ \AA}$ .  $\vec{P}_{AlGaN}^{PZ} = -0.005 \text{ (C/m}^2\text{)}$ .

La densité de charge fixe à l'interface de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ / GaN est donc de l'ordre de  $\sigma = -0.02 \text{ C/m}^2$  ( $\vec{P}_{AlGaN} - \vec{P}_{GaN}$ ).

La largeur de bande interdite du GaN est de l'ordre de 3.39 eV à 300 K, celle de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  peut être obtenue à partir d'une loi empirique quadratique (loi de Vegard) en fonction du pourcentage d'aluminium et des largeurs de bandes interdites du GaN et de l'AlN :

$$E_g^{Al_{0.3}Ga_{0.7}N} = E_g^{AlN} \times 0.3 + E_g^{GaN} \times (1 - 0.3) - B^{AlGaN} \times 0.3(1 - 0.3) \quad 3.1-3$$

Où  $B = 1 \text{ eV}$  pour l'AlGaN ([Vur01]).  $B$  est appelé le bowing factor (facteur de courbure) et  $E_g^{AlN} = 6.2 \text{ eV}$ .

La largeur de bande interdite pour notre composé ternaire est donc  $E_g^{Al_{0.3}Ga_{0.7}N} = 4.38 \text{ eV}$  à 300 K. Comme on peut le constater, la largeur de la bande interdite de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  est supérieure à celui du GaN. La mise en contact de ces deux matériaux entraîne une discontinuité des bandes de conduction et de valence. Cette discontinuité associée aux champs élec-

---

<sup>3</sup>  $P_{Al_xGa_{1-x}N}^{SP} = -0.090 \times x - 0.034 \times (1 - x) + 0.037x \times (1 - x)$

triques induits par les effets des polarisations piézoélectrique et spontanées au sein des matériaux, va engendrer la formation d'un puits d'énergie quasi-triangulaire à l'interface  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$ . Les électrons issus des donneurs en surface **([Ibb00])** sont entraînés sous l'effet des polarisations à l'interface, et vont être confinés à l'intérieur du puits quantique, donnant naissance à un gaz bidimensionnel d'électrons dans le GaN. La densité de charge surfacique de polarisation est donnée par  $-\frac{\sigma}{q} = 1.25 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

A l'aide d'un logiciel de simulation numérique de type Schrödinger-Poisson, nous avons tracé le diagramme de bandes ainsi que la densité volumique de charge  $n$  dans le cas de notre hétérostructure  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$  avec une épaisseur de barrière de 22 nm, Figure 3.1-3. Le potentiel de surface est fixé à 1.8 eV **([Med08])**.

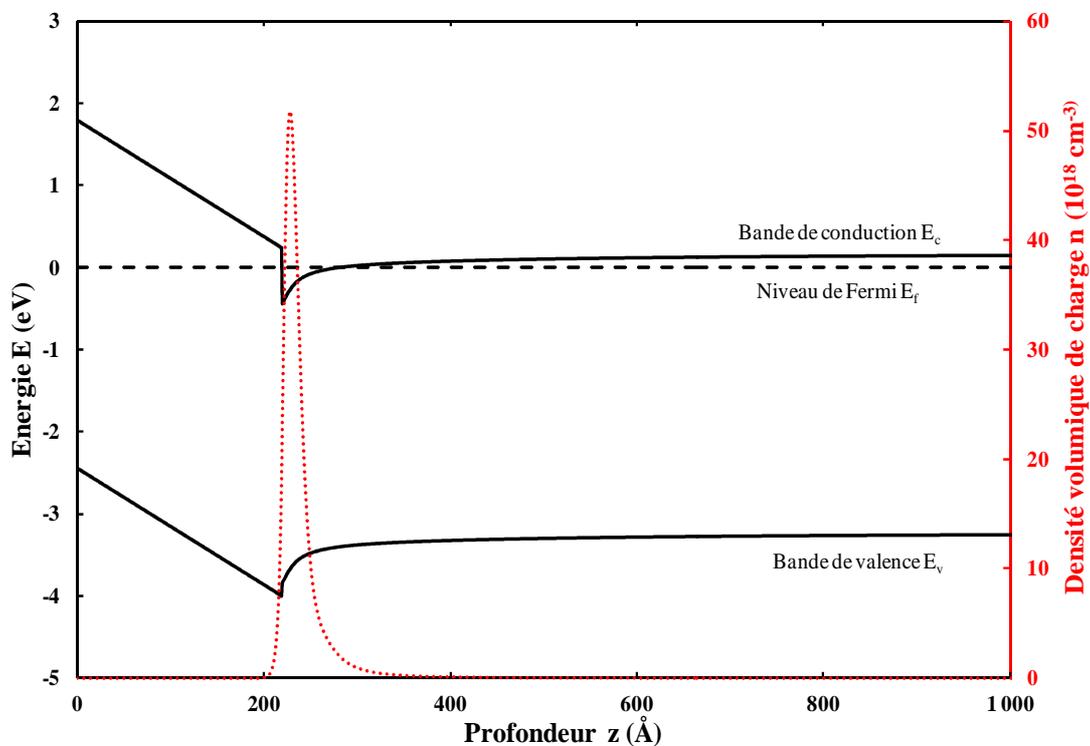


Figure 3.1-3 : Diagramme de bandes et densité volumique de charge pour l'hétérostructure  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$  avec une épaisseur de barrière de 22 nm.

On remarque la formation d'un puits d'énergie quasi triangulaire à l'interface  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$  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  $1.25 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Cette valeur est en accord avec la densité de charges surfacique de polarisation déduite des différentes équations de polarisations. Ce résultat valide donc la concentration de porteurs annoncée par le fournisseur EpiGaN pour cette structure.

## 3.1.2 TECHNOLOGIE DE FABRICATION

Dans cette partie du manuscrit, nous allons discuter les différentes étapes de fabrication des SSDs. Je n'ai pas personnellement fait la technologie, la synthèse présentée dans cette section est issue des nombreuses interactions que j'ai eu avec les technologues. Ma contribution a été le design des masques, étape nécessaire pour la fabrication.

### ➤ *Les marques d'alignement*

La réalisation des marques d'alignement est la première étape du procédé de fabrication de nos Selfs-Switching Diodes par lithographie électronique. Ces marques permettront au faisceau du masqueur électronique de se référencer afin d'écrire les différents motifs des niveaux suivants aux emplacements désirés avec une précision de quelques nanomètres. Dans notre cas, les marques d'alignement électronique sont des motifs carrés métalliques de 8  $\mu\text{m}$  et de 20  $\mu\text{m}$  de côté. Lors de cette étape, nous réalisons également des motifs d'alignement optiques (croix) qui serviront lors des étapes de lithographie optique ne nécessitant pas un alignement de précision nanométrique (étapes concernant l'isolation et les plots d'épaississement).

Pour réaliser ces motifs, nous utilisons une bicouche de résines électroniques (électrosensibles) permettant d'obtenir un profil casquette après développement. Les motifs sont déposés dans un bâti d'évaporation sous vide à l'aide d'un séquentiel métallique Mo/Ni/Mo. Ces métaux sont choisis afin de résister aux différentes étapes de fabrication et plus particulièrement au recuit à haute température des contacts ohmiques. En effet, les marques doivent contraster avec la surface mais également garder des flancs bien nets pour pouvoir être lues par le masqueur électronique. L'or (Au) permet aux marques d'obtenir un meilleur contraste avec la surface mais il possède une température de fusion (1064°C) trop proche de celle du recuit des contacts ohmiques (900°C). Le Molybdène (Mo) est un matériau réfractaire qui possède une température de fusion élevée (2623°C) permettant aux marques d'alignements de conserver des flancs bien nets après le recuit à haute température. Par contre, il s'agit d'un matériau très contraint, ce qui limite l'épaisseur pouvant être déposée et donc le contraste avec la surface. Pour obtenir une épaisseur suffisante et se libérer des contraintes, une couche de nickel (Ni), dont la température de fusion est de 1450°C, est intercalée entre les deux couches de Molybdène.

➤ *Les contacts ohmiques*

Les contacts ohmiques ([Rid75]) de l'anode et de la cathode sont réalisés par lithographie électronique. La précision offerte par ce procédé permet d'obtenir des contacts avec des flancs bien définis dans le but d'éviter des courts-circuits, surtout quand la distance entre le contact et la future zone active est assez courte, de l'ordre de quelques centaines de nanomètre.

Pour réaliser les contacts ohmiques, nous utilisons une bi-couche de résine électronique (COPO/PMMA) nous permettant d'obtenir un profil casquette après révélation. Après développement et exposition de la résine, nous effectuons une désoxydation de la surface à partir d'une solution d'acide chlorhydrique (HCL). Avant de déposer le contact, nous réalisons une gravure IBE (Ion Beam Etching) in situ dans le bâti de métallisation. Cette gravure permet d'enlever la couche de passivation (Nitrure de Silicium) présente sur l'épitaxie afin de réaliser un contact métal/semi-conducteur. Les contacts sont ensuite déposés par évaporation sous vide à l'aide d'un séquentiel métallique Ti/Al/Ni/Au.

La couche de titane (Ti) sert à la fois de couche d'accroche et permet la formation après recuit à haute température d'un alliage de nitrure de Titane (TiN) à l'interface entre le contact métallique et le semi-conducteur. Cet alliage présente un travail de sortie inférieur à ceux du GaN et de l'AlGaN, favorisant le passage des électrons par effet thermoïonique. La résistance de contact dans ce cas de figure est donnée par ([Shu87]) :

$$R_c = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{q\Phi_{MS}}{kT}\right) \quad 3.1-4$$

Où  $A^*$  est la constante de richardson,  $T$  est la température et  $\Phi_{MS}$  est la hauteur de barrière présentée aux électrons (la différence entre le travail de sortie du métal et l'affinité électronique du semi-conducteur).

Comme on peut le remarquer dans l'équation, la réduction de la barrière peut conduire à une baisse de la résistance de contact. De plus, les lacunes d'azote N, engendrées par la migration de cet atome de la barrière vers le métal, sont autant d'états donneurs qui permettent de pincer le niveau de fermi à l'interface métal/semi-conducteur. Cet accrochage du niveau de fermi va faciliter le passage des électrons par effet tunnel dont l'expression du courant est donnée par ([Shu87]) :

$$I_{Tunnel} \propto \exp\left(\frac{-4\sqrt{m_{eff}\epsilon_r\epsilon_0} \cdot (\Phi_{MS} - V)}{\hbar\sqrt{N_D}}\right) \quad 3.1-5$$

Si l'on regarde l'expression de la résistance de contact dans un semi-conducteur dopé,

$$R_C \propto \exp\left(\frac{4\sqrt{m_{eff}\epsilon_r\epsilon_0}\cdot\Phi_{MS}}{\hbar\sqrt{N_D}}\right) \quad 3.1-6$$

On se rend compte que l'abaissement de la barrière ( $\Phi_{MS}$ ) facilitant le passage des électrons par effet thermoïonique et le « dopage » ( $N_D$ ) engendré par l'alliage TiN qui rajoute un effet tunnel vont bien dans le sens de la formation de contact ohmique de faible résistivité après un recuit thermique à haute température.

Le rôle de la couche d'Aluminium (Al) est plus complexe. Celle-ci permet de former un alliage Ti-Al à l'interface avec le titane. Cet alliage diminue la réactivité entre le titane et le GaN, et donc empêche la formation de volumes creux à l'interface due à la migration du Gallium (Ga). Ces volumes creux à l'interface sont dommageables car ils augmentent la résistivité du contact ohmique. Le rapport entre les épaisseurs des couches de Titane et l'Aluminium est optimisé afin de réduire ces volumes creux tout en conservant la formation d'une couche de Ti nécessaire pour obtenir un comportement ohmique du contact.

La couche de nickel (Ni) empêche la formation lors du recuit à haute température d'un alliage Al-Au entre l'aluminium et l'or (Au) de la couche supérieure. Cet alliage est friable ce qui endommage la qualité des contacts.

Enfin, la couche supérieure d'or, qui est un très bon conducteur électrique, permet de protéger l'aluminium de l'oxydation. L'étape finale consiste à réaliser un recuit rapide (30s) à haute température (900°C) afin qu'ils présentent un comportement ohmique.

#### ➤ *L'isolation des composants*

L'isolation permet de confiner les lignes de courant dans l'espace situé entre l'anode et la cathode et de définir le développement des SSDs par destruction de la zone active de l'épithaxie en dehors de la zone de fonctionnement du composant. Dans la fabrication des SSDs, la technique d'isolation utilisée est l'implantation ionique. Cette technique consiste à bombarder d'ions l'épithaxie afin de briser le réseau cristallin et rendre la zone active amorphe. Cette technique comporte deux avantages par rapport à la technique de gravure (méso). Le premier réside dans le fait que la technologie reste planaire, le second est que l'orientation cristalline a peu d'effet sur l'implantation, contrairement à la gravure où une attention particulière doit être accordée aux plans réticulaires.

L'isolation des composants ne nécessite pas une précision nanométrique, elle est donc réalisée par procédé de lithographie optique, plus rapide et moins coûteux que la lithographie

électronique. La réalisation de cette étape commence par le dépôt d'une bicouche de résine photo-sensible. Après exposition à un rayonnement UV et le développement de la résine, la couche supérieure de la résine constituée de S1828, va se polymériser durant l'implantation tandis que la couche inférieure constituée de LOR10A, sera protégée. Cela permettra de faciliter le dé-résinage après l'implantation. L'isolation des composants est donc obtenue par implantation d'ions He<sup>+</sup> de différentes énergies (20, 30 et 80 keV avec des doses respectives de (0.2, 1, 1.5 at/cm<sup>2</sup>).

➤ *La gravure des SSDs*

En raison de la taille du canal des SSDs (75 nm pour les plus petites) et donc la proximité des zones à graver avec une profondeur et une largeur minimale de 50 nm, il aurait été assez difficile d'utiliser une méthode de gravure chimique qui poserait d'énorme problème notamment en termes de gravure latérale. Afin d'éviter ce problème et avoir des flancs de gravure les plus verticaux possible, nous avons opté pour une gravure sèche. Une étude de gravure en fonction du type et de l'épaisseur de résine a donc été faite afin d'atteindre les dimensions demandées. A ce effet, nous avons testé une résine optique UV210, qui peut être utilisée pour de la lithographie électronique, la raison est que cette résine résiste plutôt bien à la gravure type plasma. Cependant, comme on peut le remarquer sur la Figure 3.1-4 pour des dimensions inférieure à 100 nm, d'importants stress mécaniques font que les tranchées ne sont pas bien définies par endroit. Au final, c'est donc la résine PMMA qui a été retenue. En utilisant la technique de gravure ICP/RIE nous avons obtenu une bonne définition des tranchées avec un temps de gravure raisonnable (~140 nm/mn).

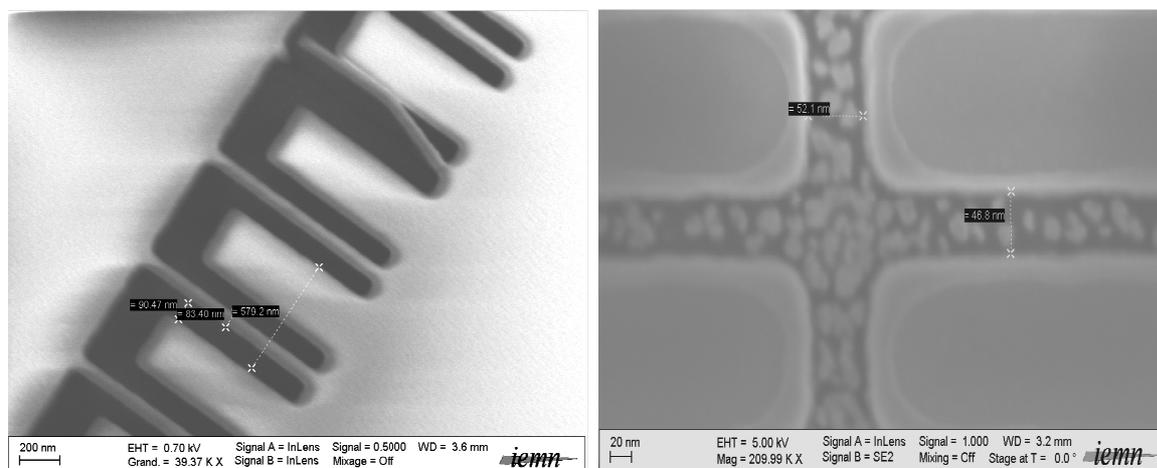


Figure 3.1-4 : Test de résine pour la gravure. (a) Problème de stress mécanique avec la résine UV210. (b) Gravure de 50 nm réussie avec la résine PMMA.

### ➤ *La passivation*

La passivation des composants est une étape majeure en vue de la fabrication de SSDs fiables et performantes. Le dépôt d'une couche de diélectrique à la surface du semi-conducteur a plusieurs objectifs. Cela permet de protéger la surface des agressions extérieures qu'elles soient physiques ou électriques. De plus, la couche de passivation sert à neutraliser les liaisons pendantes en surface du semi-conducteur ([Amb02]). Celles-ci sont autant de défauts potentiels susceptibles d'augmenter la dispersion entre le régime statique et dynamique. La couche de passivation permet de diminuer la densité de pièges d'interface, elle doit également être fortement résistive et posséder un champ de claquage élevé afin de ne pas limiter les performances en puissance du composant.

Comme passivation, nous avons utilisé un diélectrique à forte permittivité (high  $k$ ), l'oxyde d'aluminium  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ([Fou99]), déposé par ALD (Atomic Layer Deposition)  $\sim 10$  nm.

### ➤ *Les plots d'épaississements*

La dernière étape de fabrication des SSDs est la réalisation des plots d'épaississements. Ces plots métalliques sont destinés à recouvrir les contacts ohmiques et à s'étendre sur les zones isolées du composant pour réaliser l'interconnexion. De par leur grandes dimensions, ils permettent soit la caractérisation sous pointes des SSDs dans ce cas ils forment des lignes d'accès coplanaires (Coplanar Wave guide) soit la caractérisation en espace libre dans ce cas ce sont des antennes. Ces plots d'épaississement sont réalisés par lithographie optique. La première étape consiste à déposer une couche de résine photosensible permettant, après exposition et développement, d'ouvrir la couche de passivation aux endroits où les plots d'épaississement seront déposés. L'ouverture de la couche de passivation  $\text{Al}_2\text{O}_3$  s'effectue par gravure ICP/RIE (Inductively Coupled Plasma/Reactive Ion Etching). Enfin, les plots d'épaississement sont déposés par évaporation sous vide à l'aide d'un séquentiel métallique Ti/Au. Une épaisseur des plots métalliques de l'ordre de 800nm permet de minimiser les pertes résistives au sein des accès.

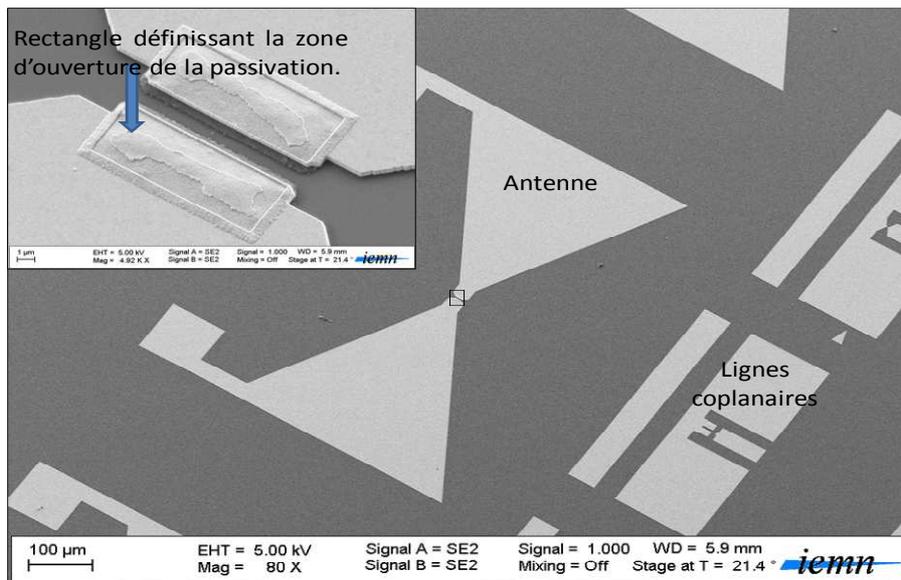


Figure 3.1-5 : Épaissements antennes et lignes coplanaires. Au centre de l'antenne est montré la zone où l'ouverture de passive à été faite pour contacter les contacts ohmiques.

### 3.1.3 CARACTÉRISATION MATÉRIAU

➤ *Caractérisation des contacts ohmiques*

Il existe plusieurs techniques de caractérisation des contacts ohmiques, la méthode des quatre pointes ([Smi58]), ([Ter69]), la technique Cox-Starck ([Cox67]) et les mesures de TLMs (Transmission Line Model) ([Ree82]). La technique la plus couramment utilisée est la méthode TLM. Une version simplifiée de la méthode TLM, appelée circulaire TLM (CTLM), a également été démontrée dans ([Mar82]), ([Klo04]), ([Ree80]). Pour un dispositif planaire avec deux contacts ohmiques identiques, séparés par une distance de L comme montré sur la Figure 3.1-6, la résistance de contact total est donnée par :

$$R_{Total} = 2(R_C + R_E + R_{AN}) + R_{Sh} \frac{L}{W} \quad 3.1-7$$

où  $R_C$  est la résistance de contact,  $R_E$  est la résistance sous le contact ohmique,  $R_{AN}$  la résistance à l'interface entre la zone sous le contact et la zone active,  $R_{sh}$  la résistance carrée de la couche, L la longueur du contact ohmique et W la largeur de ce dernier.

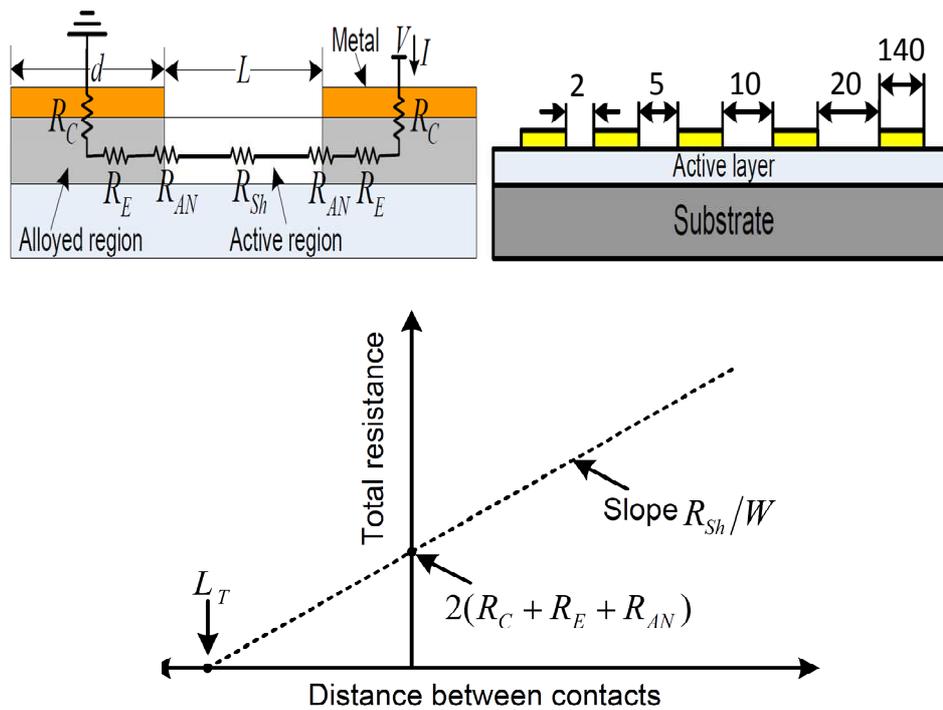


Figure 3.1-6 : (a) Illustration d'un composant planaire avec la zone active entre deux contacts ohmiques identiques. (b) longueur des motifs TLMs que nous avons utilisé pour la mesure de la résistance de nos contacts (La largeur du contact est donné par  $W=140 \mu\text{m}$ ) l'unité est le micromètre. (c) Relation entre la résistance totale entre deux contacts ohmiques et la distance qui les sépare.

Les régions sous les métaux déposés par évaporation sous vide pour former les contacts peuvent avoir des niveaux de dopage supérieurs à la région active par conséquent la résistance par carré des régions sous les contacts peut être différente de celle de la région active. Si aucune technique d'alliage n'est utilisée pour former les contacts ohmiques ils deviennent égaux. Les interfaces entre la région sous les contacts et la région active peuvent contribuer à certaines résistances  $R_{AN}$  qui influent sur la résistance ohmique de contact mesurée ([Shu87]). On peut voir à partir de l'équation qu'il y a quatre paramètres inconnus. Les trois premiers forment la résistance ohmique totale qui peut être obtenue en mettant plusieurs valeurs différentes de  $L$  et en mesurant les résistances correspondantes. Ainsi, les mesures issues des TLMs présents à différents endroits du wafer sont répertoriées dans le tableau ci-dessous et permettent de déduire l'ordre de grandeur de la résistivité de nos contacts qui est de  $0.4 \Omega.\text{mm}$ .

Dimensions ( $\mu\text{m}$ )	largeur W	L1	L2	L3	L4	L5	Résistivité ( $\Omega\cdot\text{mm}$ )	Résistance carrée
	<b>140</b>	<b>2</b>	<b>5</b>	<b>10</b>	<b>20</b>	<b>30</b>		
RUN 1	$R_1 (\Omega)$	10.6	17.6	29.1	51.6	74	0.42	319
	$R_2 (\Omega)$	10.6	17.8	29.5	52.7	75.4	0.41	320
RUN 2	$R_1 (\Omega)$	11	18	29.9	53.1	76	0.4	320
	$R_2 (\Omega)$	11.8	18.1	29.8	52.4	75.1	0.43	318
RUN 3	$R_1 (\Omega)$	10.7	18.8	32.2	59.3	85.8	0.34	320
	$R_2 (\Omega)$	9.7	17.4	30.6	57	82.9	0.31	318

Tableau 3.1-2 : Résumé des TLMs mesurés sur les trois différents RUN. Pour chaque RUN, au minimum deux TLMs ont été mesurés à différents endroits du wafer.

➤ Mesures par effet Hall et trèfles de van der Pauw

Quand un échantillon semi-conducteur de type n, avec des dimensions  $l \times b \times w$  (longueur, largeur, épaisseur) est exposé à un champ électrique  $\vec{E}$ , le déplacement des électrons dans l'échantillon se fait parallèle au champ électrique mais dans la direction opposée. Si un champ magnétique est également appliqué à l'échantillon avec sa direction perpendiculaire au champ électrique, des forces de Lorentz  $\vec{F}_L$  s'exercent sur le déplacement des électrons. La force de Lorentz appliqué sur un électron en mouvement est donné par :

$$\vec{F}_L = q\vec{v}_{\text{déplacement}} \times \vec{B} \quad 3.1-8$$

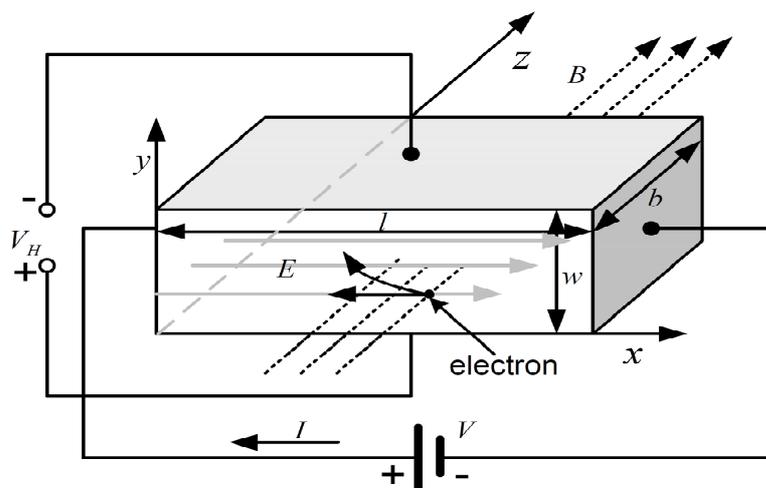


Figure 3.1-7 : Illustration de l'effet Hall

La force de Lorentz dévie la direction du mouvement des électrons en dehors de sa direction initiale, parallèle au champ électrique, comme indiqué dans la Figure 3.1-7. Le champ électrique et le champ magnétique sont appliqués respectivement le long des axes x et z. Les électrons dans l'échantillon se déplacent de la droite vers la gauche, sous l'effet du champ électrique. La force de Lorentz courbe le déplacement des électrons vers le haut résultant en une accumulation des électrons sur le bord supérieur de l'échantillon. Les électrons accumulés créent un champ électrique vertical ou un domaine Hall ( $E_y$ ) qui s'oppose aux électrons qui ont été déviés par la force de Lorentz. Comme à l'état d'équilibre, il n'y a pas de courant se déplaçant verticalement, un point d'équilibre est atteint ou l'effet Hall est établi lorsque le potentiel vertical est égal à la force de Lorentz. L'état d'équilibre est mathématiquement exprimée par,

$$qE_y = qv_d B \quad 3.1-9$$

Le champ de Hall est alors donné par :

$$E_y = v_d B \quad 3.1-10$$

Or

$$E_y = v_d B = \frac{J_d}{qn_s} B = J_d R_H B \quad 3.1-11$$

Où  $R_H$  est appelé coefficient de Hall. Le champ de Hall peut être déduit de la mesure extérieure de la tension de Hall  $V_H$  donnée par :

$$V_H = E_y w \quad 3.1-12$$

La concentration des électrons  $n_s$  peut être exprimée en réarrangeant l'équation 3.1-11 comme suit :

$$n_s = \frac{1}{qR_H} = \frac{JB}{qE_y} = \frac{(I/wb)B}{q(V_H/w)} = \frac{IB}{qV_H b} \quad 3.1-13$$

On peut remarquer que tous les termes à droite de l'équation sont connus ou mesurables.

L'effet Hall est utilisé non seulement pour mesurer la concentration réelle des porteurs, mais aussi pour examiner la polarité de ces derniers. Cependant, la précision de la méthode de mesure à effet Hall classique dépend de la dimension de l'échantillon, par exemple, la largeur  $b$  de l'échantillon (voir l'équation 3.1-13). Cependant, la méthode développée par Van der Pauw pour la mesure de Hall et de la résistivité est adaptée aux échantillons de maté-

riaux avec des formes arbitraires ([Van58]). Les conditions fondamentales pour la validité de la méthode de Van der Pauw, est que les contacts doivent être sur la périphérie de l'échantillon et suffisamment petit. En outre, l'échantillon doit avoir une épaisseur uniforme et être exempt de défauts physiques comme des trous par exemple ([Van59]).

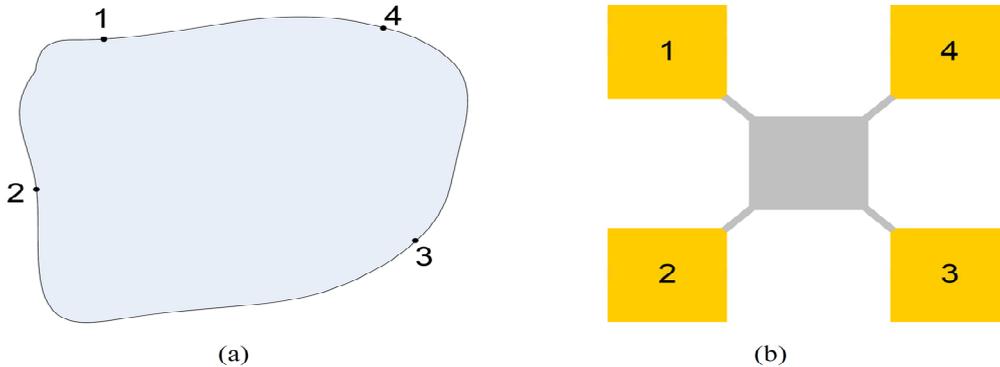


Figure 3.1-8 : Illustration de la méthode de Van der Pauw pour les mesures de Hall. (a) Un échantillon avec une forme aléatoire. (b) Notre motif de test utilisé pour réaliser les mesures.

La Figure 3.1-8 montre la géométrie de l'échantillon mise en évidence par Van der Pauw. En supposant que l'échantillon présente un dopage uniforme, quatre contacts désignés 1, 2, 3, et 4 sont situés de façon aléatoire sur la périphérie de l'échantillon (Figure 3.1-8a). Lorsque le courant passe entre les deux contacts (par exemple 1 et 2), la différence de potentiel ( $V_{34}$ ) entre les deux autres contacts (par exemple 3 et 4) est mesurable. Ainsi la résistance entre les contacts 3 et 4 provient de  $R_{12-34} = V_{34}/I_{12}$ . De même lorsque le même courant passe entre les contacts 1 et 4, et la résistance de contact entre 2 et 3 est calculée comme suit :  $R_{14-23} = V_{23}/I_{14}$ . La relation entre les deux résistances  $R_{12-34}$  et  $R_{14-23}$ , est régie par l'équation suivante :

$$\exp(-\pi w R_{12-34}/\rho) + \exp(-\pi w R_{14-23}/\rho) = 1 \quad 3.1-14$$

Où  $W$  et  $\rho$  sont respectivement l'épaisseur et la résistivité de l'échantillon.

Le modèle pratique que nous avons utilisé pour appliquer la méthode de Van der Pauw est illustré à la Figure 3.1-8b dans laquelle il y a cinq carrés de taille égale. Le carré central est le matériau à tester et les quatre carrés extérieurs sont les contacts ohmiques. Ce modèle conduit à une version simplifiée de l'équation 3.1-14, car  $R_{12-34}$  est égal à  $R_{14-23}$ . Ainsi la résistivité du matériau est calculée comme suit ([Van59]) :

$$\rho = \frac{\pi w R_{12-34}}{\ln 2} \quad 3.1-15$$

Lorsque le procédé de Van der Pauw est utilisé pour mesurer la concentration des porteurs et leur mobilité dans le matériau, un courant est appliqué entre les deux premiers contacts opposés, par exemple 1 et 3 sur la Figure 3.1-8. La résistance entre les deux autres contre-contacts 2 et 4, est alors mesurée. Une fois un champ magnétique  $\vec{B}$  supplémentaire est appliquée verticalement sur l'échantillon un changement de la résistance de contact entre 2 et 4 ( $\Delta R$ ) qui est mesurable est induit. Cette variation de résistance est liée au coefficient de Hall  $R_H$  par **([Van59])** :

$$R_H = \frac{w}{B} \Delta R \quad 3.1-16$$

Ainsi, en introduisant la résistance  $\Delta R$  mesurée dans l'équation 3.1-16 pour calculer le coefficient de Hall  $R_H$ , et en mettant ensuite  $R_H$  dans l'équation 3.1-13, La concentration des porteurs est déduite. La mobilité des porteurs est obtenue en mettant à la fois la concentration des porteurs et la résistivité dans l'équation ci-dessous :

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{qn_s \mu} \quad 3.1-17$$

Les mesures obtenues par effet Hall ont été effectuées sur les Run technologiques 2 et 3 (Tableau 3.1-3), à différents endroits des wafers pour vérifier l'homogénéité de ces derniers.

	Coefficient de Hall $R_H$ ( $m^2/C$ )	Tension de Hall moyenne $V_H$ (mV)	$\mu_n$ ( $cm^2/V.s$ )	$n_s$ ( $cm^{-2}$ )
RUN 2	54.3	1.62	1970	$1.15 \times 10^{13}$
	52.7	1.57	1960	$1.17 \times 10^{13}$
RUN3	51.6	1.57	1810	$1.24 \times 10^{13}$
	50	1.56	1817	$1.22 \times 10^{13}$

Tableau 3.1-3 : Valeurs des mobilités ( $\mu_n$ ) et des densités de porteurs  $n_s$  mesurées par effet Hall avec les trèfles de Van der Pauw (minimum deux trèfles mesurés sur chacun des Run 2 et 3)

## 3.2 INSTRUMENTATION

### 3.2.1 L'ANALYSEUR DE RÉSEAU VECTORIEL

D'un point de vue théorique, un quadripôle quelconque peut être représenté par une matrice carrée de dimension 2 qui peut être soit la matrice impédance [z] ou admittance [y], soit hybride [h] ou une matrice chaîne [k]. Ces diverses matrices expriment les relations entre les tensions et les courants d'entrée et de sortie.

Lorsque des éléments distribués ou répartis (lignes de transmissions) doivent être utilisés à des fréquences supérieures à quelques Mégahertz, les notions de courant et de tension deviennent difficiles à mesurer car ces grandeurs varient le long de la ligne. Il est donc nécessaire d'adopter une méthode générale permettant de caractériser tout type de quadripôle. Cette méthode est connue sous le nom de méthode des paramètres de répartition (paramètres S). Un quadripôle sera donc considéré comme une « boîte noire » dont il sera tenté de démontrer l'influence sur le signal appliqué au travers d'une matrice ne faisant intervenir que des coefficients de réflexion et/ou de transmission. Les paramètres S sont donc très utilisés pour décrire le comportement électrique hyperfréquence de circuits linéaires en fonction du signal d'entrée et des impédances de source et de charge.

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \times \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad 3.2-1$$

La relation matricielle ci-dessus relie les paramètres  $S_{ij}$  d'un quadripôle avec les ondes de puissances incidentes ( $a_i$ ) et les ondes de puissances réfléchies ( $b_j$ ) par les ports du dispositif comme présenté sur le graphe de fluence d'un quadripôle donné sur la Figure 3.2-1.

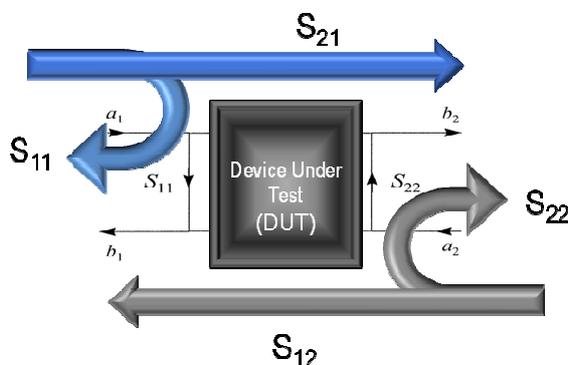


Figure 3.2-1 : Graphe de fluence caractérisant un quadripôle par des paramètres S.

- Le paramètre  $S_{11}$  est le facteur de réflexion à l'entrée du quadripôle, la sortie étant adaptée. ( $a_2=0$ )
- Le paramètre  $S_{22}$  est le coefficient de réflexion à la sortie, l'entrée du quadripôle étant adaptée. ( $a_1=0$ )
- Le paramètre  $S_{21}$  est le coefficient de transmission du système, avec la sortie adaptée. ( $a_2=0$ )
- Le paramètre  $S_{12}$  est le coefficient de transmission inverse, avec l'entrée adaptée. ( $a_1=0$ )

Ces paramètres  $S$  sont généralement complexes, et sont donnés pour une impédance de référence de  $50 \Omega$  (cas de l'adaptation). Ils caractérisent le quadripôle à une fréquence donnée et sont valables uniquement pour des circuits électriques fonctionnant en régime linéaire. Le quadripôle pour pouvoir être mesuré est très souvent relié à l'extérieur par des lignes d'accès. En haute fréquence les tensions et courants parcourant ces accès sont fonctions de l'abscisse sur ces accès, en d'autres termes les paramètres  $S$  sont fonctions de « l'endroit » où sont définis les tensions et les courants. On dit alors qu'ils sont définis dans des plans de référence en entrée et en sortie. Pour obtenir les paramètres  $S$  d'un quadripôle, l'on utilise un analyseur de réseau vectoriel qui à la différence d'un analyseur de réseau scalaire permet d'obtenir le module et la phase des signaux.

Au cours de ces travaux de thèse, pour la caractérisation on-wafer (sous pointes) de l'ensemble des composants en gamme millimétrique et submillimétrique, nous avons utilisé un analyseur de réseau vectoriel qui fonctionne en bande de base jusqu'à 24 GHz et qui est connecté à des modules d'extensions de fréquences de la société Oleson (OML) pour la bande de fréquence WR05 [140-220 GHz] et à des modules d'extension Rohde et Schwarz pour la bande de fréquence WR03 [220-325 GHz]. Pour comprendre le principe de fonctionnement de l'analyseur de réseau, nous allons nous baser sur l'architecture interne d'un module OML utilisé au sein du laboratoire Figure 3.2-2.

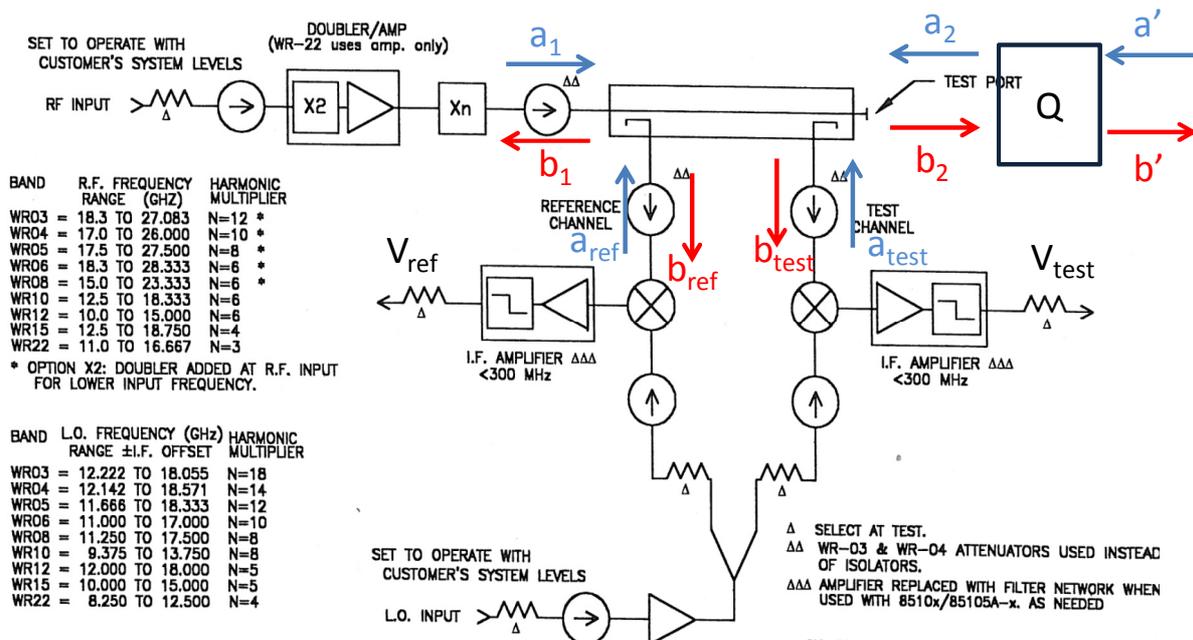


Figure 3.2-2 : Architecture interne d'un module d'extension de fréquence en bande G (140-220 GHz)

La source hyperfréquence injecte à l'entrée du module un signal sinusoïdal avec une fréquence allant de 17.5 à 27.5 GHz. L'impédance d'entrée est l'impédance de référence 50  $\Omega$ . La fréquence du signal RF est multipliée par 8 avant d'attaquer un pont réflectométrique qui est composé de deux coupleurs directifs en guide d'onde dont la directivité est de l'ordre de 35dB. Le signal  $a_1$  arrive sur le coupleur 1, il est transmis avec un affaiblissement ( $A = -20 \times \log S_{12}$ ) sur le test port, onde  $b_2$ . Une partie de l'onde incidente arrivée à l'entrée du coupleur 1 est prélevée et déviée vers l'accès appelé référence avec un couplage ( $C = 10 \times \log (P_1/P_{ref})$ ) ; l'onde  $b_{ref}$  qui se propage sur cet accès va se diriger vers un mélangeur qui est pompé de l'autre côté par un oscillateur local ; la fréquence intermédiaire de référence qui en résulte est amplifiée puis filtrée par un filtre passe bas, l'accès étant fermé sur l'impédance de référence (accès adapté), idéalement aucune onde est réfléchi ( $a_{ref}=0$ ), mais pour s'en assurer un isolateur est placé de part et d'autre du mélangeur. L'onde  $b_2$  qui sort du test port se propage vers le quadripôle, une partie est donc transmise à travers le quadripôle et donne naissance à une onde transmise  $b'$  et une partie est réfléchie vers le test port,  $a_2$  cette onde qui revient attaque le coupleur 2. Une partie est prélevée sur l'accès test appelée onde  $b_{test}$ , le reste est absorbé par un circulateur. Cet accès contient les mêmes composants que ceux présents sur l'accès référence.

Définissons les ondes de puissance pour le réflectomètre à deux coupleurs directifs, relativement à l'impédance de référence 50  $\Omega$ , et les ondes  $a'$  et  $b'$  en sortie du quadripôle Q à

caractériser relativement à la même impédance de référence 50 Ω. Les paramètres  $S'_{ij}$  sont donc donnés par :

$$\begin{aligned} a_2 &= S'_{11}b_2 + S'_{12}a' \\ b' &= S'_{21}b_2 + S'_{22}a' \end{aligned} \quad 3.2-2$$

Pour obtenir les coefficients de réflexion  $S'_{11}$  et de transmission  $S'_{21}$  du quadripôle à caractériser, écrivons les équations caractérisant le pont réflectométrique :

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{12}a_2 + S_{1\text{test}}a_{\text{test}} \\ b_2 &= S_{21}a_1 + S_{2\text{ref}}a_{\text{ref}} \\ b_{\text{ref}} &= S_{\text{ref}2}a_2 + S_{\text{ref}\text{test}}a_{\text{test}} \\ b_{\text{test}} &= S_{\text{test}1}a_1 + S_{\text{test}\text{ref}}a_{\text{ref}} \end{aligned} \quad 3.2-3$$

En partant de la définition générale des paramètres  $S$ ,  $S_{1\text{test}} = b_1/a_{\text{test}}$  ( $a_1=0$ ),  $S_{2\text{ref}} = b_2/a_{\text{ref}}$  ( $a_2=0$ ),  $S_{\text{ref}2} = b_{\text{ref}}/a_2$  ( $a_{\text{ref}}=0$ ),  $S_{\text{ref}\text{test}} = b_{\text{ref}}/a_{\text{test}}$  ( $a_{\text{ref}}=0$ ),  $S_{\text{test}1} = b_{\text{test}}/a_1$  ( $a_{\text{test}}=0$ ),  $S_{\text{test}\text{ref}} = b_{\text{test}}/a_{\text{ref}}$  ( $a_{\text{test}}=0$ ).

Les accès référence (ref) et test sont fermés sur leur impédances de référence 50 Ω, ce qui implique de façon théorique que  $a_{\text{ref}}$  et  $a_{\text{test}}=0$ , on en déduit  $b_{\text{ref}}$ ,  $b_{\text{ref}} = V_{\text{ref}}/(Z_0)^{1/2}$  et  $b_{\text{test}}$ ,  $b_{\text{test}} = V_{\text{test}}/(Z_0)^{1/2}$ . Lorsque l'analyseur de réseau effectue la mesure sur ce port de test, la sortie du quadripôle est fermé sur l'impédance de référence (50 Ω), soit :  $a'=0$ . On rappelle qu'en sortie du quadripôle,  $V' = (a'+b') \sqrt{Z_0}$  ce qui se traduit par :

$$\begin{aligned} a_2 &= S'_{11}b_2 \\ b' &= \frac{V'}{\sqrt{Z_0}} \end{aligned} \quad 3.2-4$$

On en déduit donc :

$$\begin{aligned} \frac{b_{\text{ref}}}{b_{\text{test}}} &= \frac{V_{\text{ref}}}{V_{\text{test}}} = \frac{S_{2\text{ref}}S_{21}S'_{11}}{S_{\text{test}1}} = eS'_{11} \\ \frac{b'}{b_{\text{test}}} &= \frac{V'}{V_{\text{test}}} = \frac{S_{21}S'_{21}}{S_{\text{test}1}} = e'S'_{21} \end{aligned} \quad 3.2-5$$

Connaissant  $e$  et  $e'$ , la mesure des rapports  $V_{\text{ref}}/V_{\text{test}}$  et  $V'/V_{\text{test}}$  en amplitude et en phase donne directement accès au coefficient de réflexion  $S'_{11}$  et au coefficient de transmission  $S'_{21}$ .

$e$  est déterminé en remplaçant le quadripôle par une impédance connue, par exemple un court-circuit (coefficient de réflexion égal à -1).

$e'$  est déterminé en remplaçant le quadripôle par une thru (coefficient de transmission égal à 1). La mesure des paramètres  $S'_{22}$  et  $S'_{12}$  s'effectue sur le deuxième test port de l'analyseur

de réseau grâce à un « transfert switch ». La tête d'échantillonnage de l'analyseur de réseau qui contient les branches test et référence, permet de comparer  $V_{\text{test}}$  (signal réfléchi ou transmis) et  $V_{\text{ref}}$  (signal incident) en amplitude et en phase puis un système numérique de traitement de signaux permet à son unité de visualisation d'afficher la valeur mesurée.

Comme tout système de mesure, ou tout composant, en l'occurrence dans le domaine des hyperfréquences (coupleurs, isolateurs, impédance des résistances de terminaison différente de  $50 \Omega$ ...), un certain nombre d'imperfections existent. Ces erreurs qui influent sur la mesure peuvent être systématiques, aléatoires ou dues aux dérives d'environnement (température, humidité).

### ➤ Les erreurs systématiques

Ces erreurs sont liées à la séparation des signaux via les coupleurs à l'intérieur des ponts réflectométriques, aux câbles, aux transitions et aux convertisseurs de fréquence. Un coupleur directionnel idéal fournit un signal de sortie dans la branche couplée proportionnel au signal mesuré se déplaçant dans une direction de la branche principale, alors qu'il ne produit aucun signal pour une onde se déplaçant dans la direction opposée. La différence entre la sortie du coupleur et le signal d'entrée mesuré est le facteur de couplage (de l'ordre de 10-30 dB). Dans le cas réel, un signal se déplaçant dans la direction opposée dans le coupleur produit une réponse indésirable à la sortie du coupleur. Ce signal indésirable est défini comme la fuite du coupleur. La différence entre le facteur de couplage et la fuite du coupleur est appelée la directivité du coupleur. Cette directivité est d'autant plus sensible sur la précision des mesures que le coefficient de réflexion à mesurer est faible.

Il y a également la désadaptation de source, c'est-à-dire la différence entre l'impédance d'entrée du composant à mesurer et l'impédance de l'analyseur de réseau, elle a d'autant plus d'importance que le coefficient de réflexion à mesurer est élevé (cas de composants fortement réfléchifs comme la plupart des nanostructures). Le même raisonnement s'applique à l'impédance de sortie du composant sous test. Appelée désadaptation de charge, elle intervient lors d'une mesure en quadripôle et prend une importance considérable lorsque l'interaction de la sortie sur l'entrée est élevée. Ensuite, les réponses en fréquence de tous les éléments du système en transmission et en réflexion. Enfin, une petite partie du signal incident peut être émis

depuis le test port 1 et être détectée au récepteur sur le test port 2 sans passer par les ponts réflectomètres. Cette fuite indésirable qui correspond au couplage entre les deux ports du transfert switch correspond à l'isolation.

Toutes ces erreurs systématiques peuvent être prises en compte par les mesures de calibrage, ce qui permet ensuite de revenir aux paramètres du dispositif sous test seul.

#### ➤ **Les erreurs aléatoires**

Ce type d'erreur comprend principalement le bruit du système de mesure et la répétabilité des connexions. Elles ne peuvent pas être considérées lors du calibrage et ne sont donc pas prises en compte dans les méthodes de calibrage. Cependant pour minimiser leurs effets, il est possible d'utiliser les ressources de l'analyseur de réseau telles que le moyennage ou la largeur de la bande passante (I.F bandwidth). On peut également utiliser une clé dynamométrique pour assurer une bonne reproductibilité du serrage.

#### ➤ **Les erreurs de dérive d'environnement**

Ce type d'erreur est lié aux évolutions de la température et de l'humidité de la pièce où se trouve le banc de mesure. Ce type d'erreur ne peut être pris en compte par le calibrage. Il est néanmoins possible de les minimiser en plaçant le banc de mesure dans une salle où la température est régulée. En effet, la température est un paramètre essentiel car elle peut agir sur une dérive de la fréquence et aussi sur la longueur des câbles semi-rigides utilisés dont certains ont une longueur supérieure au mètre.

Une dernière cause d'erreur qui intervient sur les facteurs de réflexion et de transmission indépendante de toutes celles citées précédemment est liée à la dynamique de mesure de l'analyseur. Pour s'affranchir de ce type de problème, il faut absolument rester dans la zone linéaire du système pour que les convertisseurs de fréquence fonctionnent correctement. De façon à éviter cette erreur, des mesures de paramètre  $S_{ij}$  sur des éléments passifs sont effectuées en fonction du niveau de puissance injectée. L'apparition d'une variation dans les résultats de ces mesures permet de définir le niveau limite à ne pas dépasser.

Après avoir décrit les différents types d'erreurs et les manières de les minimiser, il est nécessaire de choisir la méthode de calibrage la mieux adaptée au dipôle ou au quadripôle à mesurer pour tenir compte des erreurs systématiques ([Hie08]). La performance de ce calibrage dépend des performances des étalons utilisés. Ainsi, au laboratoire, en fonction de la configuration du banc de mesure pour mesurer les éléments passifs, en câble coaxial ou en guide d'onde sera utilisée respectivement la méthode de calibration, SOLT (Short, Open, Load, Thru), puisque les étalons court-circuit (CC), circuit-ouvert (CO) et charge adaptée  $Z_0$  sont d'excellentes qualités la réalisation de ces derniers étant plus facile (milieu non dispersif coaxial), et la LRRM (Line, Reflect, Reflect, Match) compte tenu de la nature dispersive du milieu. Pour le calibrage un port servant à effectuer la mesure sur un dipôle comme le cas de nos Self-Switching Diodes, nous faisons une calibration SOL (Short, Open, Load). Afin de ne pas alourdir le manuscrit, les différentes méthodes de calibration seront développées en annexe.

### **3.2.2 L'ANALYSEUR DE SPECTRE ET MESURE DE PUISSANCE**

Un autre instrument largement utilisé au cours de cette thèse aussi bien pour la caractérisation spectrale des modules d'extension de fréquence que pour la mesure de puissance de l'analyseur de réseau ou encore pour la mesure d'émission de la Self switching Diode utilisée comme oscillateur, est l'analyseur de spectre. Le FSU de la société Rohde & Schwarz utilisé au laboratoire, fonctionne de base de 20 Hz à 67 GHz. Un mélangeur subharmonique externe en guide d'onde est nécessaire pour étendre la fréquence de fonctionnement du FSU au delà de 67 GHz. Les mélangeurs ayant une bande de fréquence d'utilisation limitée, deux bancs de mesures différents sont nécessaires, utilisant naturellement deux mélangeurs sous-harmoniques différents l'un fonctionnant en bande G (140-220 GHz) et l'autre en bande J (220-325 GHz). La Figure 3.2-3 montre l'architecture interne simplifiée d'un analyseur de spectre ([Wit06]). L'atténuateur à l'entrée limite la puissance d'entrée du signal pour éviter de saturer le mélangeur. Si le signal est faible, il est amplifié par un amplificateur faible bruit. Un filtre passe bas fonctionnant comme un présélecteur permet de filtrer les fréquences indésirables avant d'attaquer le mélangeur. Le cœur de l'instrument est son mélangeur interne qui permet une conversion vers les basses fréquences du signal RF en le mélangeant avec le signal variable provenant de l'oscillateur local. La fréquence intermédiaire qui en résulte passe à travers un filtre passe bande assez sélectif appelé RBW (Resolution Band-

Width) qui permet d'atténuer le bruit intrinsèque contenu dans le signal et l'amplifie avant qu'il soit détecté par le mesureur de puissance. La mesure de la puissance ou l'amplitude du signal est transférée à un microprocesseur pour affichage. Le signal utile continue à travers le filtre vidéo où le bruit de trace est lissé. Le signal atteint finalement un convertisseur analogique-numérique dans lequel il est numérisé pour le post traitement et l'affichage.

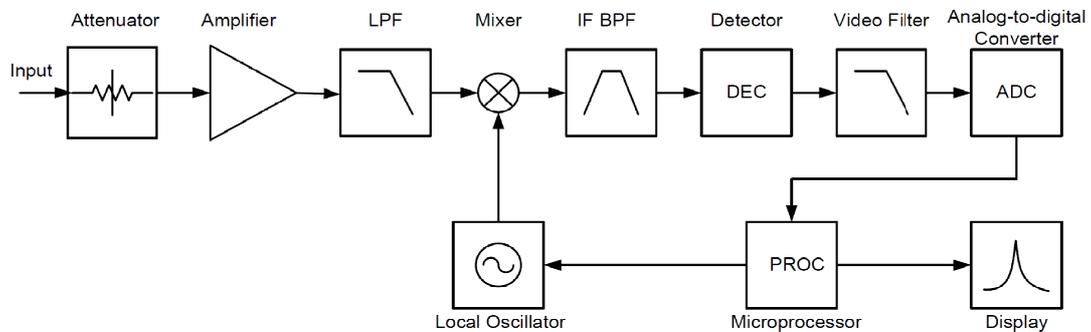


Figure 3.2-3 : Architecture interne simplifiée d'un analyseur de spectre. ([Wit06])

Pour faire l'étalonnage en puissance du signal injecté sur nos composants en configuration détection, nous avons utilisé un mesureur de puissance le PM4. Le PM4 est un détecteur calorimétrique de chez VDI (Erickson power meter) fonctionnant de 75 GHz à 2 THz ([Vir09]). Il est composé d'une tête de capteur et d'une unité de traitement et d'affichage. La tête de capteur utilise la méthode de calorimétrie pour la mesure de puissance. Il dispose de deux absorbant large bande bien apparié qui sont incorporés dans le même guide d'onde en bande W. Le premier est l'absorbant de test qui absorbe les photons incidents issus de la radiation et les transforme en chaleur ce qui entraîne une augmentation de la température. L'autre absorbeur est appelé absorbeur de référence et est connecté à l'unité de contrôle central. Un contrôle précis du courant conduit à un changement de température. Un thermomètre relie les deux absorbeurs et détecte la différence de température entre eux. Lorsque le signal incident arrive sur le premier absorbeur dans le guide d'onde, la température augmente. Quant au thermomètre, il mesure la différence de température entre les deux absorbeurs et envoie une requête à l'unité de contrôle qui augmente ensuite le courant de référence pour l'absorbeur de référence jusqu'à ce que la température soit égale dans les deux. En calculant le courant appliqué à l'absorbant de référence, la puissance du signal incident absorbé par l'absorbant de test est calculée.

L'un des inconvénients de ce type de mesureur de puissance est qu'il est non cohérent. Certes, il est très large bande mais il utilise la fréquence de coupure du guide rectangulaire comme fréquence de coupure basse de fonctionnement. Ce qui signifie que le capteur ab-

sorbe la somme de tous les signaux qui sont au-dessus de la fréquence de coupure du guide d'onde. En d'autres termes, si une source de signal génère des harmoniques à des fréquences supérieures à celle du guide, la somme de ces harmoniques se retrouve donc incluse dans la mesure de puissance délivrée par le PM4. Dans ce cas de figure, la solution idéale serait de disposer d'un filtre passe bande sélectif à l'entrée du PM4. Cependant, ces filtres sont difficiles à réaliser et nous n'en disposons pas au laboratoire. Comme nous le verrons par la suite, nous avons fait une étude spectrale de notre générateur de signal principal à savoir l'analyseur de réseau afin de vérifier la pureté des raies dans les différentes bandes de fréquence que nous utilisons à savoir la bande G (140-220 GHz) et la bande J (220-325 GHz).

### 3.2.3 LA DÉTECTION SYNCHRONE

Lorsque l'on cherche à mesurer un signal assez faible, en règle générale, on a tout intérêt à moduler ce signal afin de minimiser le bruit prépondérant à basse fréquence dans les circuits électroniques à savoir le bruit de Flicker. Ce bruit lié à la présence de défauts ou d'impuretés dans le semi-conducteur est défini par un coefficient empirique (K) qui est lié à la technologie et aux caractéristiques des composants. Sa dépendance spectrale en basse fréquence évolue en  $1/F^\alpha$  ( $\alpha$  compris entre 0.8 et 1.3). On vient donc moduler le signal afin d'effectuer une mesure à une fréquence où ce bruit est minimum.

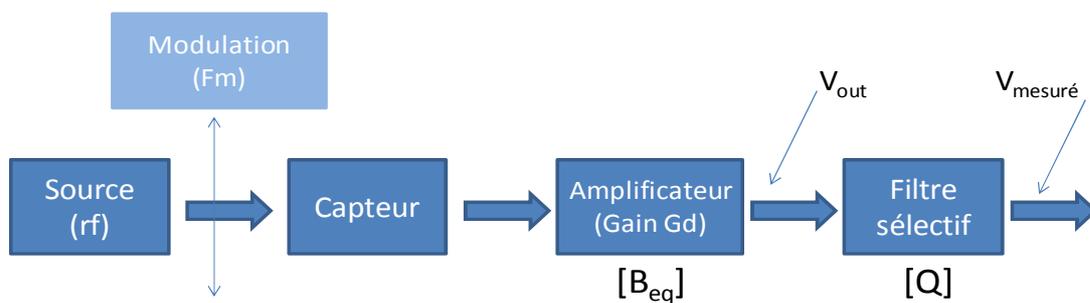


Figure 3.2-4 : Chaîne de mesure, le signal d'amplitude  $A$  à mesurer étant modulé avec une fréquence de modulation  $f_m$ .  $G_d$  est le gain en tension,  $B_{eq}$  est la bande passante équivalente de bruit.

La Figure 3.2-4 présente une chaîne de mesure classique où le signal arrivant sur le détecteur est modulé à une fréquence  $F_m$  liée à la zone où la densité spectrale de son bruit est minimum. Cependant il est impératif de choisir une fréquence qui se trouve dans le gabarit de l'amplificateur. Enfin, on trouve en sortie un filtre sélectif qui est en général un filtre

passer bande, ce dernier va permettre de ne conserver en sortie que la fréquence de modulation. Si on considère que le bruit est caractérisé par une puissance  $\sigma_b^2$  et qu'il est constant sur une bande de fréquence communément appelé bande équivalente de bruit, en calculant le rapport signal sur bruit avant et après filtrage, on remarque clairement que l'amélioration du rapport signal sur bruit est relié à la bande passante  $\Delta f$  du filtre sélectif.

$$\text{Avant filtrage} \quad SNR_{dB} = 10 \log_{10} \left( \frac{AG_d^2 / 2}{\sigma_b^2} \right) \quad 3.2-6$$

$$\text{Après filtrage} \quad SNR_{dB} = 10 \log_{10} \left( \frac{AG_d^2 / 2}{\sigma_b^2 \times \frac{\Delta f}{B_{eq}}} \right) \quad 3.2-7$$

Comme cela a été mentionné, l'équation (3.2-7) permet de mettre en évidence le rôle du filtre sélectif sur la qualité du signal en réduisant le bruit, le signal étant modulé à une fréquence  $F_m$ , le bruit majoritaire dans la chaîne de mesure est en général le bruit thermique celui dit de Johnson et est essentiellement lié à la résistance des composants ( $\sigma_b^2 = 4KTBR$ ). Un très bon facteur de qualité (bande passante étroite) est donc nécessaire.

$$Q = \frac{f_m}{\Delta f} \quad 3.2-8$$

Nos mesures se font dans la gamme des longueurs d'ondes millimétriques voir submillimétriques. A ces fréquences, les sources disponibles ont de faibles puissances, on se doit donc de savoir mesurer des signaux de très faibles amplitudes pouvant être de l'ordre de quelques nanovolts (en fonction du type de détecteur). Supposons un signal d'amplitude 10 nV modulé à une fréquence de 10 kHz ; un bon amplificateur faible bruit (Low noise amplifier) à une tension de bruit de l'ordre de  $5 \text{ nV}/(\text{Hz})^{1/2}$ , si l'on considère que sa bande passante est de 100 kHz et que son gain en tension est de 1000, on peut espérer avoir en sortie de l'amplificateur un signal d'amplitude  $(10 \text{ nV} \cdot 1000) = 10 \text{ } \mu\text{V}$ . En ce qui concerne le bruit, en sortie de l'amplificateur, le bruit étant de type blanc Gaussien, la bande passante équivalente de bruit ( $B_{eq}$ ) peut être considérée comme étant égale à celui de la bande passante de l'amplificateur ( $B_{eq} = 100 \text{ kHz}$ ). La valeur quadratique moyenne de la tension du bruit en sortie de l'amplificateur est donc de  $1.6 \text{ mV}$  ( $\sqrt{(25 \cdot 100 \cdot 10^3) \cdot 1000}$ ). Le rapport signal sur bruit qui en découle est donc de -44 dB avant filtrage.

Si l'on applique maintenant un filtrage avec un filtre de très bonne sélectivité ( $Q=100$ ) centré sur la fréquence de modulation de 10 kHz, tous les signaux contenus dans les 100 Hz ( $10\text{kHz}/Q$ ) de bande seront détectés. Le bruit en sortie du filtre sera donc de  $50\ \mu\text{V}$  ( $\sqrt{25 \cdot 100} \cdot 1000$ ) ce qui conduit à un rapport signal sur bruit de  $-13.98\ \text{dB}$ , malgré l'amélioration du rapport signal sur bruit, on ne parvient pas à mesurer le signal qui reste noyé dans le bruit en dépit de l'utilisation d'un filtre d'une très bonne sélectivité. Pour réussir à mesurer ce signal on va donc faire appel à une technique complémentaire appelée **la détection synchrone**.

Depuis leur invention dans les années 60, les amplificateurs synchrones (Lock-in) sont utilisés chaque fois qu'on doit mesurer l'amplitude et/ou la phase d'un signal de fréquence connue en présence du bruit ou tout simplement noyé dans le bruit. En effet, Les amplificateurs synchrones ont la capacité de donner des résultats précis, même lorsque le bruit est un millier de fois plus grand que le signal à mesurer. Les amplificateurs synchrones nécessitent une fréquence de référence (fourni par un générateur de fonction ou d'un oscillateur) fixe à laquelle le signal est modulé. Une démodulation permet de récupérer le signal en sortie à la même fréquence que celle à laquelle elle a été modulée, on dit alors que l'amplificateur à détection synchrone est verrouillé ou synchronisé sur la référence. Sur la Figure 3.2-5, on considère que le signal de référence est une onde carrée de fréquence ( $\omega_R$ ) qui peut être le signal de sortie synchronisé d'un générateur de fonction. Si la sortie sinusoïdale du générateur de fonction est utilisée comme source, la réponse du détecteur est un signal de la forme  $V_{\text{sig}} \sin(\omega_R t + \Theta_{\text{sig}})$  où  $V_{\text{sig}}$  est l'amplitude du signal d'excitation,  $\omega_R$  est la pulsation du signal de référence et  $\Theta_{\text{sig}}$  est la phase du signal.

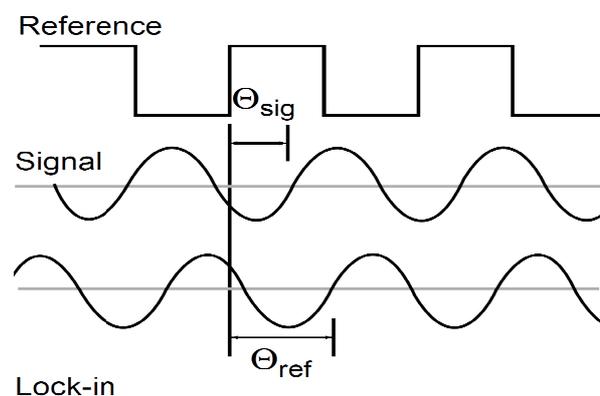


Figure 3.2-5 : Signal de modulation (Référence), Signal à moduler (Signal), Signal modulé réceptionné au lock-in (Lock-in).

Les amplificateurs synchrones génèrent leur propre signal de référence, usuellement en utilisant une boucle à verrouillage de phase (Phase locked loop) verrouillée sur la référence externe. Le signal généré par la référence interne est  $V_L \sin(\omega_L t + \theta_{ref})$ .

Le lock-in amplifie le signal et le multiplie par sa référence en utilisant un détecteur de phase (Phase sensitive Detection) ou un mélangeur. La sortie du mélangeur est composée de plusieurs termes, incluant le produit des deux ondes sinusoïdales.

$$V_M = V_{sig} V_L \sin(\omega_R t + \theta_{sig}) \sin(\omega_L t + \theta_{ref})$$

$$V_M = \frac{1}{2} V_{sig} V_L \cos([\omega_R - \omega_L]t + \Phi_{sig} - \Phi_{ref}) - \frac{1}{2} V_{sig} V_L \cos([\omega_R + \omega_L]t + \Phi_{sig} + \Phi_{ref}) \quad 3.2-9$$

La tension  $V_M$  en sortie du mélangeur est donc composée de deux signaux alternatifs, si elle passe dans un filtre passe bas, les signaux sont éliminés. Cependant, si la pulsation de référence et celle du signal sont identiques, la composante contenant la différence de fréquence identique conduira à la production d'un signal DC proportionnel à l'amplitude du signal  $V_{sig}$ .

$$V_M = \frac{1}{2} V_{sig} V_L \cos(\Phi_{sig} - \Phi_{ref}) \quad 3.2-10$$

La performance de démodulation des différents amplificateurs synchrones disponibles sur le marché va donc dépendre de la nature physique du mélangeur et du filtre (analogique ou numérique).

Dans la réalité, le signal issu de la source est entaché de bruit, sachant que le filtre passe bas détecte des signaux de fréquences très proche de la fréquence de référence. Les signaux bruités à des fréquences largement supérieures à la référence sont atténués par le filtre. Ceux proches de la fréquence de référence vont produire en sortie du filtre une tension AC de très faible amplitude ( $\omega_{bruit} - \omega_{ref}$ ). Le degré d'atténuation de cette tension AC produite, comme nous l'avons vu ci-dessus, dépend de la sélectivité du filtre.

Nous comprenons donc que nous avons besoin que la fréquence de modulation du signal soit la même que la fréquence de référence. Cependant, non seulement les fréquences doivent être identiques mais la phase entre les signaux ne doit pas changer au cours du temps. Autrement, le terme  $\cos(\theta_{sig} - \theta_{ref})$  va changer et la tension en sortie du filtre ne sera pas un signal continu, Figure 3.2-5. En d'autres termes la référence de l'amplificateur synchrone doit être verrouillée en phase avec le signal de référence modulé. Pour cela, l'amplificateur

synchrone utilise une boucle à verrouillage de phase pour générer le signal de référence. Un signal de référence extérieure (dans notre cas ce signal est une onde carrée) est fourni à l'amplificateur synchrone (sur sa voie référence). La boucle à verrouillage de phase à l'intérieur de l'amplificateur synchrone verrouille la référence interne de l'oscillateur sur cette référence externe conduisant ainsi à une onde sinusoïdale de référence qui a la pulsation  $\omega_R$  avec un déphasage fixée à  $\Theta_{ref}$ . L'avantage de ce système est que la boucle à verrouillage de phase suit activement la référence externe (asservissement du signal de référence), donc un changement sur la fréquence de référence du signal extérieur n'affecte pas la mesure.

On a montré qu'en sortie du mélangeur on a un signal proportionnel à  $V_{sig}\cos(\Theta)$ , où  $\Theta$  est la différence de phase entre le signal et la référence de l'oscillateur interne de l'amplificateur synchrone,  $\Theta=(\Theta_{sig}-\Theta_{ref})$ . En ajustant  $\Theta_{ref}$  on peut annuler la phase, auquel cas on récupère en sortie  $V_{sig}$ ; ( $\cos\Theta=1$ ). Inversement, si  $\Theta= 90^\circ$  il n'y aura rien en sortie. Dans ce cas, l'amplificateur synchrone contenant un seul mélangeur est appelé verrouillage à une phase (Single Phase Lock-in).

Cette dépendance de phase peut être éliminée en ajoutant un deuxième mélangeur. Si le second mélangeur multiplie le signal avec la référence de l'oscillateur déphasé de  $90^\circ$  ( $V_L\sin[\omega_L t+\Theta_{ref}+90^\circ]$ ). A la sortie du filtre passe bas, on aura un signal proportionnel à  $V_{sig}\sin\Theta$ . Nous avons donc deux sorties, une dite en phase proportionnelle à  $X=V_{sig}\cos\Theta$  et l'autre en quadrature de phase proportionnelle à  $Y=V_{sig}\sin\Theta$ . En calculant le module  $R=(X^2+Y^2)^{1/2}$  on annule la dépendance en phase. Les amplificateurs synchrones capables de réaliser cette fonction sont appelés dual phase lock in, ils possèdent donc deux oscillateurs de référence rigoureusement identiques déphasés de  $90^\circ$  l'un de l'autre.  $\Theta$  la phase entre le signal et le lock in est définie comme suit :  $\Theta= \tan^{-1}(Y/X)$ .

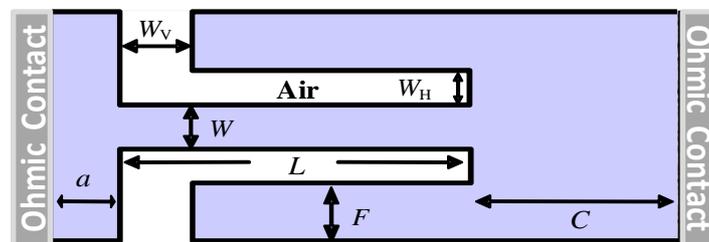
### 3.3 CARACTÉRISATION STATIQUE

Après une présentation des étapes de fabrication des composants et des outils de caractérisation nécessaires à la mesure de ceux-ci, les caractéristiques électriques de ceux-ci seront présentées dans cette section.

### 3.3.1 MESURES EXPÉRIMENTALES DU RUN 1 ET COMPARAISON AVEC LA SIMULATION MONTE-CARLO.

Après la fabrication des Self-Switching Diodes (SSDs), nous avons effectué des mesures statiques pour valider le procédé technologique de fabrication mais également pour confronter les résultats de mesures avec les simulations Monte-Carlo afin que nos collègues de l'université de Salamanque puissent affiner leurs modélisations.

L'ensemble des mesures statiques de ce premier RUN a été effectué sur un équipement fourni par cascade microtech, nous avons utilisé une alimentation programme HP4142 piloté via le logiciel ICCAP. Le Tableau 3.3-1 résume les différentes topologies fixées en collaboration avec les partenaires du consortium.



	Topo_1 (nm)	Topo_2 (nm)	Topo_3 (nm)	Topo_4 (nm)	Topo_5 (nm)	Topo_6 (nm)	Topo_7 (nm)	Topo_8 (nm)
a=C	400	400	400	400	800	800	800	800
L	1000	1000	1000	1000	2000	2000	2000	2000
F	200	200	200	200	200	200	200	200
Wh	50	50	100	100	50	50	100	100
Wv	100	100	200	200	100	100	200	200
W	75	150	75	150	75	150	75	150

Tableau 3.3-1 : Topologies des différentes SSDs fabriquées lors du premier RUN.

Sur la Figure 3.3-1, un exemple de caractéristiques I-V pour des SSDs ayant une longueur de canal de 1 et 2  $\mu\text{m}$  est montré. Comme abordé lors des simulations préliminaires des SSDs, à paramètres fixes, lorsque nous faisons varier la longueur du canal de 1 à 2  $\mu\text{m}$ , nous observons un changement de pente au niveau de la saturation, cela s'explique du fait que pour une même vitesse de porteurs,  $v = \mu E$  le champ électrique étant proportionnel au rapport entre la tension appliquée et la longueur,  $E = U/L$ , en diminuant la longueur du canal, la satu-

ration du courant intervient un peu plus tôt. Pour les SSDs en réseau (1, 4, 16 et 32 en parallèles), nous observons bien un courant qui suit une loi d'échelle linéaire en fonction du nombre de SSD en réseau, ce qui montre qu'il n'y a pas de limitation apparente de la thermique due à l'utilisation d'un substrat Silicium, ce résultat valide la fabrication d'un grand nombres de SSD en parallèle (jusqu'à 32 dans ce premier RUN).

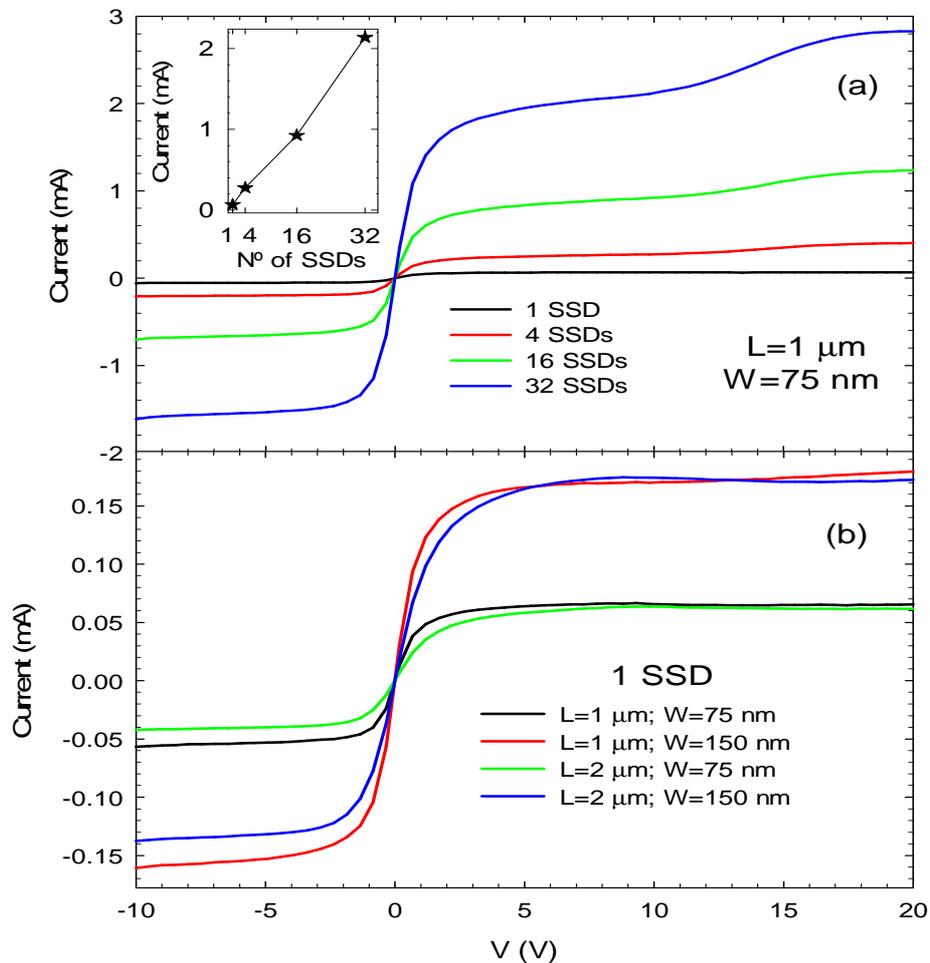


Figure 3.3-1 : (a) Caractéristiques I-V de 1, 4, 16, 32 SSDs de topologie identique, la largeur du canal est de 75 nm, la longueur du canal 1  $\mu\text{m}$ , la largeur des recess est de 50 nm. (b) caractéristiques I-V de 1 SSD mettant en évidence l'influence de la largeur et de la longueur du canal ; en bleu et rouge seule la longueur du canal varie, respectivement de 2 et 1  $\mu\text{m}$  pour une largeur de canal de 150 nm ; en vert et noir, pour une largeur de canal de 75 nm on présente respectivement les caractéristiques pour une longueur de canal de 2 et 1  $\mu\text{m}$ . L' évolution du courant en fonction du nombre de SSD en réseau présentée en inset est donnée pour une tension de 10 V.

Un rendement de fabrication conséquent a été obtenu au regard de l'ensemble des composants mesurés (plus de 80% de reproductibilité sur les différents réticules). Concernant l'influence de la largeur du recess, en comparant deux SSDs à paramètres fixes où l'on fait uniquement varier la largeur du recess de 100 à 50 nm, on remarque que la dissymétrie (tension positive par rapport à la tension négative) du composant augmente lorsque l'on

diminue la largeur du recess comme montré sur la Figure 3.3-2 où la différence entre le courant en direct et en inverse (à + 10 V et – 10V) est représentée en fonction de la largeur du recess.

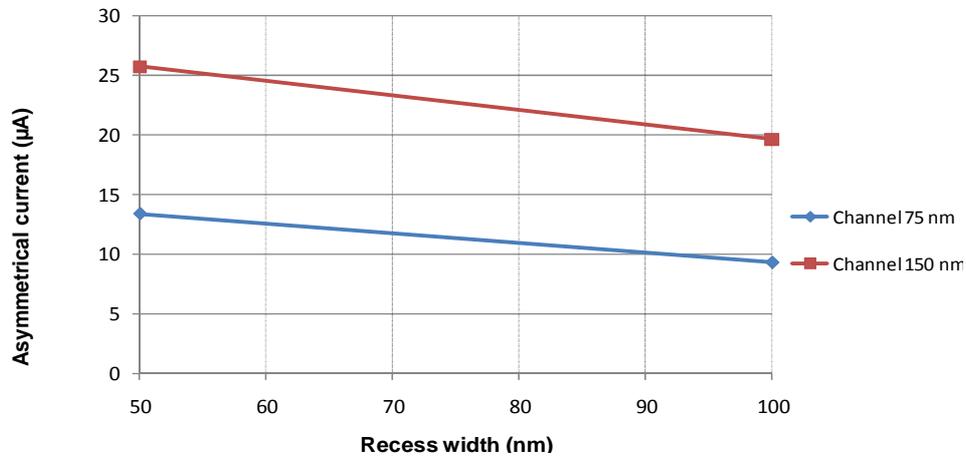


Figure 3.3-2 : Mise en évidence de l'évolution du courant dissymétrique en polarisation directe et inverse à +/- 10 V en fonction de largeur du recess horizontal pour une SSD de largeur de canal 150 nm en rouge et 75 nm pour la courbe en bleu.

Ces résultats confirment les prédictions qualitatives de la simulation Monte-Carlo parmi lesquelles, la réduction de la largeur du recess horizontal conduit à une augmentation de l'intensité du champ électrique latéral localisé autour des tranchées, ce qui permet de mieux confiner les électrons dans le canal et ainsi augmenter la dissymétrie de la SSD. L'ensemble du comportement de la SSD en fonction de la largeur, de la longueur du canal et de la largeur du recess décrit par la simulation a donc été vérifié et validé par les mesures expérimentales statiques.

Une fois les mesures statiques terminées sur ce premier RUN technologique, nous avons comparé la simulation avec les résultats expérimentaux obtenus. Comme première étape, pour affiner le modèle, nous avons déterminé à partir des mesures, la longueur de la zone de déplétion créée par les charges de surface présentes autour des zones gravées des SSDs. Pour ce faire, à partir des caractéristiques I-V mesurées sur les composants avec différentes longueurs et largeurs de canal comme montré sur la Figure 3.3-3a, nous avons calculé la résistance d'accès et la déplétion latérale. La résistance à faible polarisation de la SSD peut être donnée par cette équation :

$$R = 2R_c + R_{\square} \frac{L}{W - 2W_d} \quad 3.3-1$$

Où  $R_{\square}$  est la résistance carrée de la couche,  $R_c$  la résistance de la région d'accès à la SSD,  $L$  la longueur du canal,  $W$  la largeur du canal et  $W_d$  la déplétion latérale. La méthode pour ex-

traire  $R_c$  et  $W_d$  est illustrée sur les Figure 3.3-3 (a) et (b). En représentant la résistance totale en fonction de la longueur du canal, il est possible de déterminer la valeur de la résistance d'accès en extrapolant à zéro la longueur du canal. Les valeurs obtenues pour  $R_c$  sont 930 et 2600  $\Omega$  pour des largeurs de canaux qui sont respectivement de 75 et 150 nm Figure 3.3-3b. Une fois  $R_c$  connue, en représentant  $1/(R-2R_c)$  en fonction de la largeur du canal et en extrapolant à zéro, on peut déterminer la largeur de déplétion  $W_d$ . Nous avons trouvé la même largeur de déplétion  $W_d$  autour de 25 nm pour les SSDs de longueurs  $L= 1$  et 2  $\mu\text{m}$  à température ambiante Figure 3.3-3c.

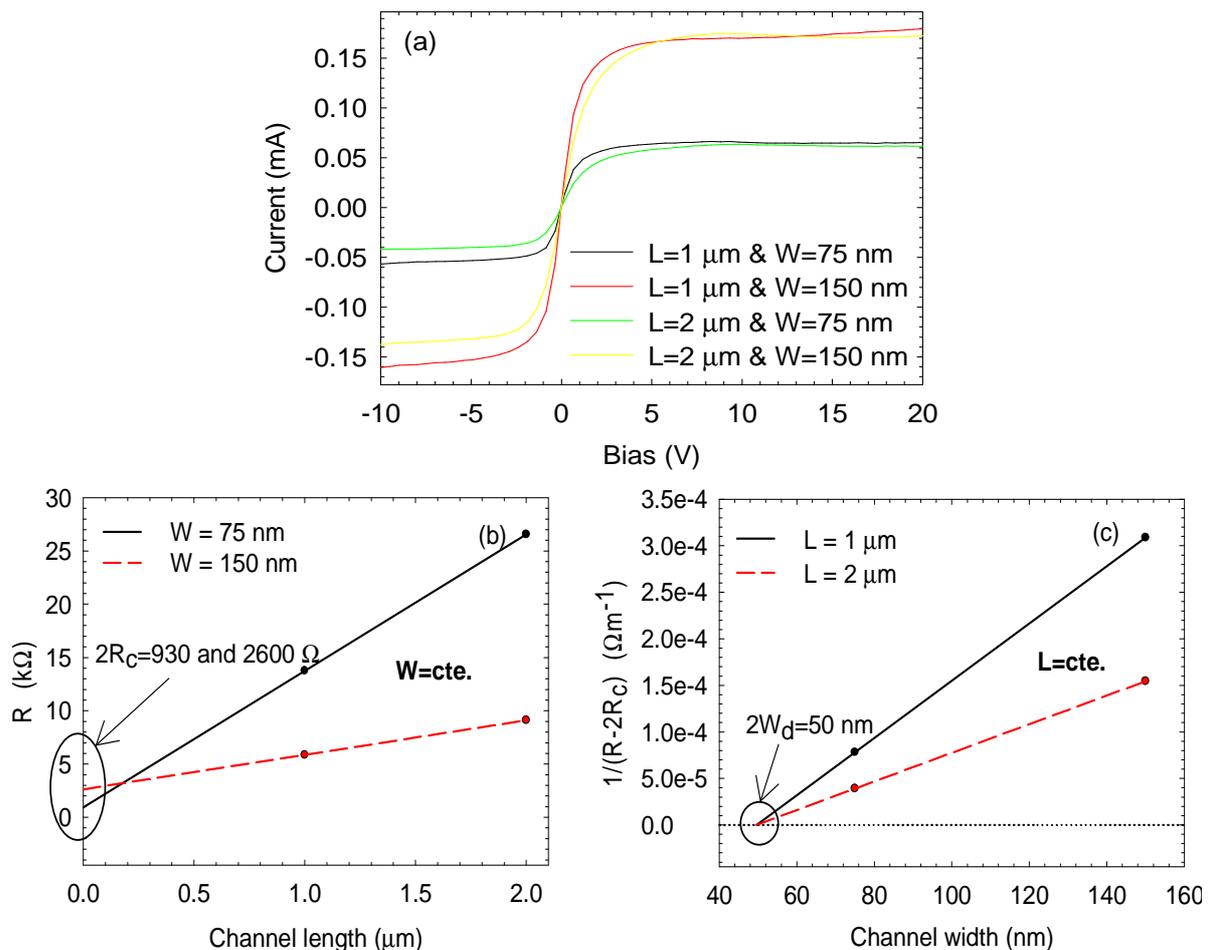


Figure 3.3-3 : (a) Courbes I-V expérimentales des SSDs avec différentes longueurs et largeurs de canaux.(b)résistance sous faible polarisation des SSDs de différentes largeurs de canal en fonction de la longueur du canal. (c)  $1/(R-2R_c)$  en fonction de la largeur du canal pour des SSDs de différentes longueurs.

L'extrapolation à zéro du courant de saturation tracé en fonction de la largeur du canal donne une valeur de déplétion latérale d'environ 16 nm, cette valeur est proche des 25 nm mais obtenu dans des conditions de polarisation totalement différentes (haute tension appliquée sur l'anode). Dans la simulation Monte-Carlo, l'application d'une forte polarisation

sur l'anode neutralise l'effet des charges de surface (avec le modèle de charge de surface constante) et une accumulation des électrons à la place d'une déplétion est observée sur les parois du canal, ce qui se traduit par un certain écart conséquent entre les simulations préliminaires et les mesures.

Une fois  $W_d$  connue, nous pouvons fixer la valeur de la charge de surface à utiliser dans la simulation Monte-Carlo. La Figure 3.3-4 montre la comparaison entre la mesure et la simulation de quelques courbes I-V pour une SSD fabriquée de longueur de canal  $1\ \mu\text{m}$ , de largeur de canal  $75\ \text{nm}$ , de largeur du recess horizontal  $50\ \text{nm}$ , de largeur de recess vertical  $100\ \text{nm}$  et de longueur de zone d'accès à la SSD de  $400\ \text{nm}$ ;  $N_{db} = 2 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$  (valeur typique considéré plus loin) et  $\sigma = -0.5 \cdot 10^{12}\ \text{cm}^{-2}$  (Valeur correspondant à une déplétion  $W_d$  de  $25\ \text{nm}$  en utilisant  $W_d = \sigma / N_{db}$ ). Dans la comparaison, pour le calcul du courant absolu, une valeur de la dimension non simulée  $Z = n_s / N_{Db} = 5 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}$  est considérée (pour prendre en compte une quantité correcte d'électrons dans le canal) correspondant à une densité d'électrons dans le gaz bidimensionnel,  $n_s = 10 \cdot 10^{12}\ \text{cm}^{-2}$ . Comme observé, ni la pente à faible tension, ni la tension de saturation, ni le courant de saturation ne sont correctement reproduits par la simulation. En particulier, la tension et le courant de saturation que nous avons mesuré sont beaucoup plus faible que ceux obtenus à travers la simulation ( $V_{sat_{mesuré}} \sim 5\ \text{V}$ ;  $V_{sat_{simulé}} > 15\ \text{V}$ ; exemple donné pour une SSD)

Les collègues de Salamanque ont modifié les valeurs des paramètres  $N_{Db}$  et  $\sigma$  bien sur en gardant toujours une largeur de déplétion  $W_d$  de  $25\ \text{nm}$  pour essayer de reproduire la conductance dans la zone ohmique et la saturation du courant des SSDs. Comme observé sur la Figure 3.3-4b pour des faibles valeurs de  $N_{Db}$  on peut trouver des concordances avec la conductance ohmique et pour les grandes valeurs de  $N_{Db}$  il est possible d'obtenir une saturation similaire du courant. Cependant, nous n'avons pas trouvé un jeu de paramètres capable de reproduire simultanément le comportement de la SSD sous faible et forte polarisation. Sur les Figure 3.3-4(c) et (d) nous montrons différentes tentatives effectuées pour faire correspondre avec plus de précision la simulation et la mesure en changeant la largeur de déplétion latérale. Encore une fois, aucun ensemble de valeurs ne fournit un ajustement satisfaisant.

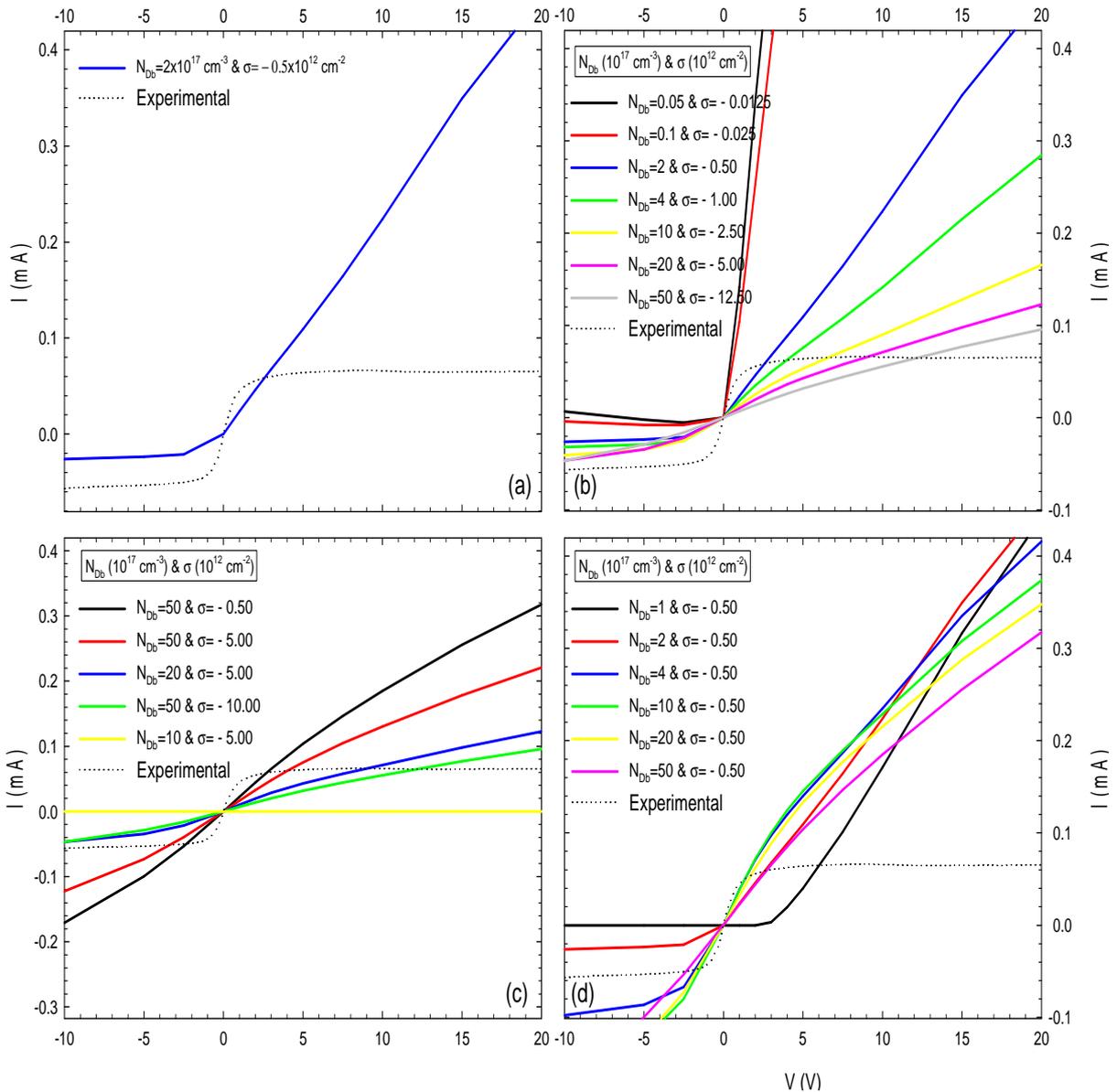


Figure 3.3-4 : (a) Comparaison des caractéristiques courant-tension entre la mesure et la simulation pour des SSDs avec la longueur du canal  $L= 1\mu\text{m}$ , la largeur du canal  $W= 75 \text{ nm}$ , la largeur du recess horizontal  $W_H= 50 \text{ nm}$ , la largeur du recess vertical  $W_V= 100 \text{ nm}$  et la longueur de la résistance d'accès au composant  $C= 400 \text{ nm}$ , les paramètres de simulation considérés sont  $N_{Db}=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $\sigma=-0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . (b) Caractéristique I-V pour différentes valeurs de  $N_{Db}$  et de  $\sigma$  donnant une déplétion identique  $W_d=\sigma/N_{Db}=25 \text{ nm}$ . En (c) et (d) nous présentons d'autres jeux de paramètres  $N_{Db}$  et  $\sigma$  dont le rapport n'est plus constant.

Les mesures effectuées sur les SSDs pour la première fois fabriquées sur GaN ont montré que la simulation Monte Carlo utilisant un modèle pour lequel les charges de surface sont supposées constantes, n'est pas capable de traduire le comportement réel des SSDs.

➤ *Reproduire les mesures expérimentales : Le modèle de charges de surfaces auto cohérent*

Le modèle utilisant une charge de surface constante n'est pas en mesure de reproduire les mesures expérimentales, cela indique que la densité des charges de surface le long des parois du canal est fortement inhomogène et dépendante de la tension de polarisation, ce qui conduit à de faible tension et courant de saturation dans les SSDs. Une autre explication au regard de ces différences, pourrait être l'effet thermique qui n'est pas considéré dans les simulations Monte Carlo.

Pour prendre en compte la dépendance des charges de surface le long du canal ainsi que leur dépendance en fonction de la polarisation appliquée, nos partenaires ont donc fait une simulation utilisant un modèle dit auto-cohérent. Ce modèle permet une auto adaptation locale de la charge de surface sur les parois du canal en fonction de l'évolution de la concentration des porteurs dans le canal conducteur qui dépend de la position et de la polarisation. Par conséquent, la largeur du canal effectif est maintenant modulé localement et de différentes manières selon la polarisation appliquée. La Figure 3.3-5 compare les résultats obtenus par la simulation Monte-Carlo des SSDs avec  $L=1$  et  $2 \mu\text{m}$  et  $W=75$  et  $150 \text{ nm}$ , avec les caractéristiques I-V obtenues expérimentalement. On constate que la simulation est maintenant capable de reproduire le comportement expérimental du courant en régime de faible et forte polarisation et cela pour des SSDs de différentes longueurs de canal et largeurs de recess. Même si la conduction sous faible polarisation et la saturation du courant sous forte polarisation ne sont pas exactement reproduits, la comparaison est bien meilleure par rapport à la simulation utilisant un modèle de charges de surfaces constantes.

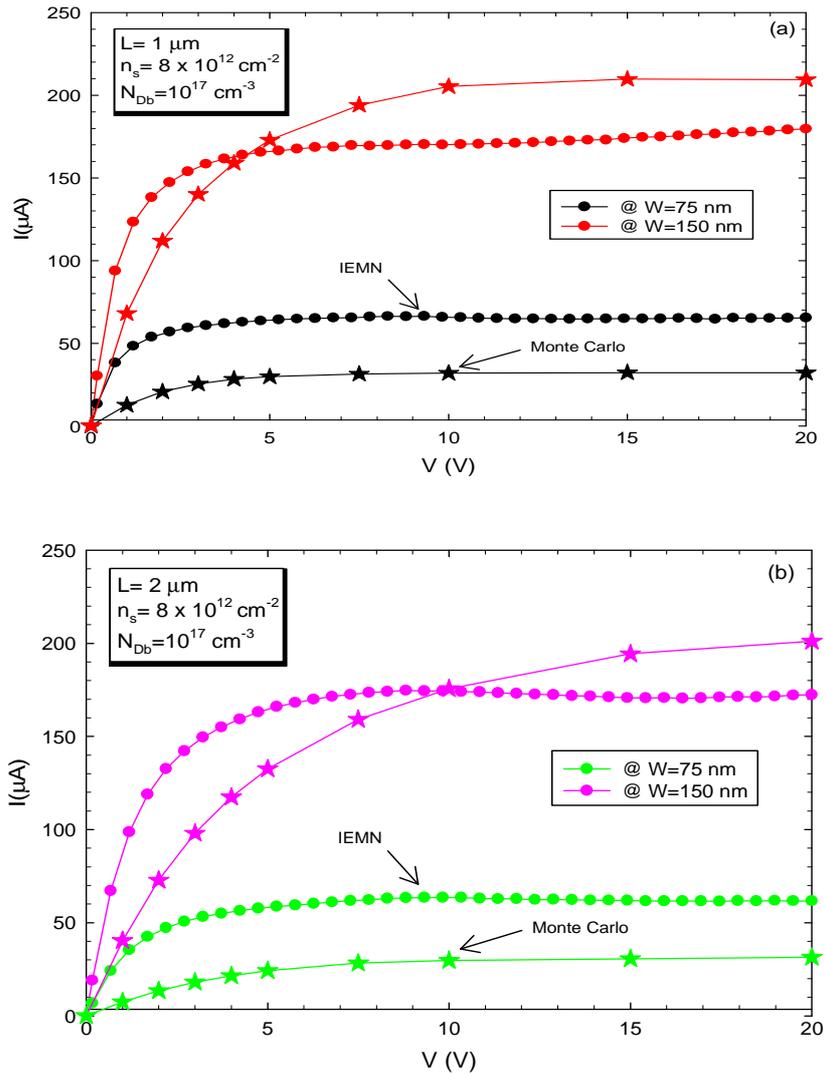
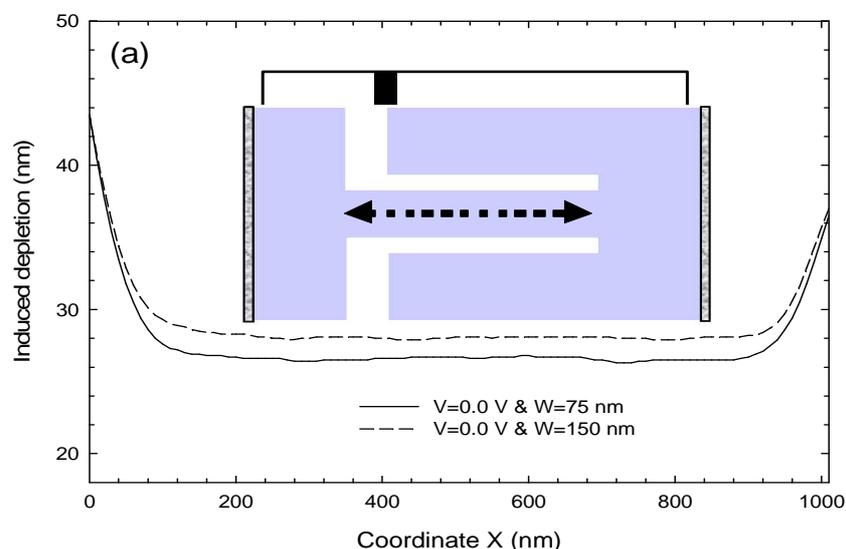


Figure 3.3-5 : Comparaison entre les caractéristiques I-V expérimentales et simulées en utilisant le modèle auto cohérent des charges de surfaces pour des SSDs de longueurs de canal (a)  $1 \mu\text{m}$  et (b)  $2 \mu\text{m}$ .

Pour comprendre les améliorations apportées par le modèle de charge de surface auto-cohérent, sur la Figure 3.3-6 plusieurs profils de charge de surface (ou de façon équivalente, la déplétion théorique induite par ces charges de surface  $\sigma/N_{Db}$ ) sont représentés. Comme observé, ces charges de surface ne sont pas homogènes le long du canal et sont fortement dépendants de la polarisation appliquée. La Figure 3.3-6(a) correspond aux profils  $\sigma/N_{Db}$  le long des parois du canal des SSDs de  $1 \mu\text{m}$  de long et deux différentes largeurs (75 et 150 nm) obtenus à la condition d'équilibre ( $V = 0 \text{ V}$ ). L'auto adaptation des charges de surface donne des valeurs de déplétion  $W_d$  comprise entre 25 et 30 nm, ce qui est très proche de ceux obtenus à partir des mesures expérimentales, soutenant ainsi la cohérence physique de ce modèle.

L'évolution du profil  $\sigma/N_{Db}$  avec la polarisation appliquée représentée sur la Figure 3.3-6(b) explique la saturation du courant pour des tensions de polarisation plus basses que celles dans le cas où un modèle de charges de surface constant est utilisé, mais également les faibles valeurs de courant atteintes. La tension appliquée sur le contact de l'anode entraîne les électrons vers les parois latérales des tranchées entourant le canal, elle se comporte un peu comme une tension de grille dans un transistor à effet de champ. Cela signifie qu'en augmentant la tension  $V$ , la vitesse des porteurs dans le canal doit augmenter. C'est le cas du modèle à surface de charges constantes, dans lequel le courant augmente avec la tension et seulement pour de très fortes tensions de polarisation, une saturation est observée due à la vitesse de saturation des porteurs dans le GaN. Cependant dans le cas du modèle auto cohérent, lorsque la section où sont concentrés les porteurs tend à augmenter du fait d'une tension de polarisation élevée, la charge de surface augmente également dû à la présence élevée des porteurs proches de la paroi des deux tranchées comme observé sur la Figure 3.3-6(b). Le résultat final qui en découle est que l'influence sur le courant causée par l'augmentation de la tension de polarisation est compensée par l'augmentation des charges de surfaces  $\sigma$ , de sorte qu'un régime de saturation est atteint pour des valeurs de tensions de polarisation plus faibles que dans le cas d'un modèle à charge de surface constante. L'augmentation des charges de surface  $\sigma$  avec la tension  $V$  est non homogène le long du canal, et est plus prononcée à l'entrée du canal pour de faibles tensions de polarisations, tandis que pour des tensions de polarisation au-delà de la tension de seuil pour le transfert intervalle, la non homogénéité devient plus significative du côté de l'anode où le mécanisme de transfert intervalle conduit à une accumulation des électrons dans la vallée supérieure  $\Gamma(M-L)$ .



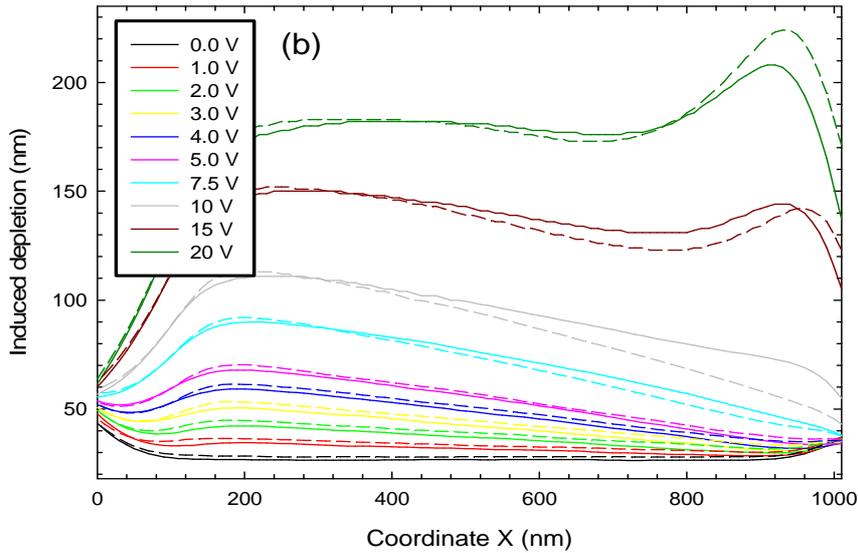


Figure 3.3-6 : Profil de la déplétion théorique  $W_d = \sigma / N_{Db}$  le long du canal induite par les charges de surfaces dans les SSDs de 1  $\mu\text{m}$  de longueur et de deux différentes largeurs ( $W=75$  et  $150$  nm) (a) en condition d'équilibre. (b) pour plusieurs tensions de polarisation positives. Les lignes continues représentent  $W=75$  nm et les lignes discontinues représentent  $W=150$  nm.

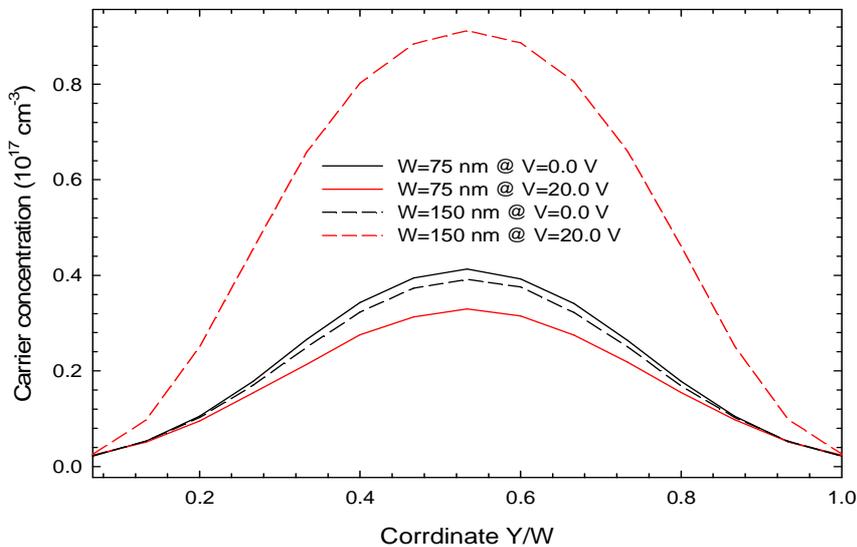


Figure 3.3-7 : Profil transversal de la concentration des électrons dans le canal pour différentes polarisations des SSDs avec comme largeur du canal,  $W=75$  et  $150$  nm.

Comme conséquence de la présence des charges de surface, la zone du canal proche des tranchées est déplétée, ce qui conduit à une localisation du courant au centre du canal (même pour des tensions élevées) Figure 3.3-7. C'est l'opposé de ce que l'on observe dans les simulations à surface de charges constantes, dans lesquels une fois les charges de surfaces compensées par la tension appliquée, de plus en plus de porteurs sont attirés vers les

parois des tranchées due à la tension positive appliquée et les électrons s'accumulent à leur voisinage.

Les dimensions des SSDs présentées jusqu'ici pour la comparaison avec les résultats de simulations Monte-Carlo sont des valeurs nominales telles que définies sur le masque servant à la fabrication. Cependant une caractérisation physique au Microscope électronique à balayage à été faite pour les composants fabriqués, Figure 3.3-8(a) ; la mesure des composants montre par exemple pour le cas d'une SSD de valeurs nominales (largeur de canal  $W=75$  nm, largeur du recess horizontal  $W_H=50$  nm, largeur du recess vertical  $W_V=100$  nm), que les valeurs réelles sont respectivement,  $W=90$  nm,  $W_H=30$  nm,  $W_V=80$  nm. En considérant des dimensions réelles et en comparant les résultats de simulation Monte-Carlo avec la mesure expérimentale de ce composant, Figure 3.3-8(b) ; on trouve une bien meilleure concordance confirmant ainsi que le modèle auto cohérent est capable de reproduire le comportement de la SSD en statique.

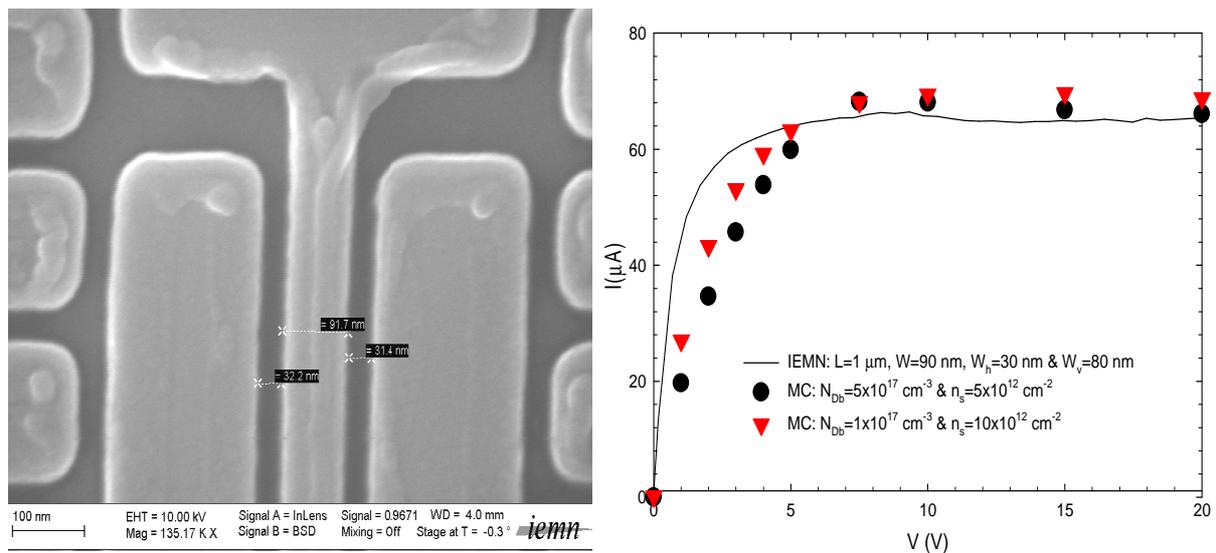


Figure 3.3-8 : (a) image MEB d'une SSD pour relever les dimensions après fabrication. (b) Comparaison des caractéristiques I-V simulées en utilisant les dimensions réelles de la SSD et la mesure expérimentale.

➤ Simulation des oscillations dans la SSD et stratégie de conception

Selon les résultats de la section précédente et même si les effets thermiques n'ont pas été considérés jusqu'à présent dans les calculs, le rôle joué par les charges de surface présentes autour des tranchées après l'étape de gravure semble essentiel dans le comportement des SSDs. Une aussi forte influence n'était pas prévue. En effet, les dimensions des SSDs du premier RUN ont été définies d'après les résultats des simulations MC préliminaires, les SSDs

ont été fabriquées avec des largeurs de canaux de 75 et 150 nm, on s'attendait à avoir un niveau élevé de courant et une concentration en électron suffisante pour favoriser l'apparition d'oscillations comme montrée dans les simulations préliminaires. Cependant, les mesures expérimentales finalement validées par les simulations Monte-Carlo ont permis de constater que les charges de surface limitent fortement la concentration des porteurs dans le canal ce qui conduit à une saturation prématurée du courant. Dans ces conditions, l'apparition d'oscillations Gunn devient difficile. Afin de confirmer cela, des simulations avec les paramètres qui permettent de reproduire les courbes I-V expérimentales devaient être faites. Cependant, au vu des ressources considérables que demande ces simulations d'un point de vue temps de calcul, puisque le profil des charges de surface doit être calculé avec le modèle auto cohérent, ensuite avec un tel profil figé dans le temps (en supposant que le temps de réponse des charges est beaucoup plus long que la période des oscillations), la présence ou l'absence des oscillations doit être vérifiée ; les composants ont donc été simulés avec le modèle à surface de charges constantes. En effet, quoi qu'il en soit, le problème pour l'apparition des oscillations est la faible concentration des porteurs présents dans le canal, nos partenaires ont donc exploré le comportement des SSDs d'une manière un peu plus rapide en considérant une valeur de charge de surface qui déplete complètement le canal à la condition d'équilibre ( $V=0$  V). Les résultats sont montrés sur la Figure 3.3-9 et les principales conclusions qui en découlent sont :

- Si le canal est quasiment vide de porteurs à l'équilibre dus aux charges de surface, l'application de fortes tensions de polarisations est nécessaire pour faire apparaître les oscillations.
- En augmentant la largeur du canal, on baisse la tension nécessaire à l'apparition des oscillations.
- En augmentant le dopage arrière virtuel ( $N_{dB}$ ), on baisse également la tension nécessaire à l'apparition des oscillations.

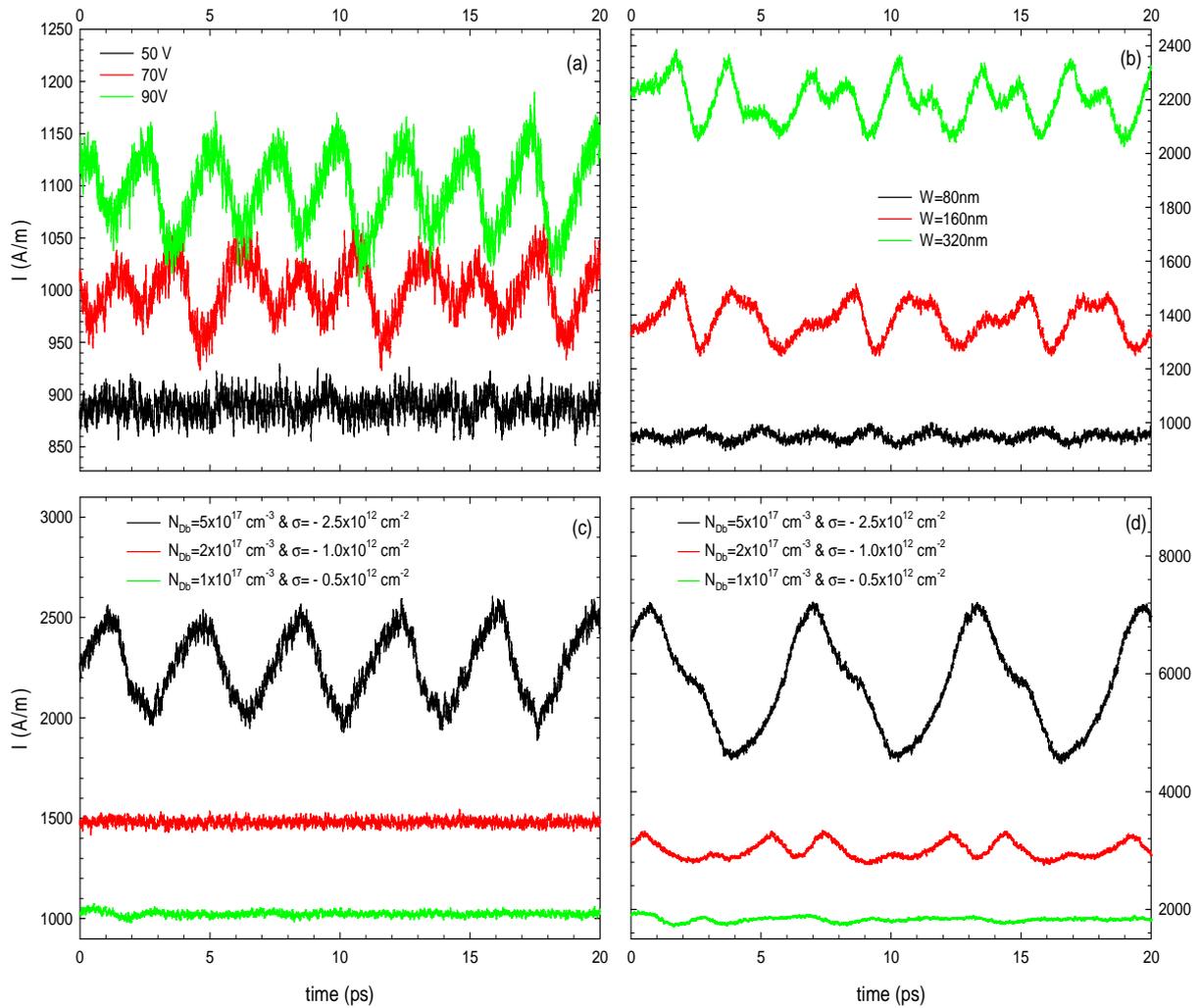


Figure 3.3-9 : Séquences temporelles du courant pour des SSDs simulées avec différents paramètres et sous différentes polarisations. Toutes les courbes correspondent à des SSDs de longueur  $L = 1 \mu\text{m}$ ,  $W_V = 100 \text{ nm}$ ,  $W_H = 50 \text{ nm}$  et  $C = 400 \text{ nm}$ . (a)  $W = 80 \text{ nm}$ ,  $\sigma = -0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{Db} = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ( $2W_d = 100 \text{ nm}$ ) pour différentes tensions de polarisations. (b)  $V = 60 \text{ V}$  et plusieurs valeurs de largeur de canal  $W$  avec  $\sigma = -0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  et  $N_{Db} = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ( $2W_d = 100 \text{ nm}$ ). (c)  $V = 60 \text{ V}$  et  $W = 160 \text{ nm}$  pour différentes valeurs de  $N_{Db}$  et  $\sigma$  donnant un ratio de  $2W_d = 150 \text{ nm}$ . (d) simulation identique à (c) avec une largeur de canal fixée à  $W = 320 \text{ nm}$ .

La Figure 3.3-9(a) correspond à la simulation d'une SSD avec comme largeur de canal  $W = 80 \text{ nm}$  et une largeur de déplétion latérale  $W_d = 50 \text{ nm}$  à l'équilibre. Les oscillations dans le courant sont observées quand la tension polarisation dépasse les  $50 \text{ V}$ . Une autre option pour faciliter le développement des domaines Gunn est d'élargir le canal comme montré sur la Figure 3.3-9(d) étant donné que pour un même niveau de charge de surface nous avons une concentration des porteurs plus élevée dans le canal. Ces résultats de simulations ont conduit à l'élaboration de banc de mesure pour mesurer les oscillations à  $300 \text{ GHz}$  pour les SSDs de  $1 \mu\text{m}$  de long polarisées au moins autour de  $50 \text{ V}$  et à  $150 \text{ GHz}$  pour les SSDs de  $2 \mu\text{m}$  de long polarisées à  $80 \text{ V}$ .

### 3.3.2 MESURES EXPÉRIMENTALES DU RUN 2 ET COMPARAISON AVEC LA SIMULATION MONTE-CARLO.

Après les mesures hyperfréquences réalisées sur les composants issus du RUN 1, aucune oscillation n'a été observée. Nos partenaires de l'université de Salamanque ont donc effectué des simulations en utilisant le modèle auto-cohérent des charges de surface. Les résultats ont finalement montré que ces composants ne peuvent pas osciller au regard des faibles niveaux de courant dont la principale cause est la densité trop élevée des charges de surface. Les topologies des SSDs ont donc été modifiées suivant trois axes majeurs. La première étant d'augmenter la largeur du canal afin d'obtenir un niveau de courant plus élevé ce qui serait plus favorable à l'apparition des oscillations. La seconde, trouver une topologie permettant d'obtenir des oscillations pour des tensions de polarisations plus basses, ce qui faciliterait les conditions de mesures expérimentales. Et enfin, toujours d'un point de vue mesures, mettre plusieurs SSDs en parallèle pour d'une part augmenter le niveau de courant et d'autre part augmenter de ce fait la puissance émise par l'ensemble des SSDs en réseau pour atteindre un niveau mesurable avec notre banc de mesure. En suivant ces grandes lignes directives, de nouvelles topologies nous ont été fournies par nos partenaires de Salamanque. Dans ce RUN 2 donc, 132 SSDs carrées fonctionnelles ont été fabriquées, ainsi que 72 V-SSDs, leurs topologies sont résumées dans les tableaux ci-dessous

	Longueur du canal		
	L=500 nm	L=1000 nm	L=2000 nm
Largeur du canal			
W=75 nm		X	X
W=100 nm		X	
W=125 nm		X	
W=150 nm		X*	X*
W=175 nm		X	
W=200 nm		X	
W=500 nm	X*	X*	X
W=750 nm	X*	X	

Tableau 3.3-2 : Topologie des différentes SSDs « carrées » du RUN 2 fabriquées et caractérisées. Le symbole X\* représente les composants fabriqués à la fois avec des gravures verticales de largeur  $W_v=50$  et  $100$  nm et des gravures horizontales de largeur  $W_H=50$  et  $100$  nm.

Le symbole X signifie que seules des gravures verticales de 100 nm et horizontales de 50 nm de large sont disponibles.

	Longueur du canal		
Largeur d'entrée du canal	L=500 nm	L=1000 nm	L=2000 nm
$W_{in}=250$ nm	$W_{out}=350$ nm	$W_{out}=450$ nm	$W_{out}=650$ nm
	$W_{out}=450$ nm	$W_{out}=550$ nm	$W_{out}=850$ nm
$W_{in}=350$ nm	$W_{out}=450$ nm	$W_{out}=550$ nm	$W_{out}=750$ nm
	$W_{out}=500$ nm	$W_{out}=650$ nm	$W_{out}=850$ nm

Tableau 3.3-3 : Topologie des nouvelles structures V-SSDs intégrés dans le RUN 2. Pour tous ces composants,  $W_H=500$  et  $W_V=100$  nm.

En utilisant le modèle auto-cohérent des charges de surface, les résultats de simulation ont montré que la largeur minimale de canal des SSDs montrant des oscillations est de 500 nm Figure 3.3-10.

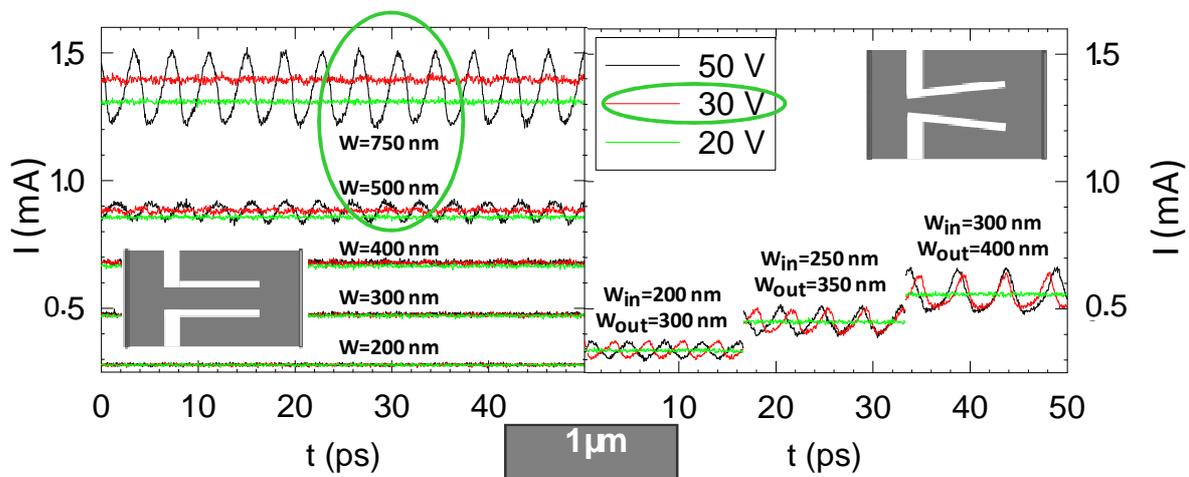


Figure 3.3-10 : Mise en évidence des oscillations dans les SSDs de 1  $\mu$ m de longueur de canal avec le modèle auto cohérent des charges de surface. (a) apparition des oscillations dans les SSDs carrées à partir d'une tension de polarisation de 50 V pour une largeur de canal minimale de 500 nm. (b) apparition des oscillations dans les V-SSDs à partir d'une tension de polarisation de 30 V.

Les simulations ont également montré que le rendement des oscillations peut être amélioré en utilisant une nouvelle topologie que nous avons appelé la V-SSD. En effet de par sa forme en V, la V-SSD permet de compenser l'augmentation des charges de surface en sortie du composant du fait de sa légère sur-ouverture en sortie du canal. Les charges de surface étant compensées en sortie du canal, le niveau de tension requis pour obtenir les oscillations est

plus faible contrairement aux SSDs classiques. Par exemple, on observe pour une V-SSD avec 200 nm de largeur de canal à l'entrée ( $W_{in}$ ) et 300 nm de largeur de canal en sortie ( $W_{out}$ ), des oscillations à partir de 30 V. Cette topologie permet donc d'avoir des oscillations avec un rendement plus élevé par rapport aux SSDs carrées cela s'explique par le fait que le niveau de courant nécessaire à la production des oscillations est plus faible ( $\eta=P_{RF}/P_{DC}$ ). De plus, dans ces nouvelles topologies, le champ électrique à l'entrée de la V-SSD est suffisamment élevé (grâce à la faible largeur), ce qui permet de mieux favoriser la création de domaines Gunn. Dans ce second run, nous avons également intégré des SSDs avec des antennes Bow-tie (Papillon) pour faire des mesures en espace libre, ces dernières ayant été mesurées en DC avant. Les topologies des SSDs que nous avons décidé d'intégrer au centre des antennes sont données dans le tableau ci-dessous.

	L=1000 nm	L=2000 nm
W=150 nm	X*	X
$W_{in}=250$ nm, $W_{out}=650$ nm		X (V-SSD)
* X => $W_V=100$ nm and $W_H= 50$ nm		
X => $W_V=200$ nm and $W_H= 100$ nm		

Tableau 3.3-4 : Dimensions des composants intégrés avec des antennes pour des mesures en espace libre.

Nous avons commencé les mesures sur les composants de « références » déjà présents dans le RUN 1 (voir dimensions dans le tableau ci-dessous). La Figure 3.3-11 montre les caractéristiques I-V pour 1, 4, 16 32 SSDs, le premier constat est que nous retrouvons le même niveau de courant que nous avons sur le RUN précédent, cela démontre une bonne reproductibilité du procédé technologique, sachant que la même épitaxie a été utilisée.

	Dimensions (nm)
a=c	600
L	1000
F	200
$W_H$	50
$W_V$	100
W	75

Tableau 3.3-5 : Dimension de la SSD standard

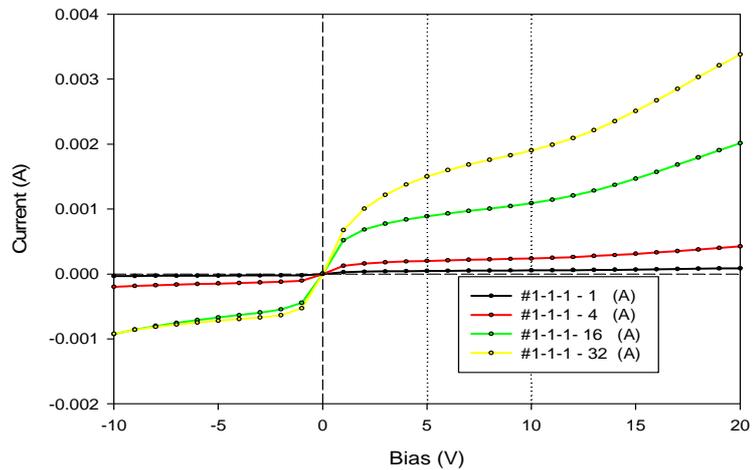
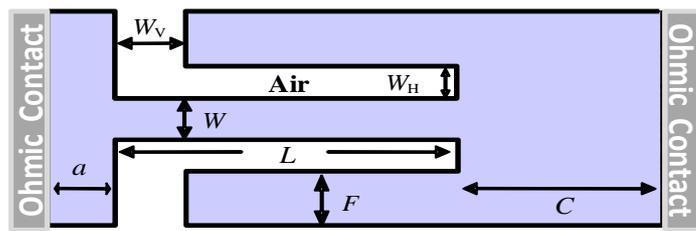


Figure 3.3-11 : Caractéristique I-V de 1, 4, 16, 32 SSDs issus du run 2 dont les dimensions sont données dans le tableau 3.3-6.

La Figure 3.3-12(a) montre les caractéristiques I-V pour un réseau de 16 SSDs avec des largeurs de canal de 500 et 750 nm. Comme attendu, le niveau de courant est beaucoup plus élevé que sur la Figure précédente, il dépend essentiellement de la largeur du canal, la longueur du canal ne modifiant que la pente de caractéristique avant la saturation Figure 3.3-12(b).

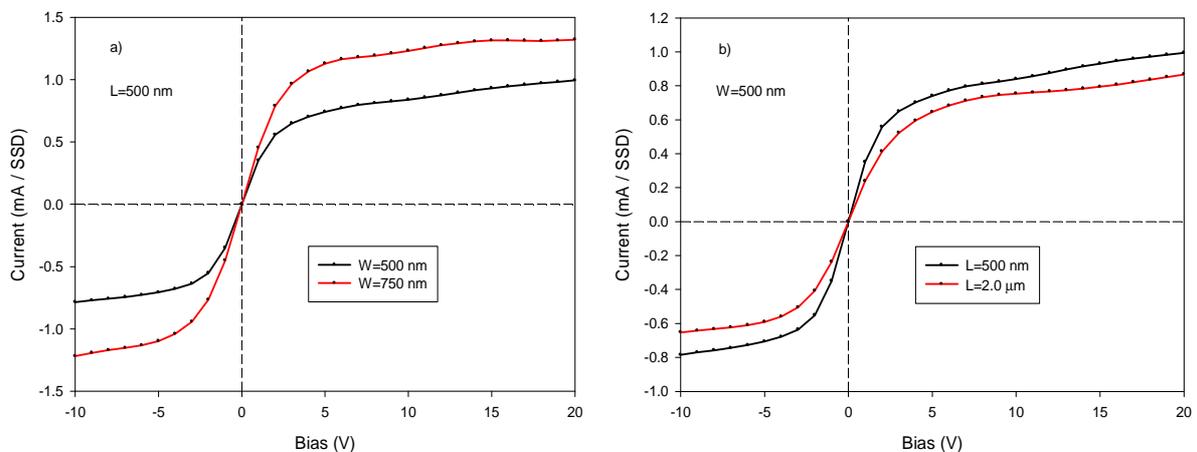


Figure 3.3-12 : Exemple de caractéristique I-V des nouvelles topologies intégrés dans le RUN 2 mettant en évidence l'influence de la largeur et de la longueur du canal dans les SSDs. (a) Longueur du canal  $L=500$  nm fixée, largeur du canal  $W=500$  et  $750$  nm. (b) largeur du canal  $W=500$  nm fixée, longueur du canal  $L=500$  nm et  $2\ \mu\text{m}$ .

Si l'on représente l'évolution du courant en fonction de la largeur du canal Figure 3.3-13, nous pouvons extraire la largeur de déplétion associée aux charges de surface. La valeur de la déplétion latérale  $W_d = 25$  nm est trouvée pour de faibles valeurs de polarisation, elle diminue lorsque l'on augmente la tension de polarisation, ces résultats sont en adéquation avec les valeurs obtenues par la simulation Monte-Carlo.

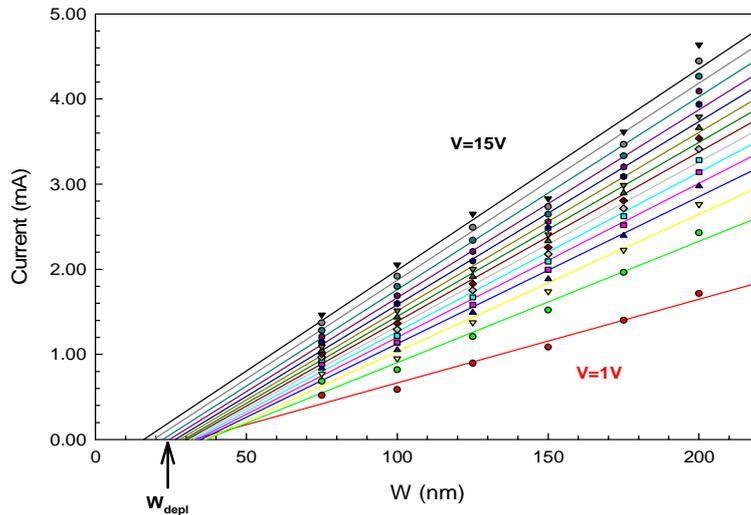


Figure 3.3-13 : Mesure du courant en fonction de la largeur du canal des SSDs de 1  $\mu$ m de long pour différentes tensions de polarisation (de 1 à 15 V avec un pas de 1 V) et extrapolation pour déduire la largeur de déplétion induite par les charges de surface.

Pour les V-SSDs, le niveau du courant est fixé par la largeur d'entrée du canal. Sur la Figure 3.3-14 on peut remarquer que pour une même largeur de canal ( $W_{in} = 350$  nm) et différentes valeurs de sortie du canal ( $W_{out}$ ), le niveau de courant est le même indépendamment de la longueur du canal.

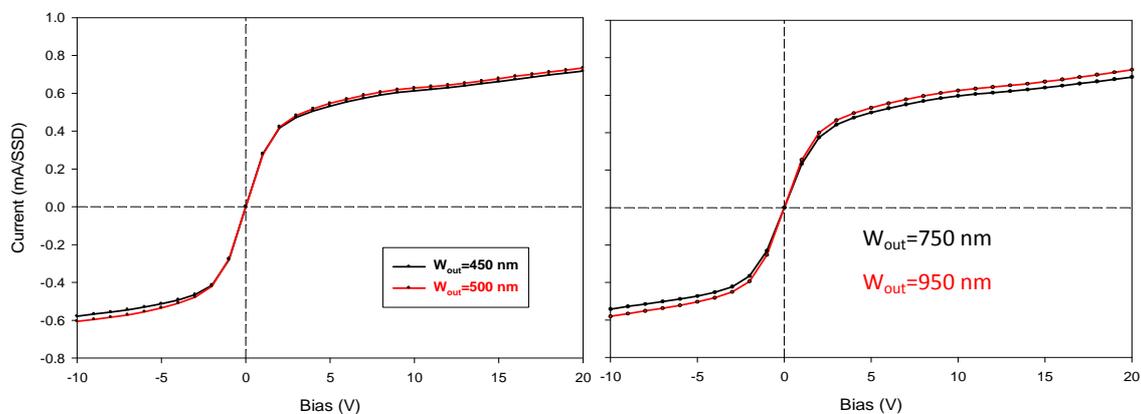


Figure 3.3-14 : Caractéristiques I-V des V-SSDs avec une largeur d'entrée du canal  $W_{in} = 350$  nm. (a) La longueur du canal  $L = 500$  nm et la largeur du canal de sortie du canal est  $W_{out} = 450$  et 500 nm, (b)  $L = 2$   $\mu$ m,  $W_{out} = 750$  et 950 nm. Pour toutes les courbes, la largeur du recess horizontal  $g = 50$  nm, la largeur du recess vertical est  $h = 100$  nm. Les largeurs de sortie du

canal des V-SSDs ont été choisies de façon à avoir un angle d'ouverture optimum pour favoriser la présence des oscillations (5.7 et 8.6 degrés).

Quand on augmente la largeur des SSD, la largeur entre les tranchées augmente et leur effet électrostatique sur les porteurs dans le canal diminue, il en résulte des caractéristiques I-V des composants qui sont plus ohmiques autour de zéro. Pour toutes les SSDs mesurées, nous avons également évalué la densité de courant (en divisant par la largeur du canal à l'entrée) pour la comparer à celle obtenue couramment sur les transistors HEMT conventionnels fabriqués sur GaN (densité de courant maximale autour de 2A/mm). Afin de s'assurer qu'il n'y a pas de courant de fuite dans le buffer pour des tensions de polarisation élevées.

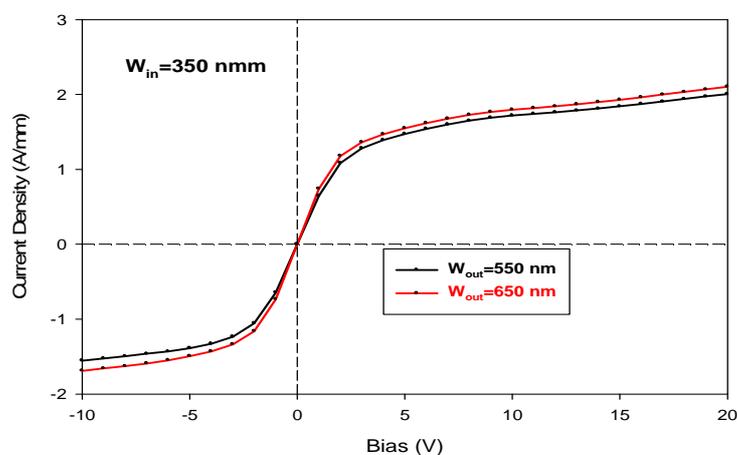


Figure 3.3-15 : Densité de courant des V-SSDs avec  $L = 1 \mu\text{m}$ ,  $W_{in} = 350 \text{ nm}$ ,  $W_{out} = 550 \text{ nm}$  et  $650 \text{ nm}$ .

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.3-15 pour la V-SSD ( $W_{in} = 350 \text{ nm}$ ) avec une longueur de canal de  $1 \mu\text{m}$  et différentes largeurs de canal en sortie, nous obtenons un niveau de densité de courant semblable.

Au vu de la grande consommation en ressource pour pouvoir faire des simulations Monte-Carlo avec le modèle auto cohérent des charges de surfaces, trois SSDs fabriquées dans ce RUN 2 avec une longueur de canal de  $500 \text{ nm}$  ont été simulées. Deux d'entre elles sont des SSDs carrées avec des largeurs de canaux respectivement de  $500$  et  $750 \text{ nm}$ . La troisième V-SSD simulée à une largeur d'entrée de canal de  $350 \text{ nm}$  et  $450 \text{ nm}$  de largeur en sortie du canal. Les composants sont présentés sur la Figure 3.3-16. Après les ajustements des différents paramètres nécessaires à la simulation, nous avons obtenu un accord satisfaisant entre les simulations et les mesures expérimentales comme montré sur la Figure 3.3-17.

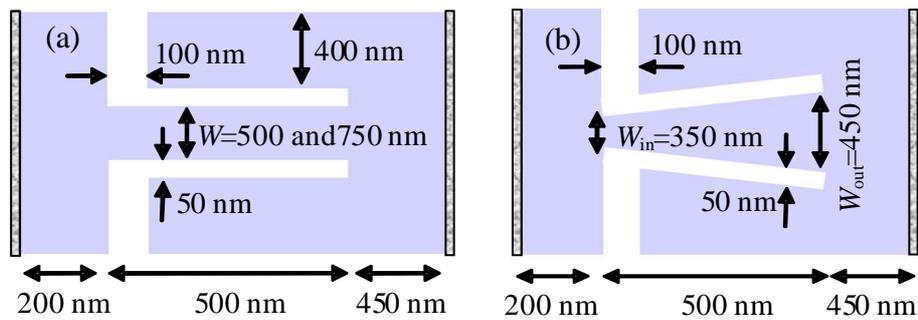


Figure 3.3-16 : Topologie des SSDs et V-SSDs qui ont été simulées avec le modèle auto cohérent des charges de surface.

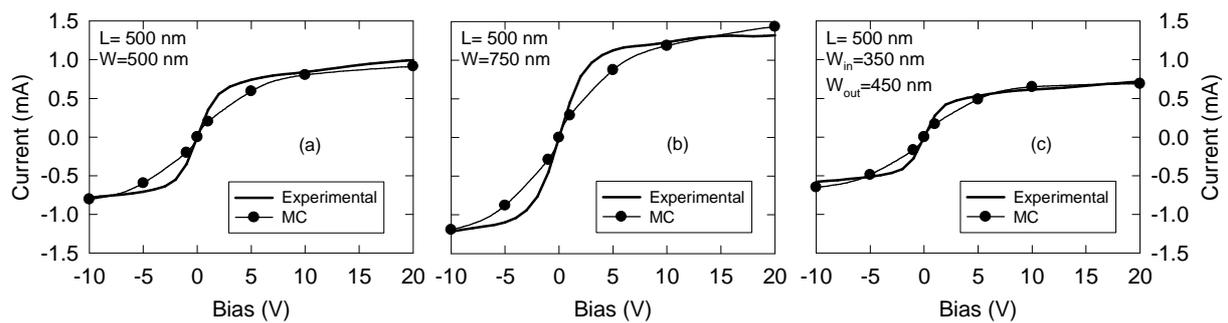


Figure 3.3-17 : Comparaison des caractéristiques I-V entre les simulations et les mesures expérimentales des SSDs avec la longueur du canal  $L=500$  nm. (a) et (b) correspondent aux SSDs carrés avec comme largeur de canal respectivement 500 nm et 750 nm. (c) une V-SSD avec une largeur à l'entrée du canal de 350 nm et en sortie 450 nm. Pour les simulations, une valeur de densité de charges électronique de  $5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$  a été utilisée.

Même si la saturation du courant est bien reproduite, il y a un léger désaccord dans la zone à faible polarisation (2-10 V). Cela peut être dû à une valeur légèrement supérieure de la charge de surface considérée dans la simulation par rapport au cas réel dans la SSD.

Une fois les courbes expérimentales correctement reproduites par la simulation, tout comme dans le RUN 1, pour préparer le plan de manipulation en hyperfréquence, la présence des oscillations dans ces SSDs a été analysé. La Figure 3.3-18 montre la séquence temporelle du courant dans les trois SSDs pour différentes valeurs de polarisation. Pour évaluer l'impact de l'échauffement des composants sur les oscillations, dans le cas de la SSD carrée de 750 nm de largeur de canal, des simulations ont été faites à deux températures de 300 et 500 K.

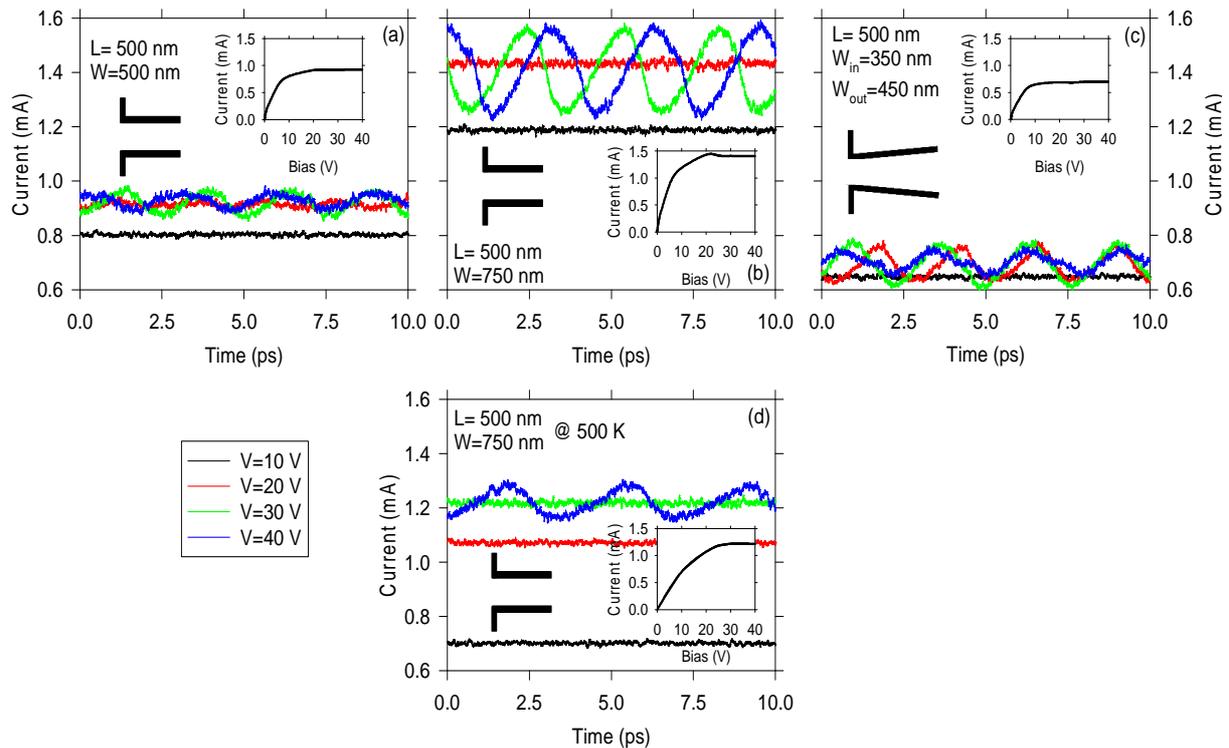


Figure 3.3-18 : Simulations Monte Carlo de l'évolution temporelle du courant dans les SSDs en fonction de la polarisation. SSDs carrées à température ambiante avec (a) largeur du canal  $W=500\text{ nm}$  et (b)  $W=750\text{ nm}$ , (c) V-SSD à température ambiante et (d) SSD carrée avec  $W=500\text{ nm}$  à  $500\text{ K}$ .

Comme observé, la V-SSD est la forme la plus favorable pour l'apparition des oscillations Gunn car elles apparaissent pour des niveaux de courant plus faibles. En effet, la V-SSD montre des oscillations déjà pour une tension appliquée de 20 V, alors que pour la diode carrée, 30 V minimum est nécessaire. L'augmentation de la largeur du canal de 500 à 750 nm augmente considérablement l'amplitude des oscillations dans les SSDs carrées au détriment de la puissance consommée. Ainsi, la puissance DC nécessaire à l'apparition des oscillations est de l'ordre de 14 mW dans une SSD en forme de V comparé à 27 et 42 mW pour les SSDs carrées de largeur de canal de 500 et 750 nm. Cela signifie qu'il y a moins de puissance dissipée par effet joule dans la V-SSD et donc de meilleurs rendements ( $\eta = P_{RF}/P_{DC}$ ) peuvent être obtenus, comme exemple, l'amplitude des oscillations de la V-SSD de 350 nm de large à l'entrée du canal est semblable à celles obtenues sur la SSD carrée de 500 nm pour des tensions de polarisations différentes (plus élevée dans le cas de la SSD carrée). A température ambiante 300 K la fréquence d'oscillation donnée par la simulation Monte-Carlo de ces trois diodes de 500 nm de long est de l'ordre de 370 GHz.

Afin de préparer les manipulations qui seront réalisées en espace libre, nous avons effectué des mesures DC sur les SSDs intégrées avec les antennes Bow-tie (papillon), Figure 3.3-19.

Les caractéristiques courant-tension ont été mesurées avant et après leur montage sur le PCB. Nous avons donc trois différentes topologies sur le réticule (représenté en bleu, jaune et rouge) :

- Carrée Bleu : 10 réseaux de 6 Bow-tie contenant chacune 64 SSDs qui ont une fréquence d'oscillation théorique autour de 300 GHz. La longueur du canal est 1  $\mu\text{m}$ , la largeur du canal est 150 nm, la largeur du recess horizontal est de 50 nm et la largeur du recess vertical est de 100 nm.
- Carrée Jaune : 8 réseaux de 8 Bow-tie contenant chacune 64 SSDs qui ont une fréquence d'oscillation théorique autour de 150 GHz. La longueur du canal est 2  $\mu\text{m}$ , la largeur du canal est 150 nm, la largeur du recess horizontal est de 100 nm et la largeur du recess vertical est de 200 nm.
- Carrée Rouge : 10 réseaux de 6 Bow-tie contenant chacune 64 V-SSDs qui ont une fréquence d'oscillation théorique autour de 150 GHz. La longueur du canal est 2  $\mu\text{m}$ , la largeur d'entrée du canal est 250 nm, la largeur de sortie du canal est 650 nm, la largeur du recess horizontal est de 100 nm et la largeur du recess vertical est de 200 nm.

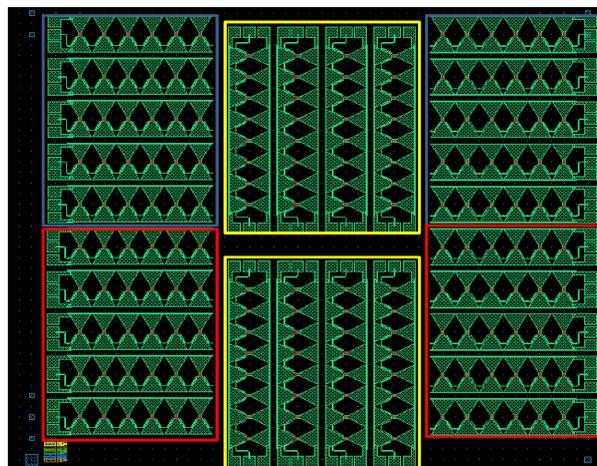


Figure 3.3-19 : Vue des SSD disponibles pour les mesures en espace libre.

Nous avons réalisé des études systématiques sur la reproductibilité de ces composants en réseaux. Par exemple, les 10 composants dans la zone en bleu ont été mesurés pour évaluer la dispersion technologique comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.3-20, on note une variation relative du courant autour de 9% à 10 V. Pour les composants dans la zone jaune, une variation relative de 4% à 10 V et finalement pour les composants dans la zone rouge, une variation du courant autour de 9% à 2V. Les mesures présentées pour les V-SSDs s'arrête à 2 V due à la compliance en courant (100 mA) qui est rapidement atteinte à cause

de la largeur du canal des SSDs qui est plus grande. Dans l'ensemble, un bon rendement technologique est obtenu.

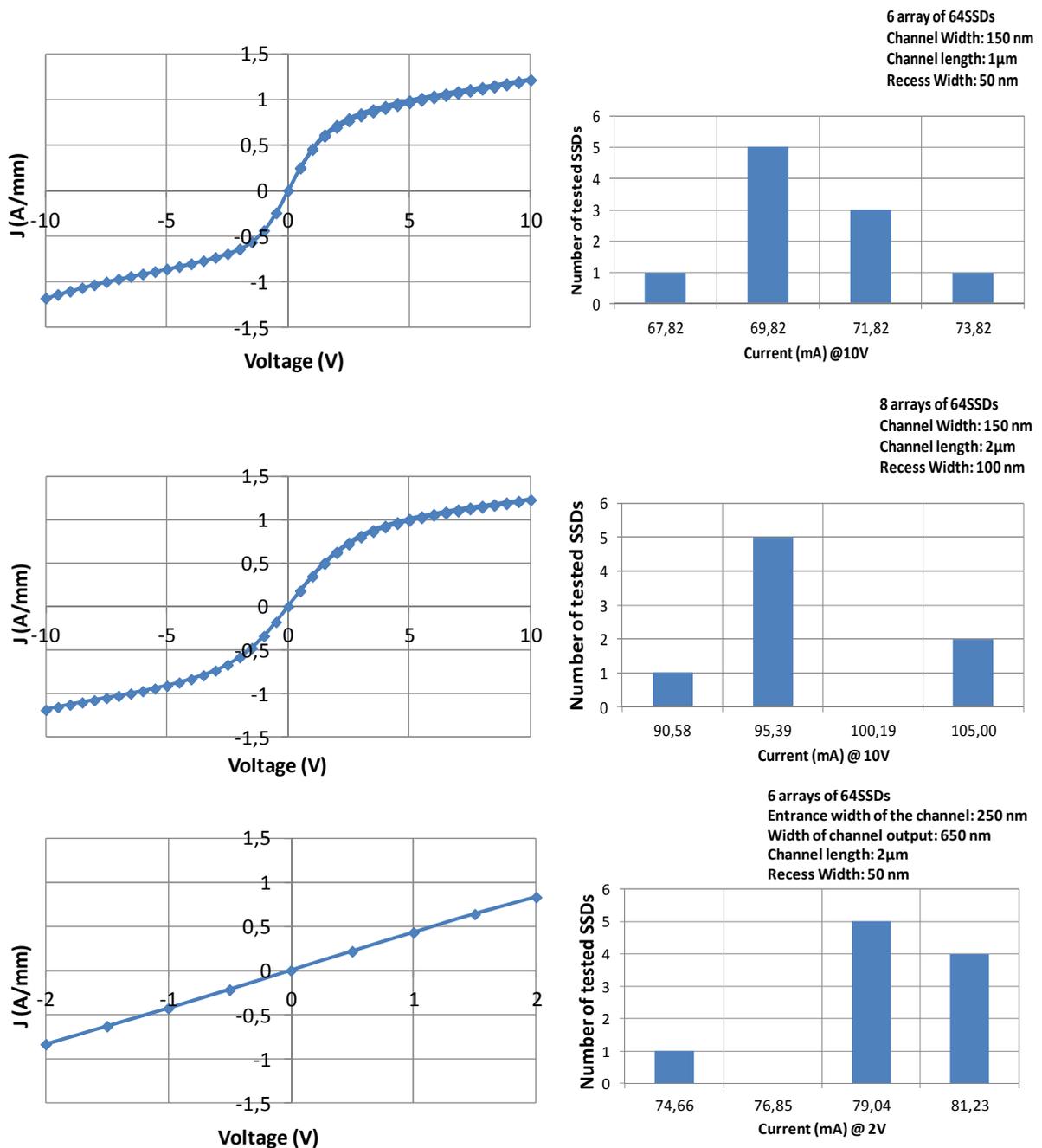


Figure 3.3-20 : (a), (c) et (e) densité de courant et (b), (d) et (f), dispersion technologique pour les SSDs de 1 μm de long (a) et (b), pour les SSDs de 2 μm de long (c) et (d). (e) et (f) V-SSDs avec 2 μm de long.

Finalement, l'ensemble de ces SSDs dédié pour la mesure en espace libre ont encore été testée après leur montage sur le PCB via l'étape de micro soudure, pour confirmer leur bon fonctionnement. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.3-21 pour un ensemble de 3 réseaux connecté simultanément, la caractéristique I-V montre une chute dans le niveau du courant du surement aux effets thermiques (le courant atteint environ 0.2 A@ 10V soit une

puissance dissipée de 2 W), sachant qu'il n'y a pas de dissipateur thermique associé à ces réseaux de SSDs.

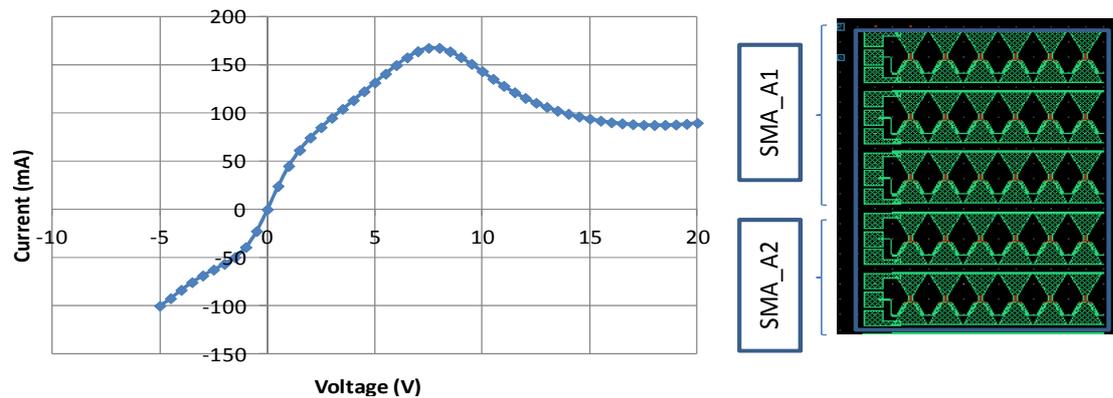


Figure 3.3-21 : Caractéristique I-V de trois réseaux de six bow-tie chacune (SMA\_A1)

### 3.3.3 MESURES EXPÉRIMENTALES DU RUN 3 ET COMPARAISON AVEC LA SIMULATION MONTE-CARLO.

Après les mesures en espace libre sur les composants issus du RUN 2, aucune émission n'a été observée. A ce stade, la principale raison est l'impossibilité d'atteindre les tensions de polarisation prédites par les simulations Monte Carlo. Les composants sont détruits sous l'effet de la thermique avant que l'on puisse vérifier la présence du signal THz (Figure 3.3-22).

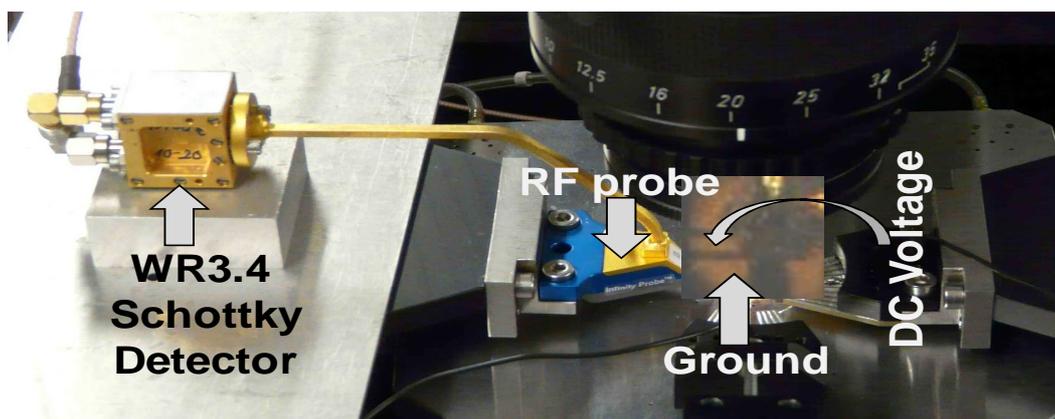


Figure 3.3-22 : Exemple d'un réseau de 16 SSDs testé en émission sous pointes (fréquence centrale attendue ~300 GHz). Malgré l'utilisation du chuck métallique pour aider à la dissipation de la chaleur, le composant est détruit sous une polarisation de 35 V.

Partant des nouvelles conclusions tirées des différentes mesures expérimentales qui ont été faites, nous avons défini de nouvelles hypothèses de travail qui ont conduit au design d'un nouveau masque (RUN 3).

Les principales règles de conception prises en compte pour ce RUN 3 étaient :

- ✓ Privilégier les antennes pour tous les composants à fabriquer.
- ✓ Concevoir un autre type d'antenne (spirale équiangulaire) en plus de la bow-tie.
- ✓ Réduire le nombre de SSDs en réseau (16 et 32 SSDs).
- ✓ Pour ces réseaux, augmenter la séparation entre les différents canaux.
- ✓ Utiliser une seule antenne par réseau.
- ✓ Intégrer toutes les topologies qui présentent des oscillations dans les simulations Monte-Carlo.

Des simulations complémentaires ont été effectuées par nos partenaires de l'Université de Salamanca sur les V-SSDs, ce nouveau type de composant permettant d'obtenir des oscillations pour des tensions de polarisations raisonnables à partir de 30 V. La Figure 3.3-23 présente un exemple d'étude menée par nos partenaires sur des topologies V-SSDs de  $1\mu\text{m}$  (également menée sur les V-SSDs de 500 nm) de long où les bulles représentent l'amplitude des oscillations observées. Ces travaux complémentaires ont permis de définir les topologies des devices qui ont été fabriqués et caractérisés pour ce troisième RUN.

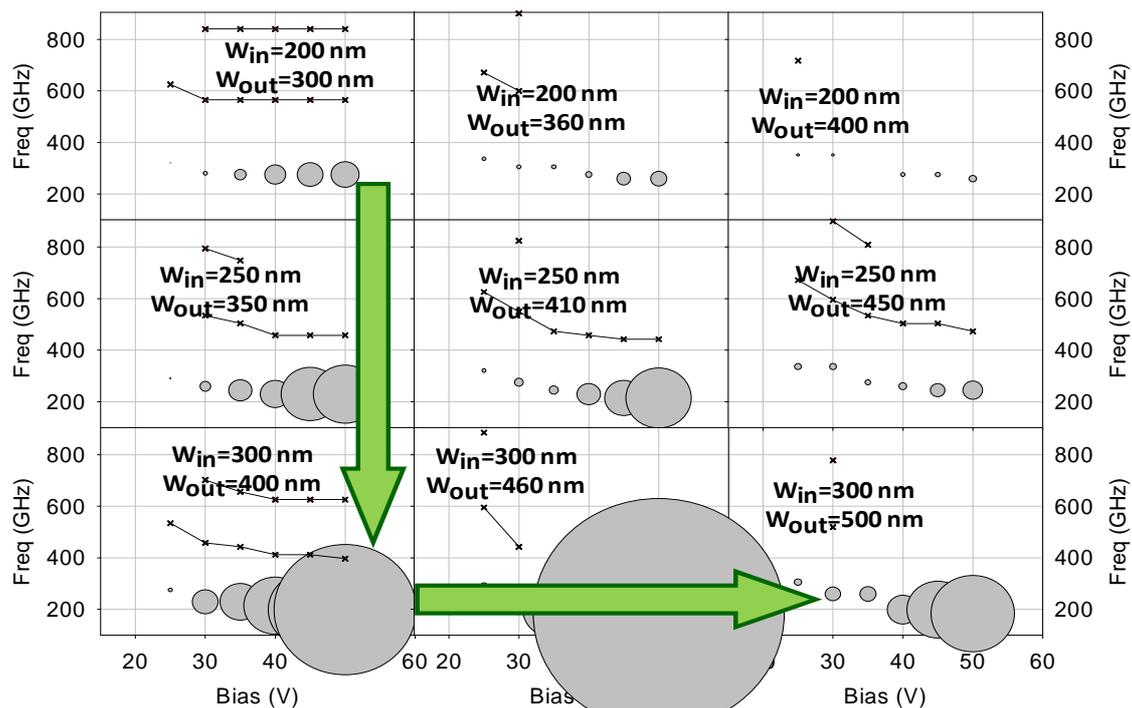


Figure 3.3-23 : Études de l'apparition et de l'amplitude des oscillations, en fonction des dimensions des V-SSDs et de la polarisation, à l'aide des simulations Monte-Carlo.

Pour ce RUN 3, nous avons donc fabriqué 20 topologies intégrées différentes à la fois avec des antennes bow-tie et des spirales équiangulaires, le tableau ci-dessous résume ces différentes SSDs et V-SSDs.

V shape diodes		
	L=500 nm	L=1000 nm
$W_{in}=300$ nm	$W_{out}=350$ nm & $W_{out}=400$ nm	$W_{out}=400$ nm & $W_{out}=500$ nm
$W_{in}=350$ nm		$W_{out}=550$ nm & $W_{out}=650$ nm
Square Diodes		
l= 500 nm	X	X
l= 750 nm	X	X
$W_H= 50$ nm and $W_V= 200$ nm		

Tableau 3.3-7 : Dimensions des SSDs du RUN3 fabriqués et mesurés. Chacune des topologies est disponible avec un réseau de 16 et 32 SSDs en parallèle.

Comme on peut le constater dans le tableau, la principale modification technologique de ce troisième RUN provient de l'augmentation de la largeur des recess verticaux de 100 à 200 nm, cet aspect sera abordé ultérieurement. Le but de cette modification est de limiter le courant de fuite dans le buffer au niveau « des équerres » étant donné que c'est à cet endroit du canal que l'intensité du champ électrique est la plus importante, cette modification n'influe pas sur le comportement électrique des composants. Afin de nous rendre compte de la reproductibilité du procédé technologique de fabrication, comme pour le RUN précédent, un exemple de caractéristiques I-V est présenté sur la Figure 3.3-24. Sur les caractéristiques a, b, c, nous pouvons observer les mesures réalisées sur trois composants déjà présents sur le RUN 2 mais avec des accès coplanaires, les mêmes composants issus du RUN 3 avec des antennes bow-tie et l'évolution temporelle du courant obtenue par la simulation Monte Carlo pour chacun de ces trois composants. Les deux premières SSDs carrées ont respectivement une largeur de canal de 500 et 750 nm, la troisième V-SSD à une largeur d'entrée du canal de 350 nm et une largeur du canal en sortie de 450 nm ; pour ces trois composants la longueur du canal est de 500 nm ce qui conduit d'après les simulations à une fréquence d'oscillation autour de 370 GHz. On note une bonne reproductibilité du comportement des SSDs d'un RUN à l'autre, le tout validé par les simulations Monte-Carlo. Après les mesures statiques effectuées sur l'ensemble des composants fabriqués, nous avons procédé à la découpe des réticules pour les monter sur les supports dédiés aux mesures en espace libre, nous avons ensuite après le bonding (la soudure) des composants, revérifié que les compo-

sants n'avait pas évolué. Nous avons donc refait des mesures statiques via les connecteurs SMA sur tous les composants montés. La Figure 3.3-25 présente les résultats obtenus cette fois –ci pour des réseaux de 16 SSDs de 1  $\mu\text{m}$  de longueur de canal dont la fréquence des oscillations attendue est autour de 300 GHz. Les Figure 3.3-25(a) et (b) présentent respectivement la caractéristique d'une SSD carrée de largeur de canal de 750 nm et une V-SSD de largeur à l'entrée du canal  $W_{\text{in}} = 300$  nm et une largeur en sortie du canal  $W_{\text{out}}$  de 400 nm. Comme on peut le constater la reproductibilité est quasi parfaite, ce qui montre que les opérations de montage sur les supports dédiés (PCBs) n'ont pas influencé les caractéristiques électriques. La légère différence dans le niveau de courant observé (moins de 10 %) sur les caractéristiques est due à l'effet thermique moins présent lors des mesures via les aiguilles DC où le substrat des composants au lieu d'être en l'air est posé sur le « chuck » métallique qui fait office de dissipateur thermique.

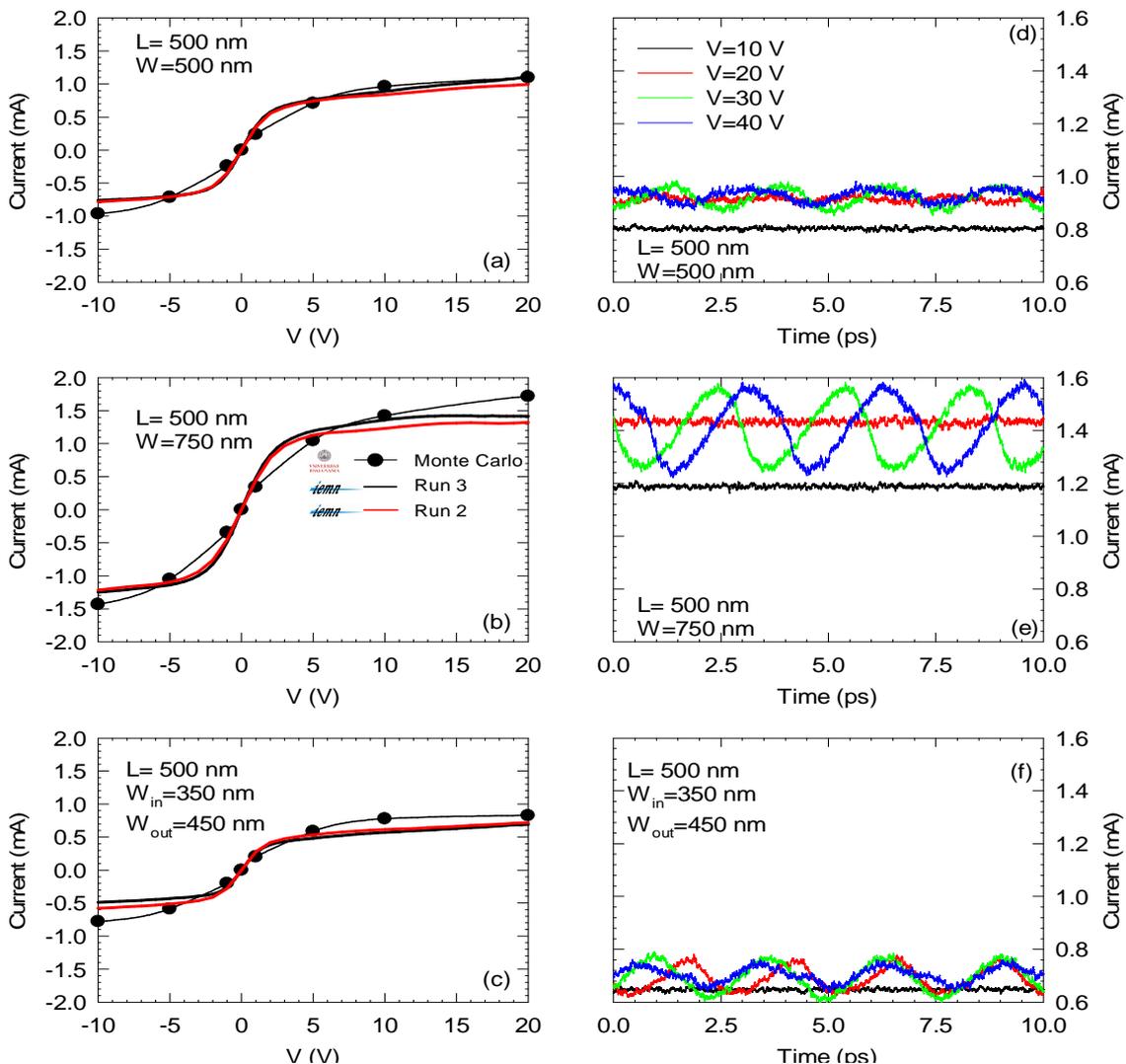


Figure 3.3-24 : (a)-(c) Comparaison entre les mesures expérimentales courant-tension des Run 2 et 3 avec les résultats de simulation Monte-Carlo.(d)-(f) Simulation temporelle du cou-

rant pour différentes tensions de polarisation. Les paramètres utilisés pour la simulation sont  $N_{Db}=5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $n_s=6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

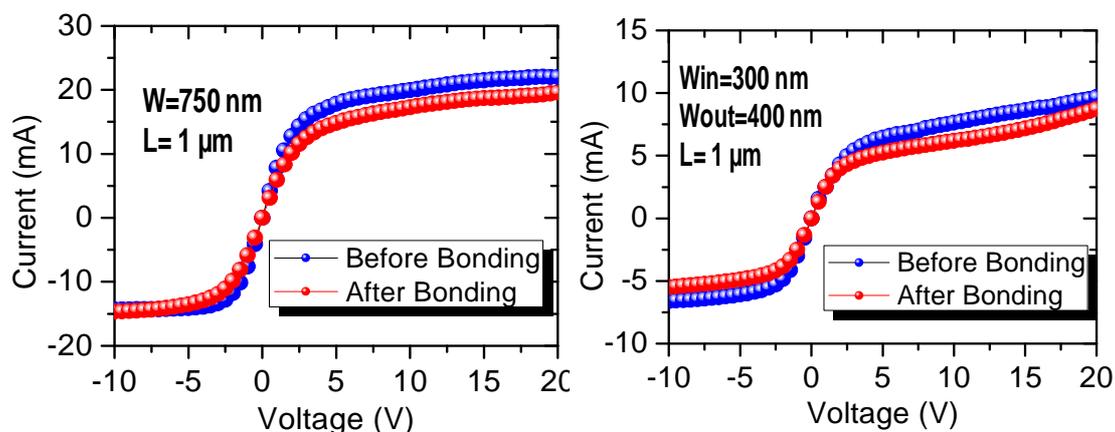


Figure 3.3-25 : Exemple de caractéristiques I-V d'un réseau de 16 SSDs en parallèle avant et après la soudure des composants sur le PCB dédié à la mesure espace libre.

### 3.4 CARACTÉRISATION ON WAFER DANS LA GAMME MILLIMÉTRIQUE ET SUBMILLIMÉTRIQUE

#### 3.4.1 MESURES EXPÉRIMENTALES DES SSDS EN DÉTECTION

Afin de caractériser les SSDs en tant que détecteurs, nous avons utilisé comme source un analyseur de réseau vectoriel connecté à des modules d'extension de fréquences permettant de couvrir la bande G (140-220 GHz) et la bande J (220-325 GHz).

✓ *Calibration en puissance de l'analyseur de réseau vectoriel avec le calorimètre PM4*

Pour la calibration en puissance de l'analyseur de réseau vectoriel, nous avons utilisé le PM4 de chez Erickson instrument capable de détecter des niveaux de puissance supérieurs à 1  $\mu\text{W}$ . La Figure 3.4-1 montre le banc de mesure monté pour effectuer cet étalonnage en puissance dans la bande J (220-325), les mêmes mesures ont été effectuées en bande G (140-220 GHz) dans lequel au niveau du banc de mesure nous avons changé le module d'extension de fréquences.

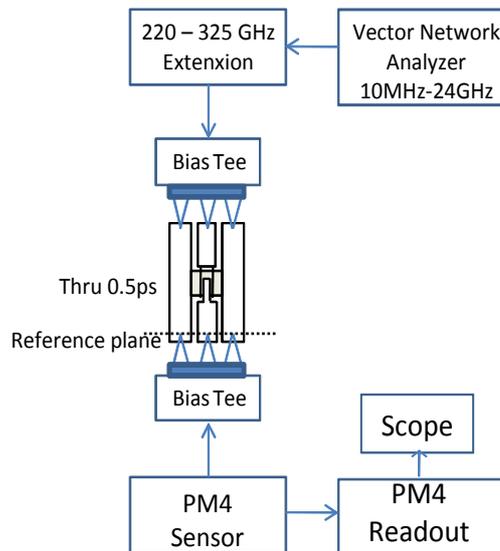


Figure 3.4-1 : Banc de mesures utilisé pour l'étalonnage en puissance de la source.

Le module d'extension de fréquence disponible en Bande J provient de la société Rohde et Schwarz, il est connecté sur le port 1 de l'analyseur de réseau. Pour permettre la mesure on-wafer, la sortie WR03 du module est connectée à une sonde infinity en configuration masse-signal-masse (GSG). Comme support de propagation une ligne courte (thru) est utilisée, ses pertes en transmission sont de l'ordre de 0.1 dB dans cette bande de fréquence. En sortie, l'on retrouve une autre sonde infinity connectée au PM4. L'entrée du PM4 étant en guide d'onde WR10, un taper WR3.4 (220-325 GHz) vers WR10 (75-110 GHz) est donc indispensable pour connecter la sonde à l'entrée du PM4. Le capteur du PM4 est branché sur sa console principale permettant de faire le choix du calibre de travail et de visualiser la puissance de sortie. Le PM4 étant un détecteur calorimétrique qui possède de ce fait une capacité thermique, la réponse à un échelon est donc une exponentielle. Nous l'avons connecté à un oscilloscope afin de contrôler le temps de charge et de décharge sur une durée de 20 s temps durant lequel il nous donne le maximum de sa réponse sur le calibre 200  $\mu$ W. Les pertes en transmission ( $S_{21}$ ) des deux sondes ont été mesurées séparément. Connaissant ces pertes (sonde+taper), nous pouvons revenir à la puissance disponible dans le plan des sondes.

Les têtes de l'analyseur ont été utilisées comme source. Le rapport signal sur bruit de cette source multipliée n'étant pas très élevé (environ 20), nous avons vérifié qu'elle était bien comprimée à 0 dBm (Puissance maximale en bande de base) car nous avons besoin de puissance pour la mesure des SSDs en détection. Pour ce faire, nous avons caractérisé la puissance de sortie de l'analyseur en fonction de sa puissance d'entrée, la Figure 3.4-2(a) pré-

sente un exemple de courbe  $P_s(P_e)$  effectuée à 280 GHz. Ensuite, toujours pour cette fréquence prise à titre d'exemple, nous avons bien vérifié que la vis de l'atténuateur présente sur la tête sub/millimétrique et qui sert à régler la puissance d'entrée dans le module était bien étalonée. Pour cela, nous avons caractérisé la puissance de sortie à 0 dBm (0dBm= Puissance au VNA) en fonction de la position de la vis de l'atténuateur Figure 3.4-2(b), comme on peut le remarquer, on contrôle toute la puissance sur 1 mm. A très faible puissance ( $< 1\mu\text{W}$ ) nous sommes dans le plancher de bruit du PM4, pour avoir une meilleur dynamique, ces mesures de puissance de sortie auraient pu être complétées en utilisant un analyseur de spectre pour les faibles puissances, ce dernier possédant un plancher de bruit nettement inférieur à celui du PM4 mais fournissant des mesures de puissances relatives. La Figure 3.4-3(a) présente la puissance maximale disponible à la sortie des têtes en bande J (220-325 GHz) et G (140-220 GHz), puis à l'aide des pertes en transmission des sondes utilisées dans ces différentes bande de fréquence, nous présentons sur la Figure 3.4-3(b) la puissance disponible dans le plan des sondes.

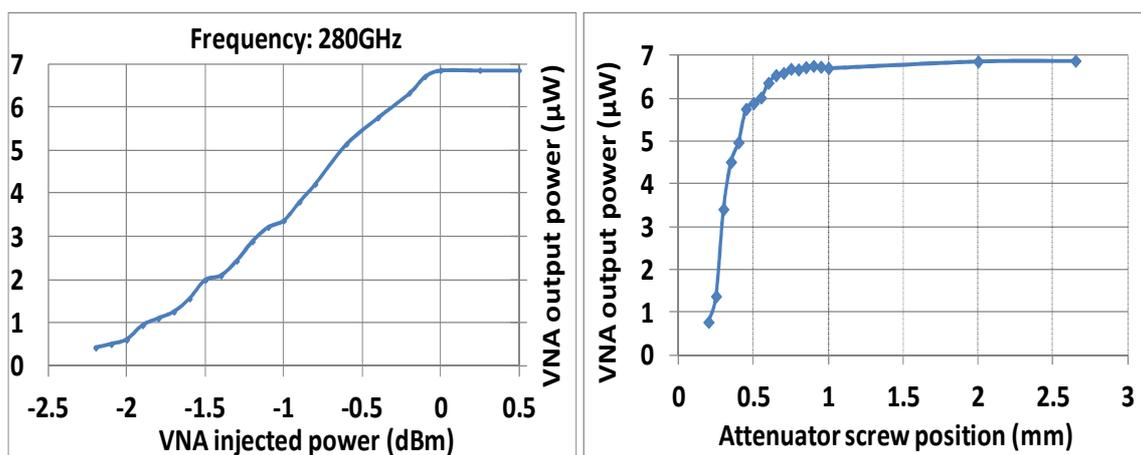


Figure 3.4-2 : (a) exemple de caractérisation à 280 GHz de la puissance de sortie du VNA en fonction de la puissance d'entrée émise par le VNA. (b) exemple de caractérisation de la puissance de sortie en fonction de la position de la vis de l'atténuateur à 280 GHz, la puissance d'entrée étant fixée à 0 dBm au niveau du VNA.

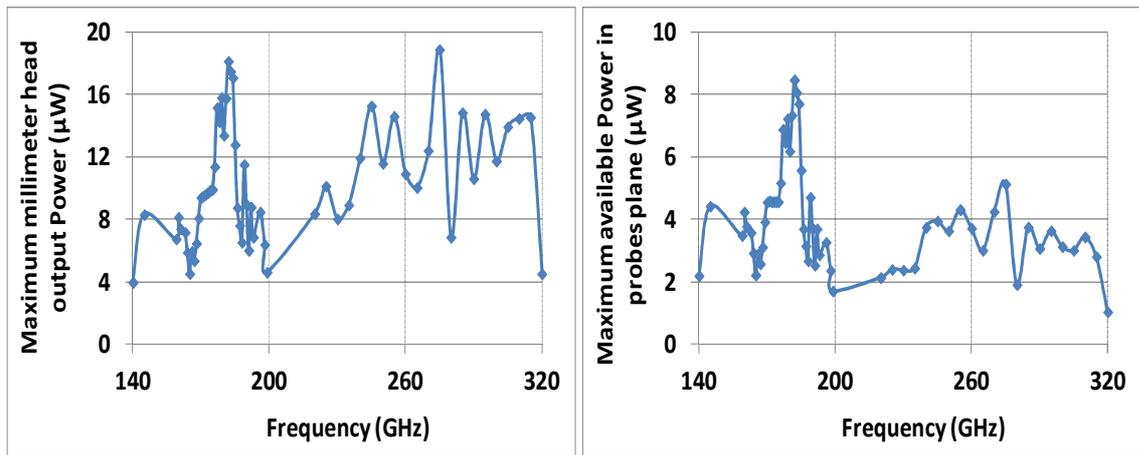


Figure 3.4-3 : (a) Puissance maximal disponible dans le plan de sortie des modules d'extension en Bande G et J. (b) Puissance maximale disponible dans le plan des sondes.

✓ *Calibration vectorielle de l'analyseur de réseau et mesures de paramètres S*

Les nano-dispositifs sont des composants hautes impédances, et par conséquent hautement réfléchissants, pour connaître avec le plus de précision possible la puissance réellement injectée dans nos composants nous devons connaître les pertes d'insertions liées à nos lignes de transmissions et prendre en compte la désadaptation des composants ; des mesures en paramètres S sont nécessaires. Nous avons réalisé une calibration vectorielle en quadripôle pour mesurer nos lignes. La méthode de calibration que nous avons choisie est la Line Reflect Reflect Match (LRRM), le logiciel que nous utilisons pour définir la méthode de calibration est le logiciel Wincal. Une fois la mesure des étalons effectuée, Wincal calcule les termes d'erreurs qui permettent de corriger les erreurs systématiques de l'analyseur de réseau et les compile dans un fichier, lequel est ensuite envoyé vers l'analyseur. L'analyseur est alors calibré jusque dans le plan des sondes et les mesures de lignes peuvent être faites. La Figure 3.4-4 présente la mesure en transmission d'une ligne d'accès coplanaire de 200  $\mu\text{m}$  de long. Les mesures ont été effectuées avec absorbant et sans absorbant (wafer directement posé sur le chuck), cela afin de vérifier que l'onde électromagnétique est bien confinée dans le substrat et qu'elle ne revient pas se coupler dans la ligne pour créer des modes de résonance.

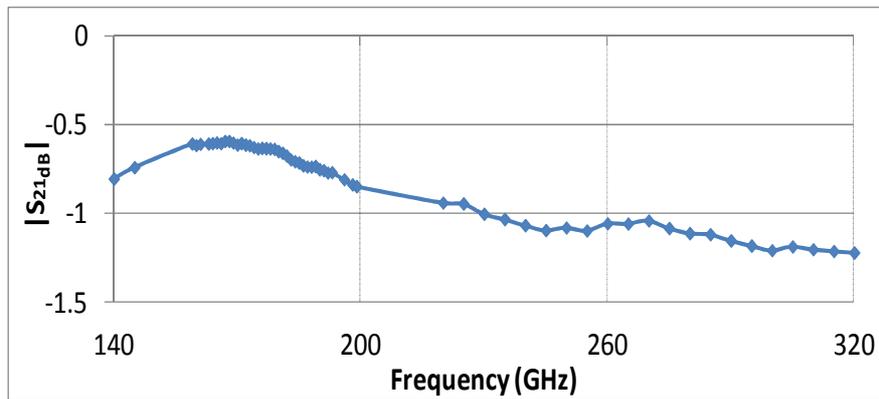


Figure 3.4-4 : Pertes en transmission de la ligne d'accès aux SSDs (longueur 200  $\mu\text{m}$ ).

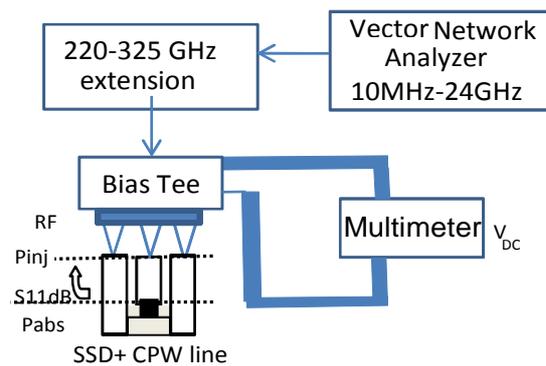


Figure 3.4-5 : Banc de mesure des paramètres S des SSDs, le même banc est aussi utilisé pour la mesure de détection ( $V_{DC}$ ).

La Figure 3.4-5 présente le banc de mesure pour les paramètres S des SSDs, l'ensemble des topologies des SSDs mesurées est rappelé dans le tableau ci-dessous.

	Topo_1 (nm)	Topo_2 (nm)	Topo_3 (nm)	Topo_4 (nm)	Topo_5 (nm)	Topo_6 (nm)	Topo_7 (nm)	Topo_8 (nm)
a=C	400	400	400	400	800	800	800	800
L	1000	1000	1000	1000	2000	2000	2000	2000
F	200	200	200	200	200	200	200	200
$W_H$	50	50	100	100	50	50	100	100
$W_V$	100	100	200	200	100	100	200	200
W	75	150	75	150	75	150	75	150

Tableau 3.4-1 : Rappel des dimensions de l'ensemble des composants mesurés.

Seules les topologies qui ont une largeur de canal (i) de 75 nm seront présentées. En effet, les mesures DC confirmées par les simulations Monte-Carlo, montrent que les SSDs prédisposées à la détection sont celles qui ont les largeurs de canal les plus petites. En effet, dans ces topologies, l'intensité du champ électrique latéral induit par les deux tranchées isolantes

est suffisante pour provoquer une non linéarité dans les composants ([Ini09b]). La Figure 3.4-6 présente les paramètres S de 1, 4, 16, 32 SSDs. Comme on peut le remarquer, la technologie planaire qu'offre la structure des SSDs permet d'en mettre plusieurs en parallèle sans l'utilisation d'interconnexions, ceci permet entre autre de réduire l'impédance et donc d'améliorer l'adaptation d'impédance entre la ligne (50 Ω) et la partie intrinsèque des SSDs (~ 15 kΩ autour de zéro pour 4 SSD).

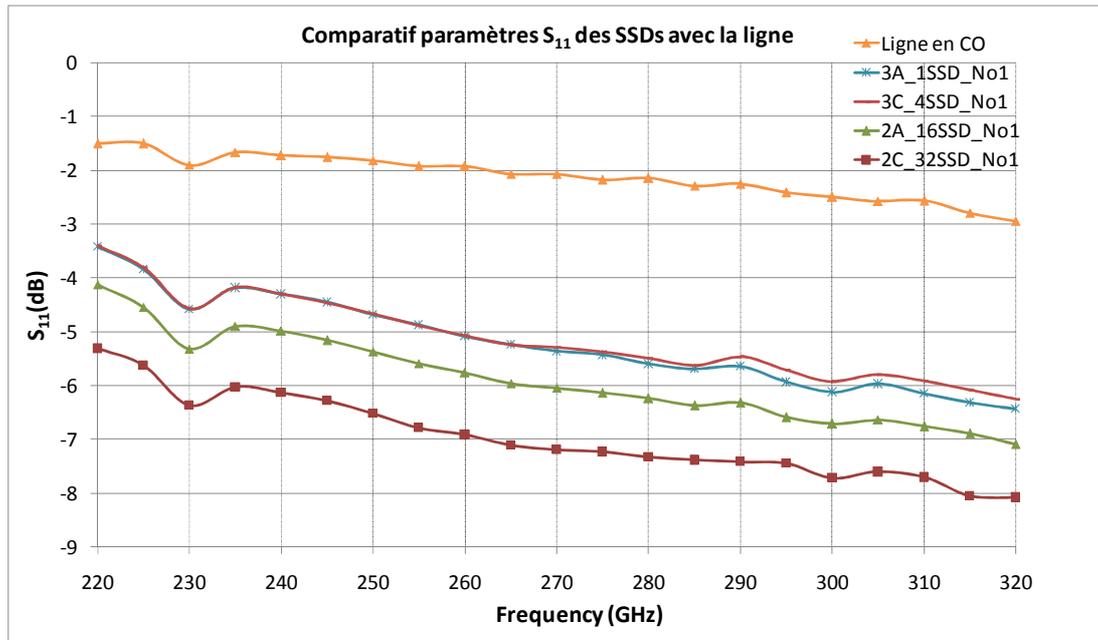


Figure 3.4-6 : Exemple de mesures de paramètre S sur 1, 4, 16, 32 SSDs en bande J. La ligne en circuit ouvert (CO) est le même motif de ligne utilisé pour les SSDs mais sans la partie active.

A partir de ces mesures de paramètre S, on peut déterminer avec assez de précision la puissance réellement absorbée par les composants :

$$P_{abs} = P_{inj}(1 - |S_{11}|^2) \quad 3.4-1$$

Où  $P_{inj}$  est la puissance injectée sur la ligne de transmission (pertes de celle-ci prise en compte) et  $S_{11}$ dB le coefficient de réflexion à l'entrée du composant.

✓ *Mesures de détection sur les Self-Switching Diodes (140-320 GHz)*

La Figure 3.4-5 montre la configuration du banc de mesure utilisé pour la détection qui est sensiblement le même que le précédent, à la différence que le té de polarisation de la probe infinity est utilisée pour mesurer la tension DC redressée par la non linéarité du composant. Pour la lecture de la tension nous avons utilisé un multimètre classique (Agilent multimeter 34401A).

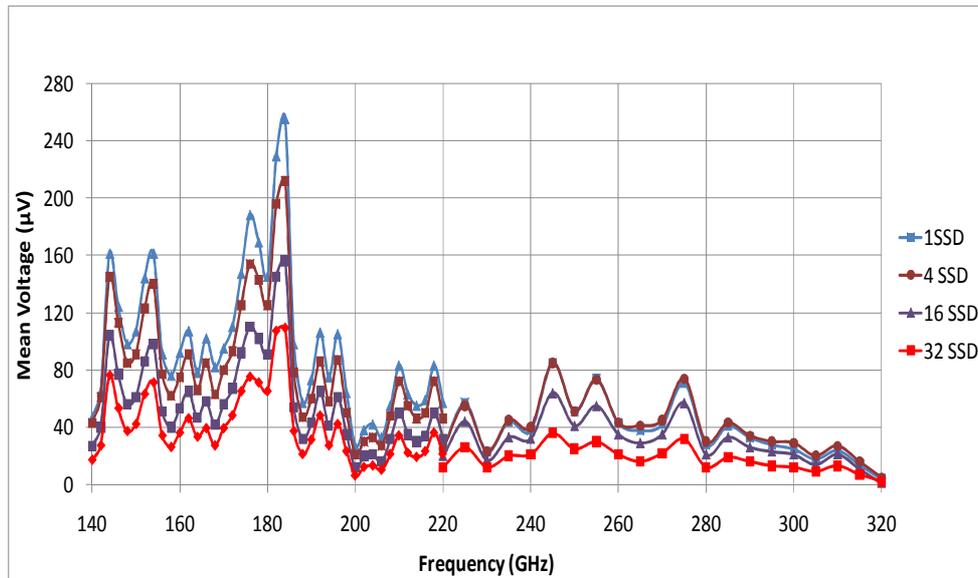


Figure 3.4-7 : Tensions redressées (lues au multimètre) par 1, 4, 16, 32 SSDs en bande G et J.

La Figure 3.4-7 montre la tension DC obtenue pour (1, 4, 16, 32 SSDs). On remarque que la tension DC la plus élevée provient d'une seule SSD et que cette tension décroît avec le nombre de SSDs en réseau. En effet si l'on suppose que la puissance RF appliquée sur une seule SSD est

$$P_{RF} = I_{1SSD}^2 \times R_{1SSD} \quad 3.4-2$$

Où  $R_{1SSD}$  est la résistance différentielle autour de zéro d'une SSD ; alors pour N SSD on aura :

$$P_{RF} = (N \times I_{1SSD})^2 \times \frac{R_{1SSD}}{N} \quad 3.4-3$$

En égalisant les deux équations ci-dessus, le courant qui excursions le composant diminue lorsque l'on augmente le nombre de SSD en parallèle et par conséquent, La tension d'excursion diminue également :

$$U_N = \frac{R_{1SSD} \times I_{1SSD}}{\sqrt{N}} \quad 3.4-4$$

Or la sensibilité du réseau de N SSD ( $S_N$ ) peut s'exprimer en fonction de la puissance RF selon l'équation suivante :

$$U_N = S_N \times P_{RF} \quad 3.4-5$$

Par conséquent, la sensibilité diminue bien quand N augmente, ce résultat a déjà été observé sur des FinFets utilisés comme détecteur avec plusieurs doigts de grille (**[Stil11]**), et c'est ce que nous observons également sur Figure 3.4-8 où connaissant la puissance injectée sur les composants et la tension DC, nous calculons la sensibilité dite extrinsèque.

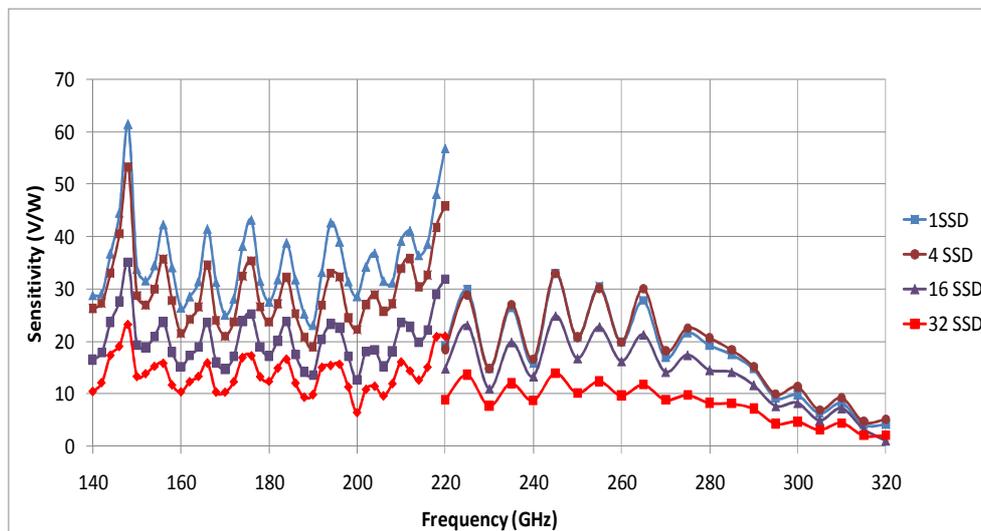


Figure 3.4-8 : Sensibilités extrinsèques de 1, 4, 16, 32 SSDs en bande G et J.

La sensibilité extrinsèque est le cas le plus défavorable où l'on émet l'hypothèse que toute la puissance injectée par l'analyseur de réseau se trouve absorbée par la SSD.

✓ *Études des fluctuations dans la réponse des SSDs*

Afin de comprendre l'origine des fluctuations observées dans la sensibilité des SSDs, les mesures de détection et l'ensemble des mesures de paramètres S ont été effectuées avec et sans absorbant sous le substrat. Les résultats obtenus étant semblables, cela nous a permis d'écarter la thèse du substrat avec la production de modes parasites. Nous avons donc décidé de caractériser en puissance les modules d'extensions de fréquence en bande G (140-220 GHz) et en Bande J (220-325 GHz) à chaque point de fréquence. Pour ce faire nous avons monté le banc de mesure présenté sur Figure 3.4-9. L'analyseur de spectre de chez Rohde et Schwarz fonctionnant en bande de base jusqu'à 67 GHz est donc connecté à un mélangeur sous harmonique externe de chez RPG (mélangeur actif, SAE-325/SN :100) dont les pertes de conversion sont de l'ordre de -20 dB pour la bande fréquence (220-325 GHz) et un second mélangeur (mélangeur passif, SAM-220/SN :100010) fonctionnant dans la gamme (140-220 GHz) dont les pertes de conversion sont de l'ordre de -30 dB. Pour l'ensemble des mesures, l'hypothèse prise au départ était d'exclure tous les points de fréquences où l'on avait des raies parasites à moins de 10 dB de puissance de la fondamentale.

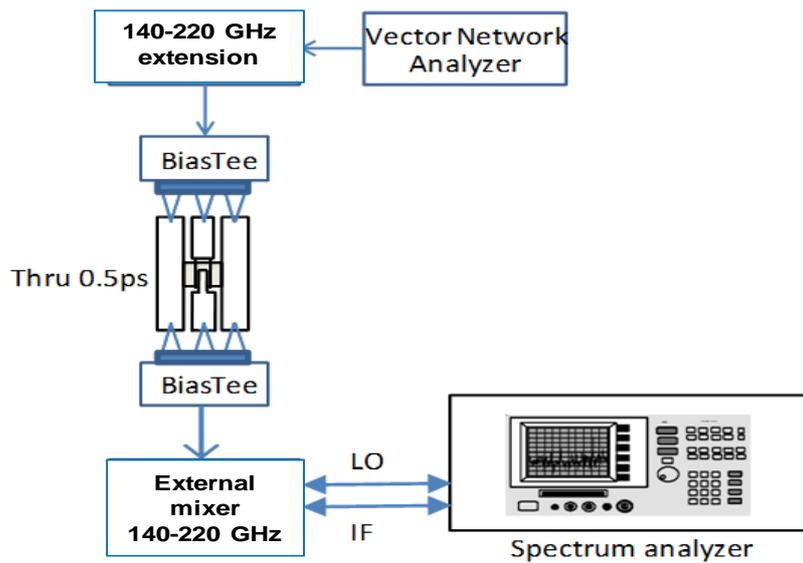


Figure 3.4-9 : Banc de mesure pour l'analyse spectrale des têtes d'extension de fréquence.

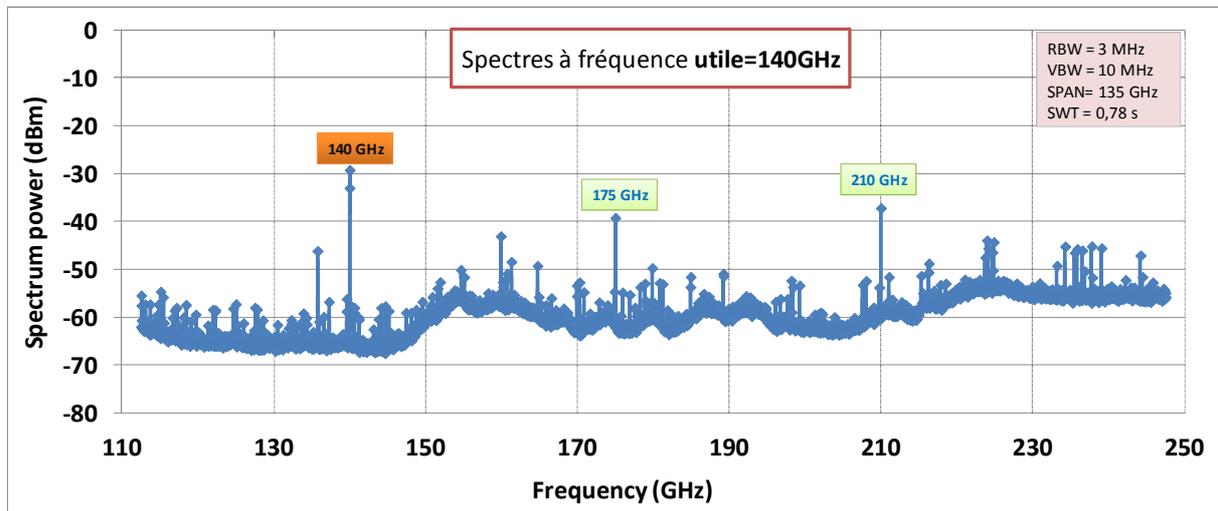


Figure 3.4-10 : Exemple de spectres obtenus pour une fréquence utile de 140 GHz.

A titre d'exemple, nous présentons Figure 3.4-10, la fréquence de la fondamentale est de 140 GHz, cette fréquence est obtenue en multipliant la fréquence en bande de base de l'analyseur de réseau de 17.5 GHz par 8 qui est le facteur de multiplication opéré dans la tête millimétrique d'extension de fréquence en bande G. Au niveau de l'analyseur de spectre, le rang des harmoniques déclaré pour l'utilisation du mélangeur externe en bande G est de 16 et la puissance de l'oscillateur local est de 17 dBm. Dans notre exemple, l'oscillateur local du mélangeur balaie donc entre les fréquences  $F_{start}((112.5 \text{ GHz} - IF)/16)$  et  $F_{stop}((247.5 \text{ GHz} - IF)/16)$ ; la fréquence intermédiaire (IF) de l'analyseur de spectre étant fixée à 404.4 MHz. Lorsque le mélangeur est activé, initialement nous observons autour de 140 GHz deux raies ( $F_{RF1}=140 \text{ GHz}$  et  $F_{RF2}=140.808 \text{ GHz}$ ) mais également d'autres raies autour de 159,

175 et 210 GHz. Dans l'ensemble du spectre ainsi obtenu, certaines raies proviennent effectivement de la tête d'extension de fréquence mais d'autres sont produites par le mélangeur. Afin d'éliminer les raies issus du mélangeur, on utilise la fonction signal ID de l'analyseur de spectre. En effet, les fréquences fournies par l'oscillateur local sont décalés de 2 fois la fréquence intermédiaire ( $2F_I$ ) en bande de mesure donc de  $\frac{2F_I}{16}$  en bande de base :

$$F_{OL1} = \frac{F_{RF1} - F_I}{16}$$

$$F_{OL2} = \frac{F_{RF2} - F_I}{16}$$
3.4-6

En calculant donc le rang des harmoniques N à partir des deux fréquences générées par l'oscillateur local,  $N = \frac{2F_I}{F_{OL2} - F_{OL1}}$ , on doit normalement retrouver un ordre 16 si les raies proviennent de la source. Si N est différent de cette valeur alors les raies identifiées proviennent du mélangeur et sont supprimées par la fonction signal ID. Toutefois, pour observer l'effet de la suppression de ces raies, on peut être amené à faire un zoom ce qui revient à utiliser une faible valeur de span. Sur la Figure 3.4-11 est présentée cette fois ci des spectres où la fréquence utile est imposée à 210 GHz, dans ce cas de figure, nous avons un « spurious » généré par la source qui a une puissance plus importante que celle de la fondamentale, nous avons donc décidé de supprimer le point de fréquence 210 GHz des mesures de sensibilité car nous n'avons pas à disposition des filtres de bande passante permettant de minimiser ces raies parasites.

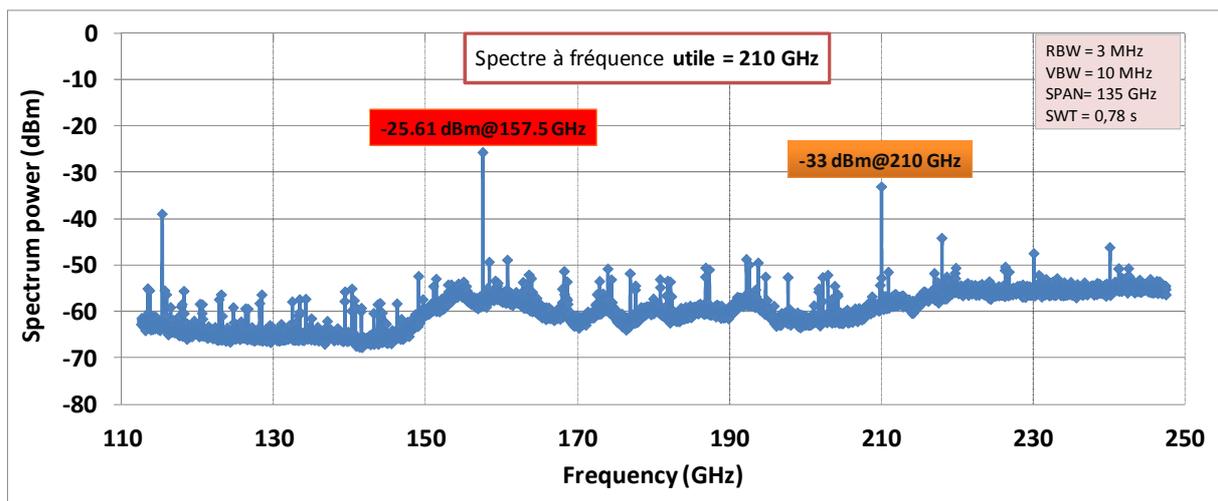


Figure 3.4-11 : Exemple de spectres obtenu pour une fréquence utile de 210 GHz.

Ce travail s'est avéré utile dans la mesure où il nous a permis de garantir la qualité des mesures de sensibilité en retirant les points de fréquence indésirables mais également, cela

nous a permis d'établir une cartographie complète en puissance des modules d'extension de fréquence fréquemment utilisé au sein du laboratoire.

✓ *Mesures de détection des SSDs en basse fréquence (100 MHz-50 GHz)*

Nous avons également réalisé des mesures de détection à plus basse fréquence. Pour ce faire nous avons utilisé comme source un PNA fonctionnant de 100 MHz à 60 GHz. La philosophie de mesure reste la même comparée aux autres bancs de mesure. Dans un premier temps nous procédons à l'étalonnage en puissance de la sortie du PNA, pour cela nous utilisons le bolomètre (8487A) de chez Agilent capable de mesurer des puissances comprises entre 1 $\mu$ W et 100 mW ; ce mesureur de puissance est connecté à l'une de ses bornes à une console EPM power meter de chez Agilent (E4419B) qui sert de tête de lecture permettant de visualiser la puissance délivrée. A l'autre borne nous avons d'abord connecté directement le power meter sur la sortie du PNA via un connecteur 2.4 mm ensuite nous l'avons connecté juste avant la sonde, cela nous permet de déduire les différentes pertes associées au montage (cables, connecteurs...) connaissant les pertes en transmission de la sonde, on connaît la puissance disponible dans le plan de la probe. La Figure 3.4-12 présente la puissance disponible dans le plan des sondes pour différente puissance de pompe allant de 0 dBm à -24 dBm, l'idée ici étant de voir la réponse des composants pour une puissance injectée du même ordre de grandeur que les puissances disponibles en bande G et J. La sensibilité obtenue pour un réseau de 4 SSDs dont la largeur et la longueur du canal sont respectivement 75 nm et 1  $\mu$ m est présentée sur la Figure 3.4-13, on peut remarquer la bonne linéarité du composant dans la mesure où la sensibilité obtenue ne dépend pas de la puissance injectée.

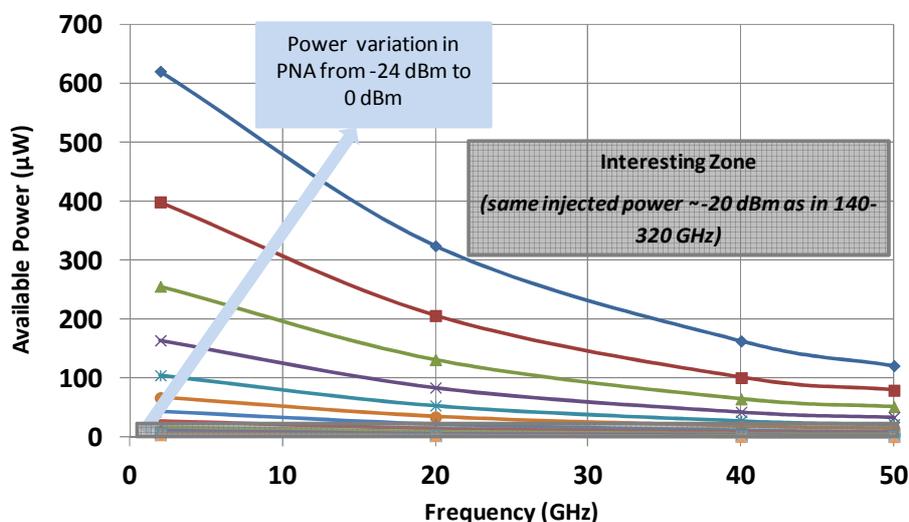


Figure 3.4-12 : Étalonnage de la puissance de sortie du PNA de 2 à 50 GHz pour différentes puissances de pompe de -24 dBm à 0 dBm.

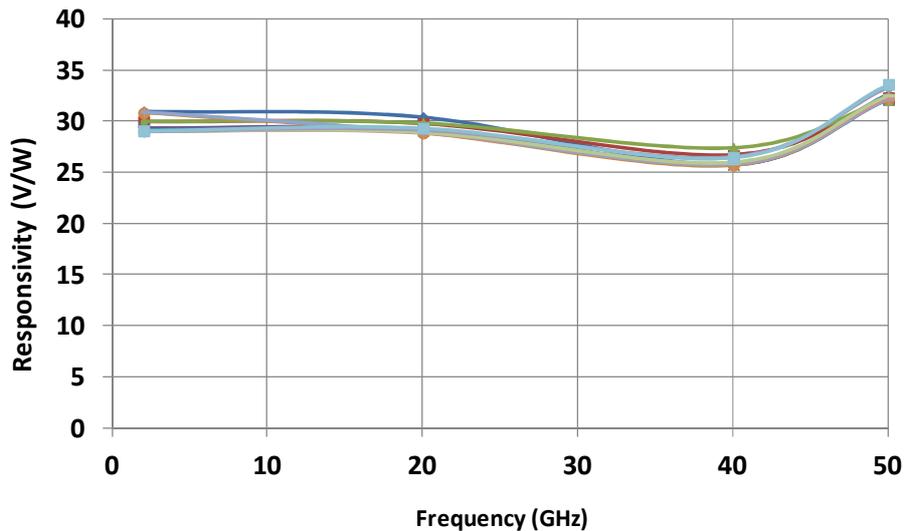


Figure 3.4-13 : Exemple de sensibilité extrinsèque d'un réseau de 4 SSDs en parallèle.

✓ *Validation des mesures de détection par la simulation Monte-Carlo*

Nos partenaires de l'université de Salamanque ont donc fait une simulation Monte-Carlo pour évaluer la réponse des SSDs en tant que détecteur. Pour ce faire, on surimpose sur une tension DC une tension sinusoïdale où l'on fait varier la fréquence  $f$  entre les deux contacts ohmique ( $V = V_{DC} + V_0 \sin(2\pi ft)$ ), l'amplitude de tension sinusoïdale est prise égale à 0.25 V et  $V_{DC} = 0$ , le courant moyen  $I_{rect}$  en sortie du composant est alors évalué. De ce courant moyen, on calcul la sensibilité intrinsèque  $S_{int}$  en convertissant le courant moyen rectifié en tension  $V_{rect}$  (en utilisant la résistance ohmique autour de zéro  $R_{DC}$ ,  $V_{RECT} = I_{rect} \cdot R_{DC}$ ) et en le divisant par la puissance active absorbée par la partie intrinsèque de la SSD (calculée de la façon suivante :  $P_{int} = \text{Real}(V_0^2 / 2Z^*)$ ) donc  $S_{int} = V_{rect} / P_{int}$ . Connaissant  $S_{int}$  on remonte à la sensibilité extrinsèque en utilisant le coefficient de réflexion du composant inséré dans une ligne coplanaire d'impédance caractéristique  $Z_0$ ;  $S_{ext} = S_{int} \cdot (1 - \Gamma^2)$  avec  $\Gamma = (Z - Z_0) / (Z + Z_0)$ . Dans notre cas les valeurs de  $Z_0$  mesurés ont été utilisées pour calculer la valeur de  $\Gamma$  à basse fréquence, au dessus de 320 GHz nous avons utilisé une valeur constante de l'impédance caractéristique  $Z_0$   $(40 + 6j)\Omega$  correspondant à la ligne cpw d'accès des diodes SSDs. Comme on peut le voir sur les Figure 3.4-14 Figure 3.4-15, nous obtenons un bon accord global entre la mesure et la simulation. Afin de se rendre compte de l'influence de l'impédance de la ligne de transmission, nous avons également représenté le cas où nous considérons que l'impédance de la ligne est de 55  $\Omega$  sur toute la plage de fréquence. Lorsque l'on augmente l'impédance de la ligne à 75  $\Omega$  on se rend compte que la sensibilité du composant augmente considérable-

ment, cela montre que la sensibilité des SSDs peut être améliorée en utilisant des lignes haute impédance qui permettront une meilleure adaptation en puissance de la SSD. Toutefois, nous n’observons pas une franche fréquence de coupure dans la mesure, on peut donc dire que 320 GHz ne semble pas être la fréquence limite d’utilisation de notre composant. En effet la simulation MC (Figure 3.4-15) montre que la fréquence de coupure de ces SSDs est proche du THz.

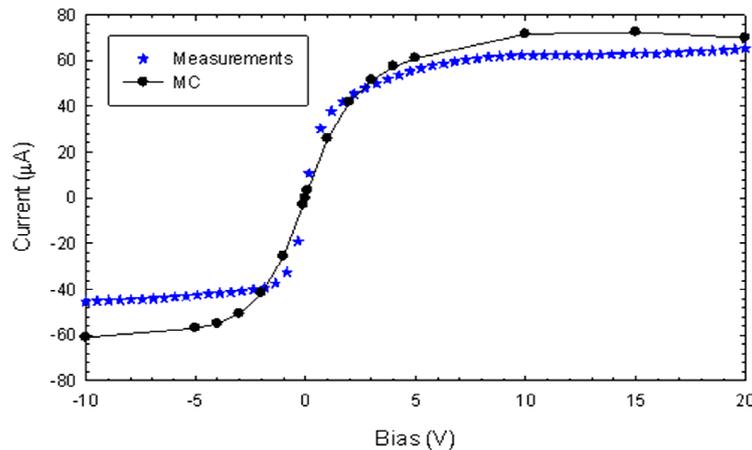


Figure 3.4-14 : Comparaison des caractéristiques I-V entre la mesure expérimentale et la simulation Monte Carlo pour une SSD.

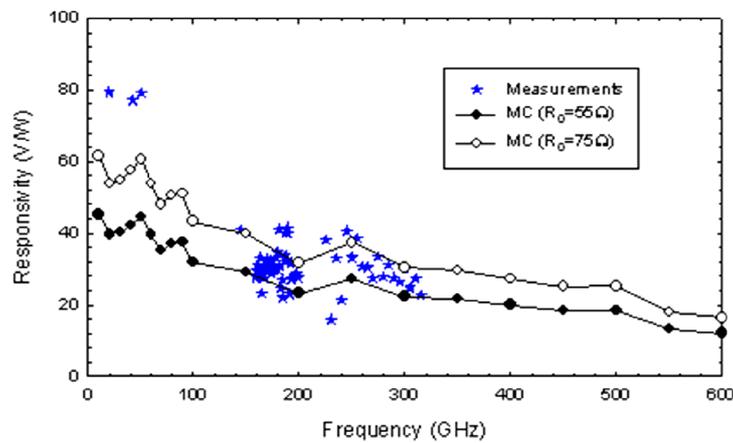


Figure 3.4-15 : Comparaison des résultats de détection entre la mesure et les simulations pour deux impédances de ligne différente (55 et 75 Ω).

✓ *Modélisation petit signal des SSDs*

Nous avons tenté de modéliser les SSDs en technologie gravée en utilisant les mesures basses fréquences jusqu’à 50 GHz mesurées au PNA 67 afin d’obtenir le coefficient de réflexion dans le plan d’entrée des composants. La Figure 3.4-16 présente le modèle petit signal des SSDs implémenté dans le logiciel de simulation Advanced Design System (ADS). On envoie le signal RF via la sonde infinity GSG (50 Ω), l’onde se propage sur les lignes d’accès modélisées par la *ligne.s2p*, nous avons les capacités parasites entre les lignes, ensuite vient

la résistance série qui se compose de la résistance de contact côté Drain plus la résistance du gaz 2D entre le contact ohmique et le début de la SSD, on rentre ensuite dans la partie intrinsèque du « device » composé de la résistance de la SSD en parallèle avec la capacité existante entre les recess, puis de nouveau la résistance du gaz 2D entre la sortie de la SSD et le contact ohmique en série avec la résistance de ce contact ohmique coté source puis la masse.

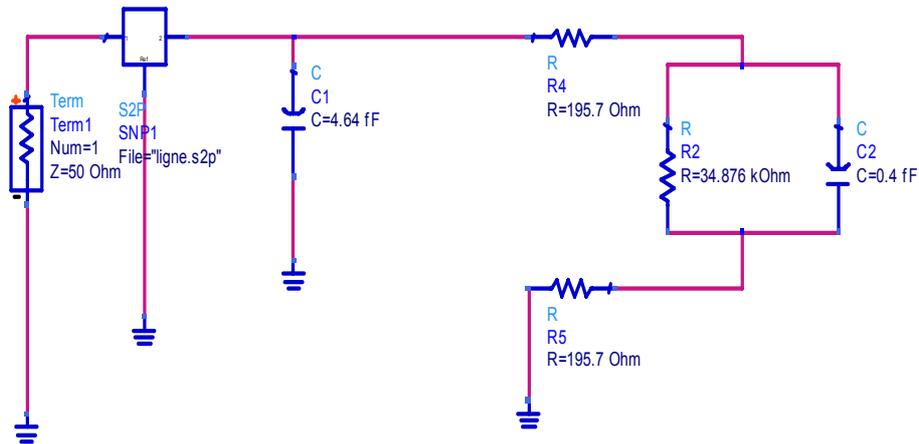


Figure 3.4-16: Schéma équivalent petit signal d'une SSD.

➤ Extraction de la capacité parasite interligne.

Pour extraire cette capacité parasite encore appelé capacité de « crosstalk », nous avons mesuré les paramètres S de la ligne en transmission (2 ports) dont la simulation ADS est présentée sur la Figure 3.4-17, cette mesure tient compte de la capacité due à la pose entre la sonde et la ligne d'accès, elle tient compte également de l'inductance engendrée par la ligne. Connaissant les paramètres S de la ligne Figure 3.4-18, on épuche cette dernière sur un motif en circuit ouvert (même topologie qu'une SSD sans la partie active) qui a la même longueur de ligne, ce qui nous permet d'extraire la capacité, Figure 3.4-19.

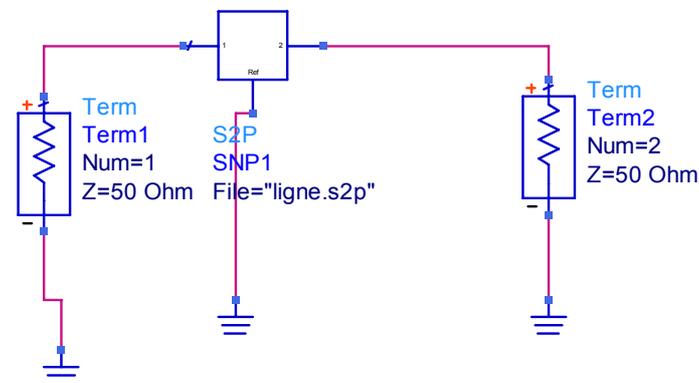


Figure 3.4-17: Modélisation de ligne avec les paramètres S issus de la mesure en transmission

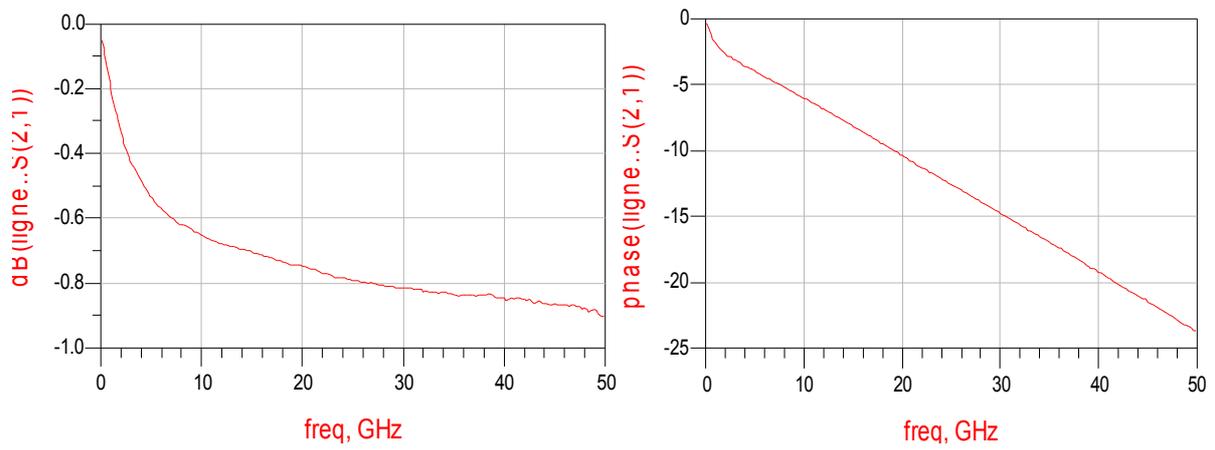


Figure 3.4-18: Module et phase de la ligne en transmission de longueur 200  $\mu\text{m}$

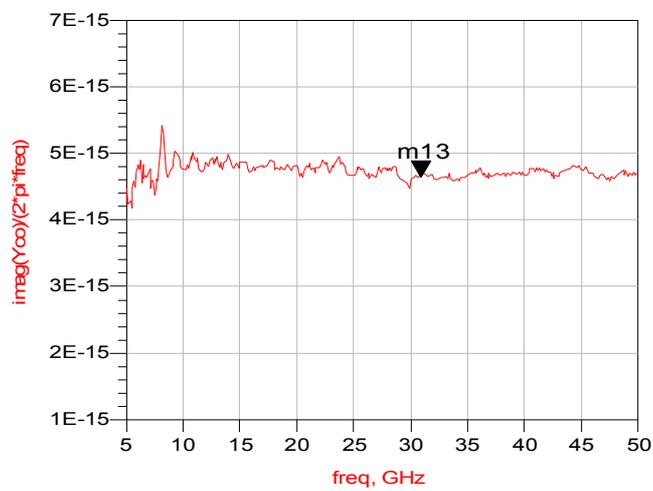


Figure 3.4-19: Extraction de la capacité de crosstalk (4.64 fF) après épluchage de la ligne d'accès

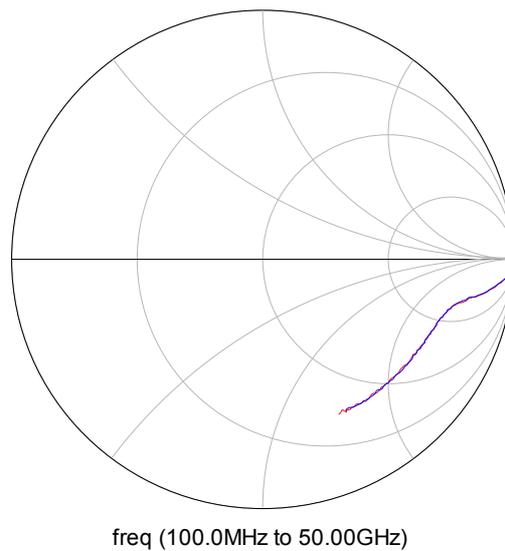


Figure 3.4-20: Comparaison mesure/modélisation : en rouge mesure du CO, en bleu simulation de la ligne plus la capacité de bout.

➤ Détermination de la résistance série.

La première composante qui contribue à cette résistance série est la résistance due au contact ohmique, la détermination de cette résistance de contact à été faite grâce aux mesures de TLMs, Figure 3.4-21. Les espacements entre ces TLMs et les résistances obtenues sont résumés dans le Tableau 3.4-2.

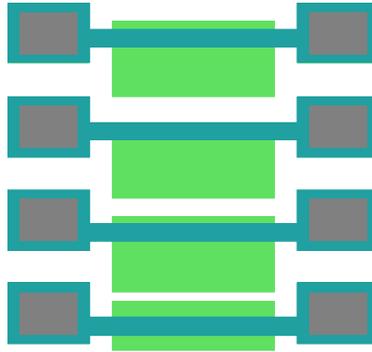


Figure 3.4-21: Motif TLMs

	largeur W ( $\mu\text{m}$ )	Longueur L1 ( $\mu\text{m}$ )	L2 ( $\mu\text{m}$ )	L3 ( $\mu\text{m}$ )	L4 ( $\mu\text{m}$ )	L5 ( $\mu\text{m}$ )	Résistivité ( $\Omega\cdot\text{mm}$ )	Résistance carrée
	140	2	5	10	20	30	0.4	320
Résistance ( $\Omega$ )		11	18	29.9	53.1	76		

Tableau 3.4-2: Mesures effectuées sur les TLMs

Connaissant la résistivité du contact ohmique  $\rho_c$  et la largeur de ce dernier on remonte à la résistance de contact :  $R_c = \frac{\rho_c}{S} * L = \frac{\rho_c}{W}$ . La résistance de contact étant dépendante de largeur du contact, elle va donc varier en fonction du nombre de SSDs en parallèle. Afin de ne pas alourdir le rapport, l'exemple de calcul de la résistance série  $R_s$  sera donné pour 32 SSDs dont les dimensions sont données sur la Figure 3.4-22.

$$R_s = R_{C_{Drain}} + R_{SC} \quad 3.4-7$$

$$R_s = \frac{\rho_c}{W} + R_{\square} \times \frac{L}{W}$$

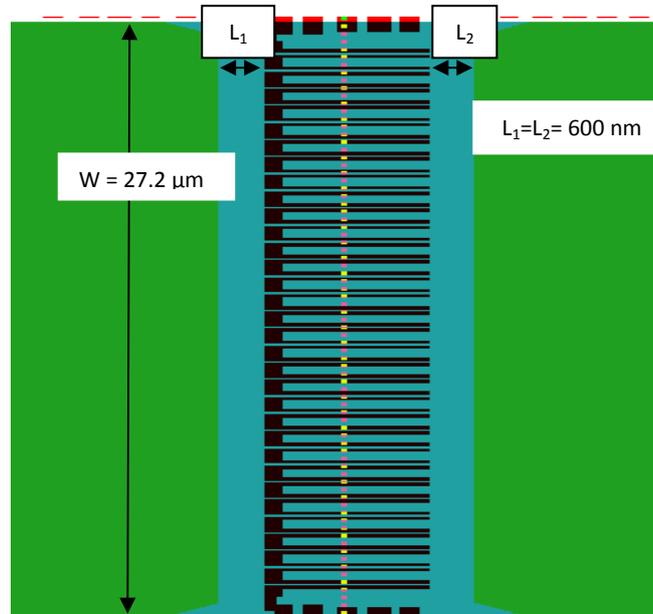


Figure 3.4-22: Dimensions pour le calcul de  $R_c$  et  $R_{SC}$  pour un réseau de 32 SSDs

La résistance série pour 32 SSDs est donc égal à  $21.76 \Omega$ , de façon analogue pour 16 SSDs ( $L=600 \text{ nm}$  ;  $W= 17.7 \mu\text{m}$ ), la résistance série égale  $33.45 \Omega$  ; pour 4 SSDs ( $L=600 \text{ nm}$  ;  $W=6\mu\text{m}$ ),  $R_s= 98.67 \Omega$  et pour une SSD ( $L=600 \text{ nm}$  ;  $W= 3.025 \mu\text{m}$ ),  $R_s= 195.7 \Omega$ .

➤ Extraction de la résistance intrinsèque des SSDs.

Connaissant les paramètres de la ligne, la capacité parasite et les résistances séries cotés Drain et Source, dans le cas présenté on suppose qu'il y a très peu de courant de fuite, ces deux résistances sont donc supposées égales. On épluche donc ces éléments (partie grisée de la Figure 3.4-23, pour ce transposer dans le plan d'entrée des SSDs.

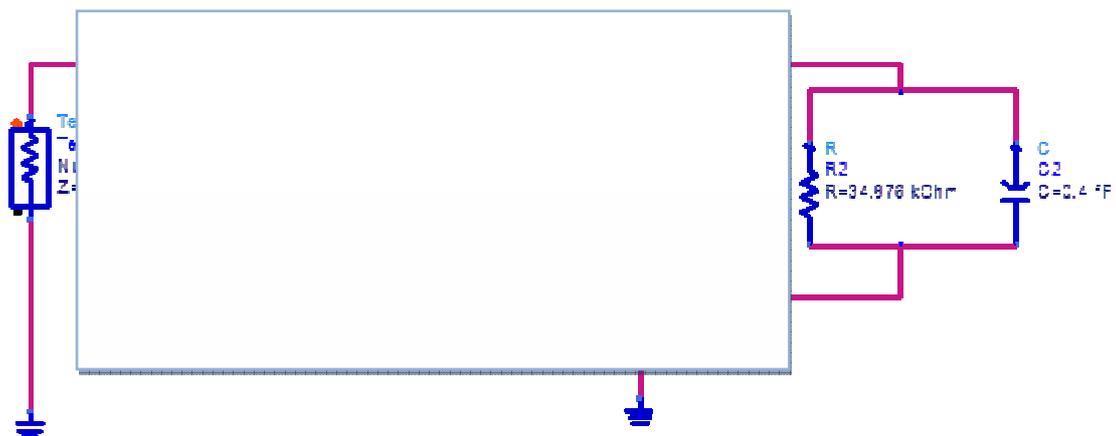


Figure 3.4-23: Circuit épluché pour se transposer dans la partie intrinsèque de la SSD.

L'impédance d'entrée de la SSD, serait donc l'impédance équivalente du circuit RC parallèle.

$$Z_e = \frac{R_2}{(1+(R_2 \times C \times W)^2)} - j \frac{R_2^2 \times C \times W}{(1+(R_2 \times C \times W)^2)} \quad 3.4-8$$

$$\text{Real}(Z_e) = \frac{R_2}{(1+(R_2 \times C \times W)^2)}$$

En extrapolant la partie réelle de Ze quand W tend vers zéro nous permet de déduire la résistance R<sub>DC</sub> de la SSD. Du point de vue simulation l'extrapolation en zéro de cette partie réelle n'était pas aisée comme on peut le remarquer sur la Figure 3.4-24, Nous avons donc tracé 1/Real(Ze) pour une facilité d'extraction.

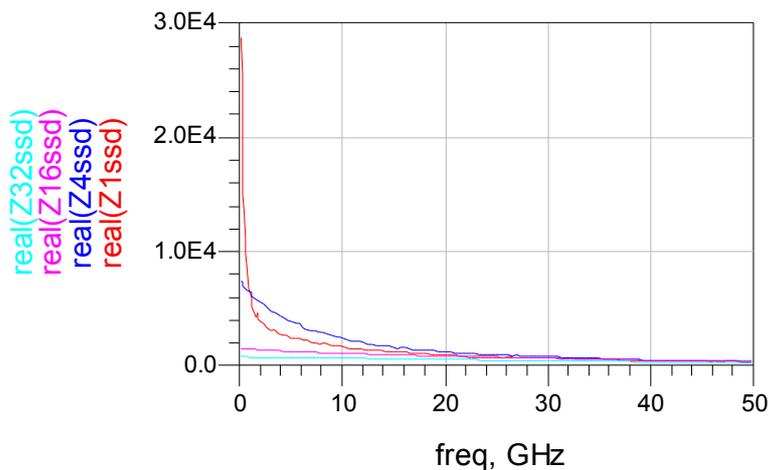


Figure 3.4-24 : Partie réelle de l'impédance d'entrée pour 1, 4, 16 et 32 SSDs

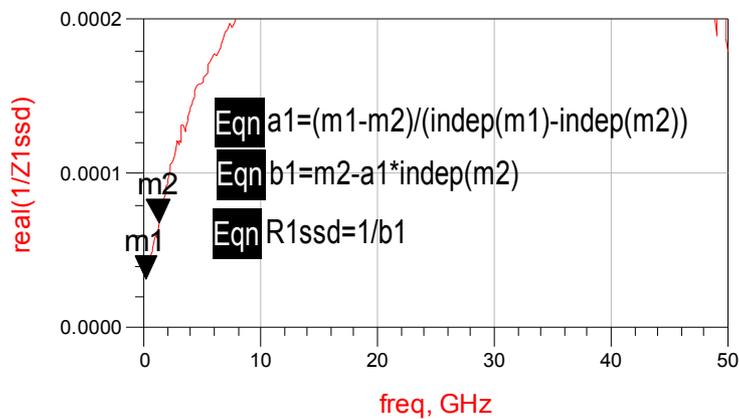


Figure 3.4-25: Extrapolation de la partie réelle de l'impédance d'entrée pour freq = 0, à partir de la droite d'équation m2= a1\*indep (m2).

De façon analogue à la Figure 3.4-25 nous avons extrait les résistances intrinsèques des SSDs les valeurs sont résumées dans le tableau ci-dessous et comparées à celle obtenues par la mesure.

	$R_{1SSD} (\Omega)$	$R_{4SSD} (\Omega)$	$R_{16SSD} (\Omega)$	$R_{32SSD} (\Omega)$
Simulation	34876	9211	1474	750
Mesurée	27540	9092	1530	813

Tableau 3.4-3 : Comparaison des différentes Résistances extraites de la modélisation et celles obtenues par la mesure.

Connaissant la résistance intrinsèque nous avons déduit la valeur des capacités en faisant le rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle de l'impédance d'entrée, Figure 3.4-26. Le module de l'impédance d'entrée pour 1, 4, 16, 32 SSDs est finalement obtenu et présenté sur la Figure 3.4-27. Comme nous pouvons le constater, plus on augmente le nombre de SSDs en réseau, plus on améliore l'adaptation.

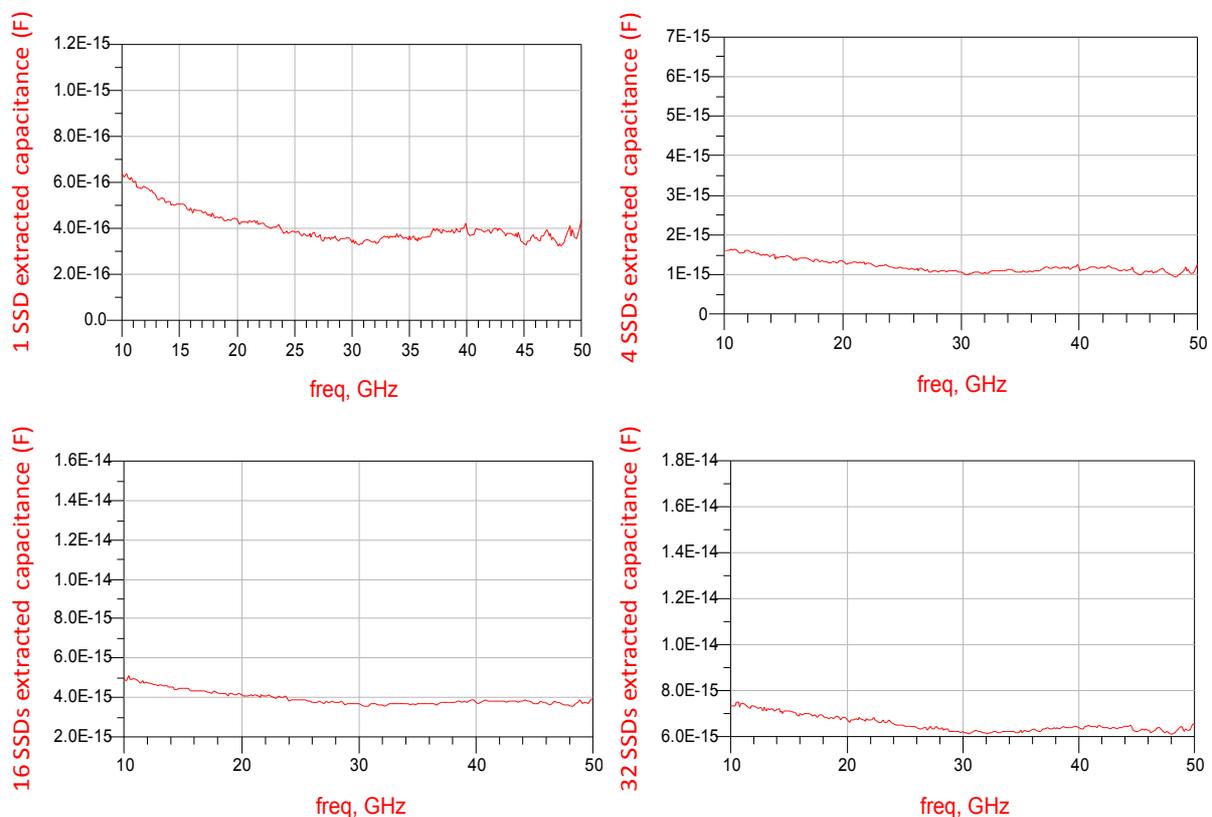


Figure 3.4-26: Extraction des différentes capacités intrinsèques pour 1, 4, 16 et 32 SSDs

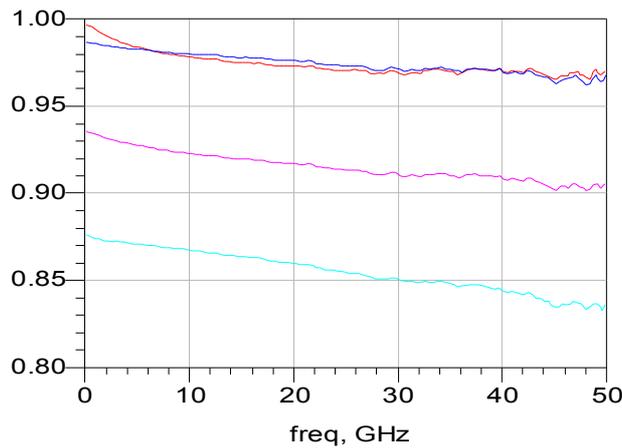


Figure 3.4-27: Module de l'impédance dans le plan d'entrée (intrinsèque) des SSDs. 1 SSD (en rouge), 4 SSD en (Bleu), 16 SSD (en rose), 32 SSDs (en cyan).

En fonction des différents paramètres que nous avons extraits, nous avons fait pour les différentes topologies une comparaison entre la mesure et le modèle dont un exemple pour un réseau de 16 SSDs est présenté sur la Figure 3.4-28.

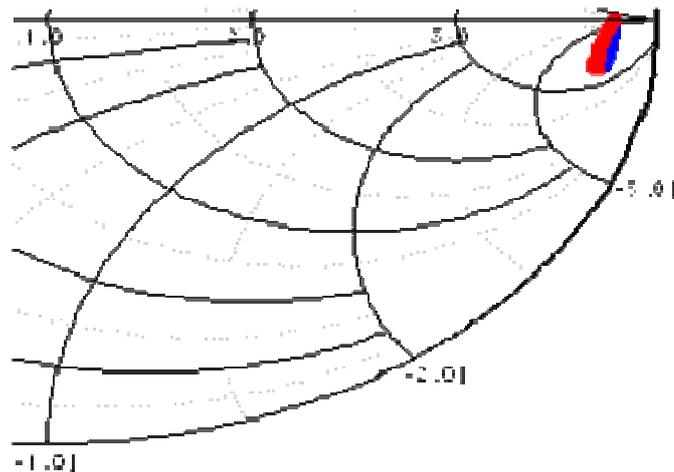


Figure 3.4-28: Comparaison mesure (Bleu)/modèle (Rouge) de l'impédance d'entrée dans le plan d'un réseau de 16 SSDs (sans polarisation).

#### ✓ Amélioration de la détection des SSDs

A partir des hypothèses déduites des mesures en bande J puis confirmées en bande G, la question que l'on peut se poser est comment améliorer la sensibilité des SSDs ?

L'une des réponses apportées par l'analyse des mesures serait de réduire la largeur du canal vu qu'on observait pas de détection par rapport au plancher du bruit du multimètre sur les SSDs de plus de 150 nm de large. Cependant avec les procédés technologiques développés pour graver les tranchées de 50 nm, on atteint les limites technologiques en termes de gra-

vure avec les canaux de 75 nm déjà réalisés. On a donc opté pour l'utilisation de l'implantation ionique.

En effet, avec une dose appropriée d'ions ( $\text{Ar}^+$ ) et une tension convenable d'accélération, on est capable de définir les tranchées isolantes répondant au fonctionnement des SSDs ([Bou02]). Afin de déterminer ces différents paramètres, nous avons fait des simulations en utilisant le logiciel SRIM ([Zie77]). Les résultats de simulation montrent qu'en utilisant les ions argon ( $\text{Ar}^+$ ) avec une énergie de l'ordre de 150 keV et une dose d'environ  $10^{15}/\text{cm}^2$ , on implante avec une profondeur moyenne de pénétration à peu près égale à 30 nm. Le but étant de rendre les tranchées isolantes, le maximum de concentration des atomes ( $20 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ ) est obtenu dans le gaz bidimensionnel. La Figure 3.4-29 présente le profil de concentration obtenu à l'aide du logiciel *Stopping and Range of Ions in Matter* (SRIM) ; pour une facilité de lecture les couches de SiN et d' $\text{Al}_{0.3}\text{GaN}_{0.7}$  qui sont assez fines ( $\sim 28$  nm) ne sont pas représentées et le substrat a été réduit.

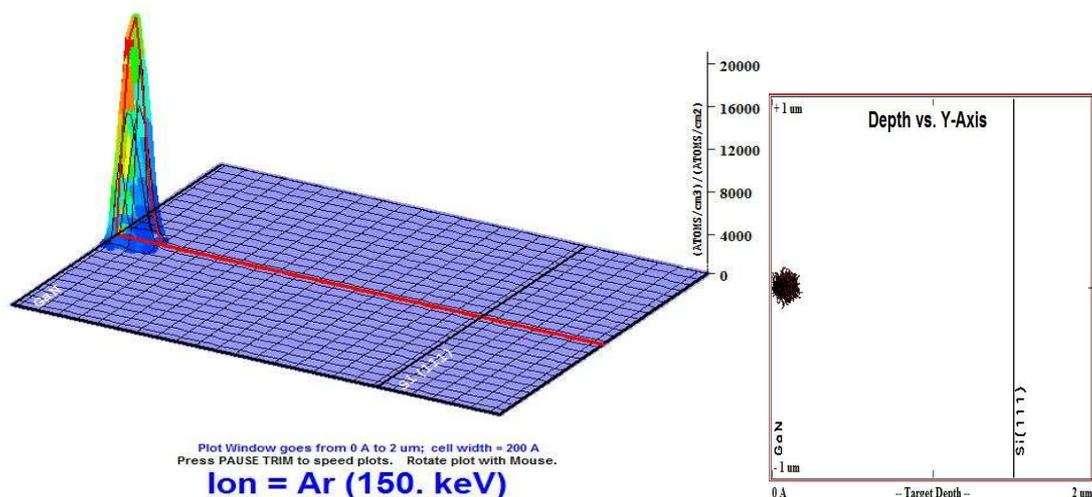


Figure 3.4-29 : (a) Répartition spatiale des ions  $\text{Ar}^+$  implanté avec une énergie de 150 keV, (b) Vue dans le plan du Gaz bidimensionnel de la longueur latérale de diffusion.

Avec la technologie implantée, on vient donc former les « équerres » des SSDs avec l'implantation des ions, cette étape forme une Gaussienne Figure 3.4-29 qui finalement définit notre canal initial en réduisant ainsi sa largeur par rapport à la dimension donnée sur le masque. On parle alors de largeur effective. Les différents paramètres tels que fixés sur le masque sont alors : largeur du recess horizontal à 50 nm, largeur du recess vertical à 200 nm et la longueur du canal à 1  $\mu\text{m}$ , nous avons fait varier la largeur du canal de 75 nm à 200 nm par pas de 25 nm. Les caractéristiques courant-tension de ces devices sont présentées sur

Figure 3.4-30. Sauf mention contraire, l'ensemble des résultats présentés dans cette section concerne les réseaux de 16 SSDs.

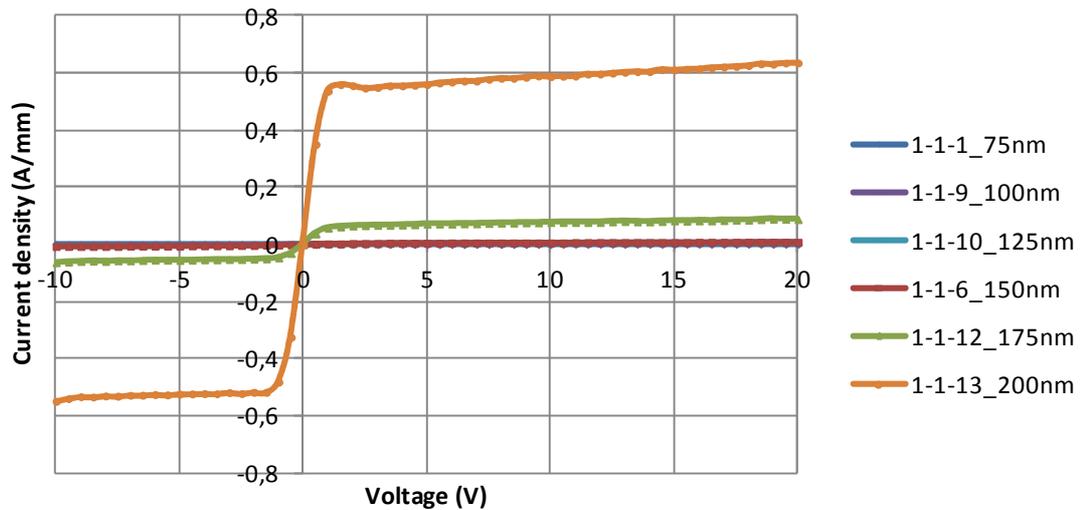


Figure 3.4-30: Densité de courant des SSDs réalisés en « techno implant » en fonction de la tension. Les SSDs ont des largeurs de canaux allant de 75 à 200 nm par pas de 25 nm.

Comme nous pouvons le constater, nous avons de faibles niveaux de courant à dimension égale en comparaison des technologies gravées, Figure 3.4-31. Cela laisse présager que nous avons une différence au niveau de la largeur réelle du canal de conduction. La disparité des densités de courant obtenue sur la technologie implantée montre également que pour les petites largeurs de canal (dimensions masques) 75 nm, 100 nm, il semblerait que nous ayons un canal effectif nul dû à la Gaussienne d'implantation car aucun courant ne circule dans ces dispositifs.

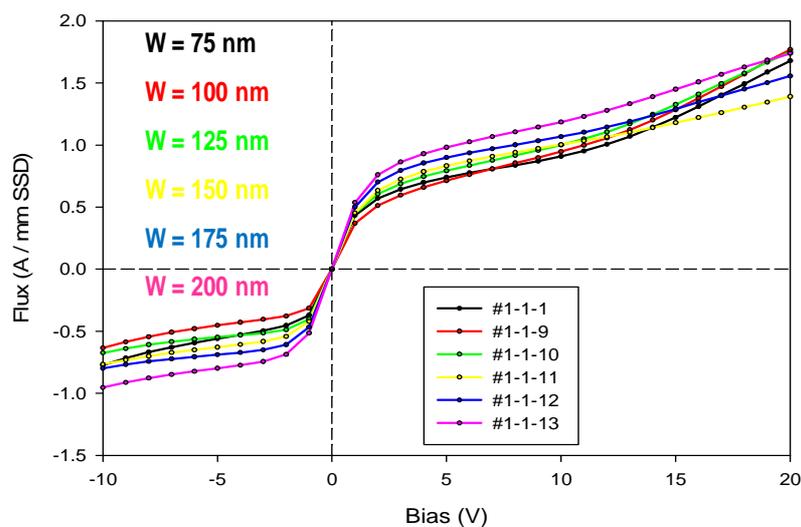


Figure 3.4-31: Densité de courant des SSDs réalisées en techno recess en fonction de la tension. Les SSDs ont des largeurs de canaux allant de 75 à 200 nm par pas de 25 nm.

Afin de pouvoir estimer la largeur de la Gaussienne d'implantation, nous avons mené une étude en traçant les densités de courant (courant normalisé par rapport à leur largeur de canal apparente) en fonction de la largeur du canal Figure 3.4-32.

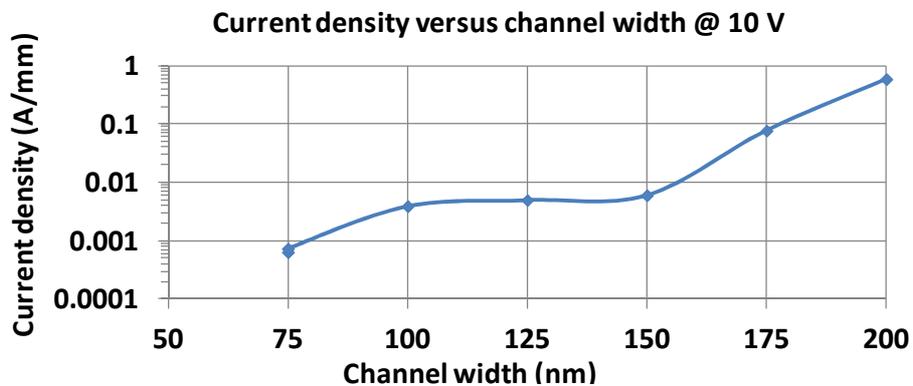


Figure 3.4-32: Densité de courant en fonction de la largeur du canal des SSDs en techno implant

Comme nous pouvons le remarquer sur la courbe, pour la largeur de canal 75 nm, la densité de courant est très faible. Nous pouvons donc supposer que le canal est fermé cela sous entendrait que les deux Gaussiennes dues à l'implantation de part et d'autre du canal se recouvrent. A partir de 125 nm, le canal commence à s'ouvrir. La largeur donc estimée de la Gaussienne d'implantation serait d'environ 62.5 nm.

Nous avons procédé à des mesures de détection sur ces dispositifs en bande G, la Figure 3.4-33 présente la sensibilité extrinsèque des dispositifs.

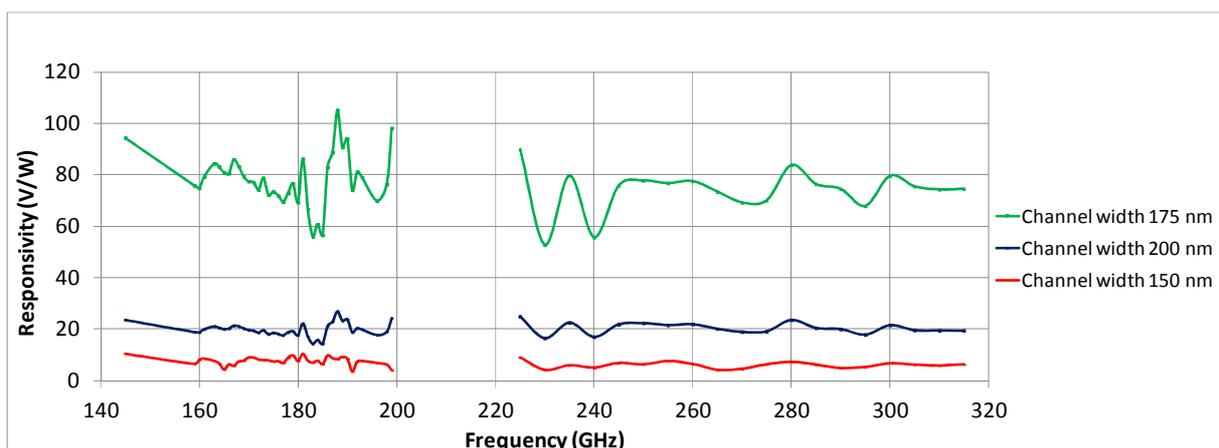


Figure 3.4-33: Sensibilité en fonction de la fréquence pour différentes largeur de canal.

Pour les largeurs de canaux 75, 100 et 125 nm aucune détection n'a été observée par rapport au plancher de bruit de notre système de mesure ( $\sim 2 \mu\text{V}$ ). Comme nous pouvons le remarquer sur la Figure 3.4-33, le maximum de détection est obtenu pour les canaux de 175

nm. Pour tenter de comprendre ces détections, leurs comportements en fonction de la largeur des canaux, nous nous sommes penchés sur de nouvelles études statiques des composants.

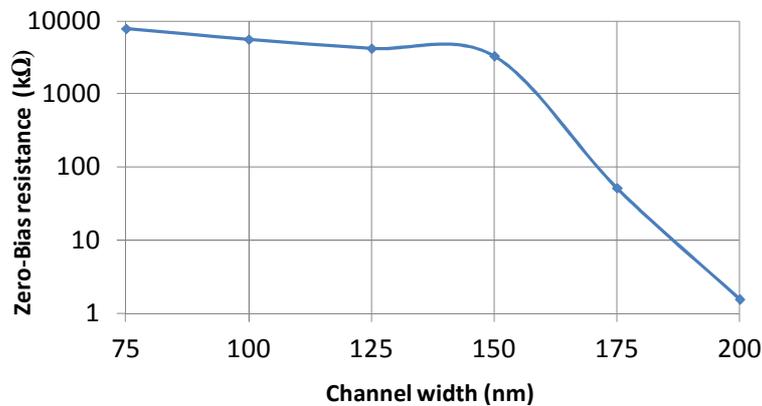


Figure 3.4-34: Évolution de la résistance zéro-bias des SSDs implantées en fonction de la largeur des canaux

La Figure 3.4-34 nous montre une chute brutale de la résistance zéro bias après la largeur de canal 150 nm. Pour les largeurs de canaux plus grands, cette courbe en comparaison avec celle de la Figure 3.4-32 corréle bien le fait de l'existence d'un canal conducteur à partir de 150 nm. Afin d'expliquer l'évolution de la sensibilité des SSDs en fonction de la largeur du canal, nous avons fait une étude sur le comportement de ces résistances autour de zéro. Pour ce faire, sur chaque caractéristique I-V des composants autour de zéro la pente dans les sens positif et négatif de la tension à été déterminée comme illustrée sur la Figure 3.4-35.

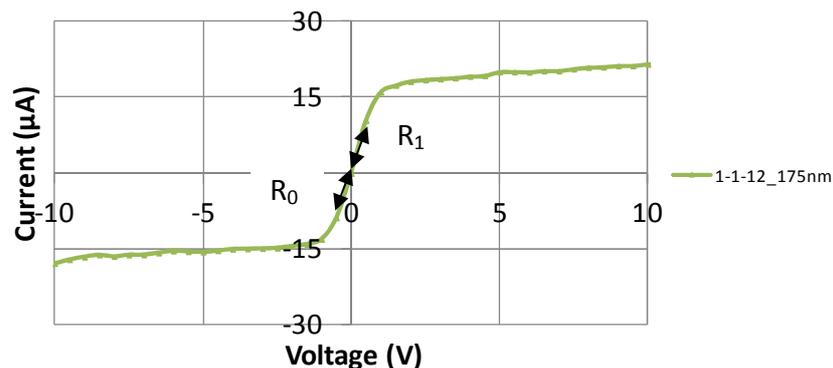


Figure 3.4-35: Exemple de calcul de la variation de la pente autour de zéro sur l'I-V d'une SSD de largeur 175 nm

Les deux résistances étant calculées nous déduisons la variation relative  $(R_0 - R_1 / R_1)$ . Ce résultat, traduit l'évolution du changement de pente en 0V, donc une certaine non linéarité dans la caractéristique courant-tension. Ce calcul s'est porté sur les composants qui détectent à savoir ceux qui ont une largeur de canal 150, 175 et 200 nm. Sur la Figure 3.4-36 on constate

bien l'évolution de la sensibilité en fonction du niveau de modulation de la résistance autour de zéro (+/- 40 mV) autrement dit le degré de non linéarité en zéro des composants et cela à différents points de fréquences (181 et 300 GHz) dans l'exemple présenté.

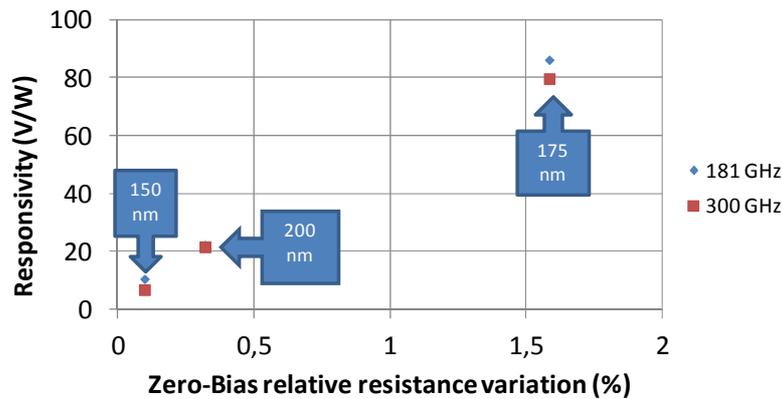


Figure 3.4-36: Sensibilité en fonction de la modulation de la résistance autour de 0 V.

Afin d'avoir une idée de la puissance minimale détectable par les SSDs qui donnerait un rapport signal sur bruit égal à 1 nous avons calculé la puissance équivalente de bruit (Noise Equivalent Power), Figure 3.4-37. Étant donné que les détectations ont été effectuées en absence de polarisation, nous pouvons considérer que le bruit dans les SSDs, résulte principalement de l'agitation thermique des porteurs de charges. Le NEP est donc calculé en faisant le rapport entre le bruit thermique aux bornes de la résistance des SSDs et la sensibilité :

$$\text{NEP} = (4 \cdot K \cdot T \cdot B \cdot R_{\text{SSD}})^{1/2} / \text{Responsivity}$$

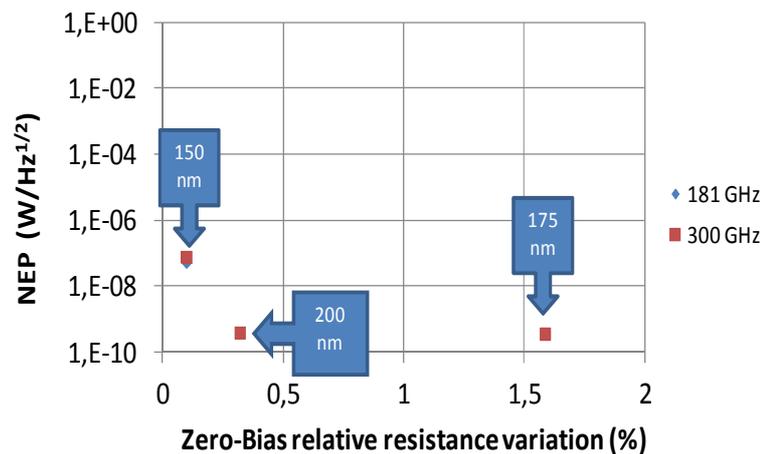


Figure 3.4-37: Puissance équivalente de bruit en fonction de la modulation de la résistance centrée sur 0 V

Après avoir estimé la largeur de canal effective pour les SSDs réalisées avec la technologie implantée, on a fait une corrélation avec les SSDs issues de la techno gravée. La taille des Gaussiennes d'implantation de part et d'autre des équerres des SSDs étant estimées à 125

nm, pour les SSDs de largeur de canal de 200 nm on peut déduire que l'ordre de grandeur de leur canal effectif est de 75 nm.

La Figure 3.4-38 montre la caractéristique courant tension et la sensibilité de 16 SSDs issues de la techno gravée avec une largeur de canal de 75 nm comparé avec celle de 16 SSDs issues de la technologie implantée avec une largeur de canal de 200 nm qui correspondrait à 75 nm de canal effectif.

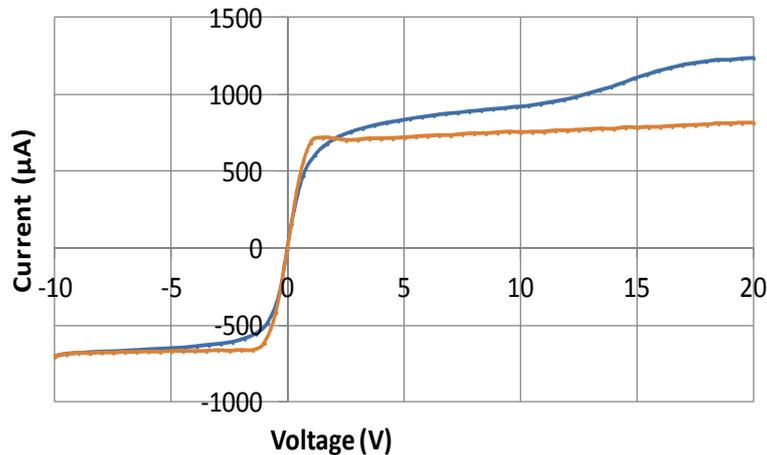


Figure 3.4-38 : Comparaison de la caractéristique I-V de 16 SSDs de largeur de canal 200 nm en technologie implantée en orange avec 16 SSDs de 75 nm en technologie gravée en bleu.

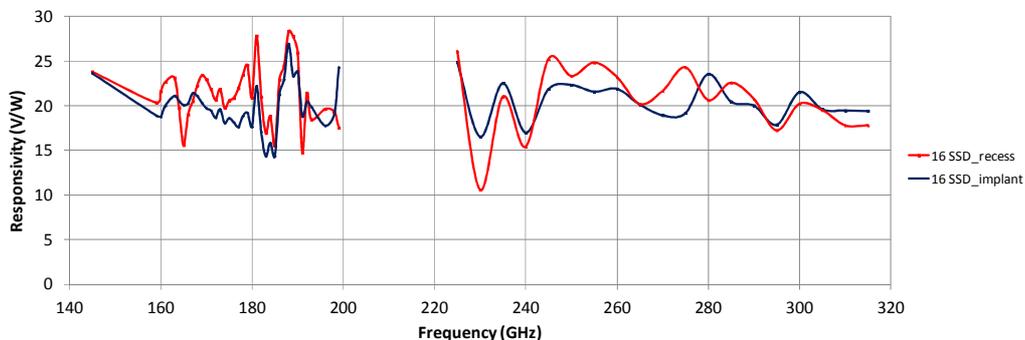


Figure 3.4-39: Comparaison de sensibilités extrinsèques entre 16 SSDs de largeur de canal sensiblement égales issues des deux différentes technologies gravées (largeur du canal ~75 nm) et implantées (largeur du canal ~200 nm).

On remarque une bonne corrélation entre les 16 SSDs issues des deux différentes technologies. Avant de présenter les sensibilités que donneraient les SSDs dans le cas où l'on prendrait en compte la désadaptation des « devices » et la perte des lignes d'accès, nous avons regardé le coefficient de réflexion  $S_{11}$  pour les 16 SSDs de différentes technologies pour évaluer la désadaptation.

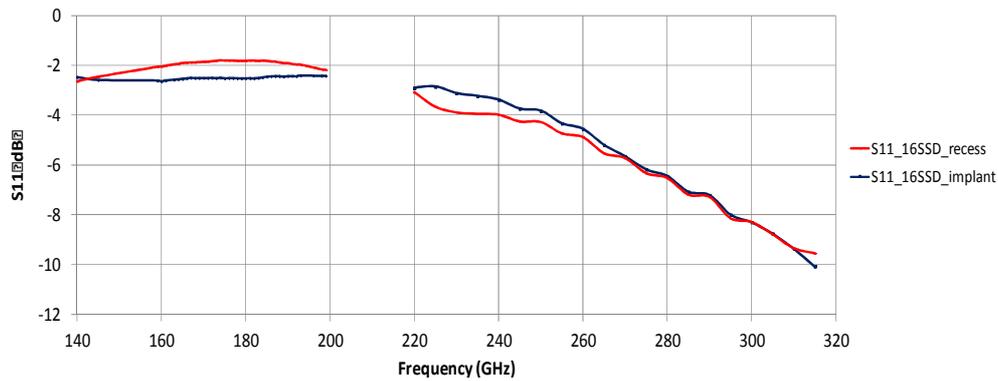


Figure 3.4-40: Comparaison du coefficient de reflexion pour les 16SSDs en techno implant et gravée

Figure 3.4-40 présente le coefficient de réflexion. Comme on pouvait s’y attendre avec ces composants nanométriques, les SSDs sont fortement réfléchitifs, cependant on observe qu’on a quasiment la même désadaptation pour les 16 SSDs issues des deux technologies différentes. Dans la même logique, nous avons donc comparé 32 SSDs en réseaux avec les mêmes topologies, 75 nm de largeur de canal issu des deux différentes technologies, pour rappel les paramètres fixés dans ces topologies sont la longueur du canal fixé à 1  $\mu\text{m}$  et la largeur de recess fixé à 50 nm.

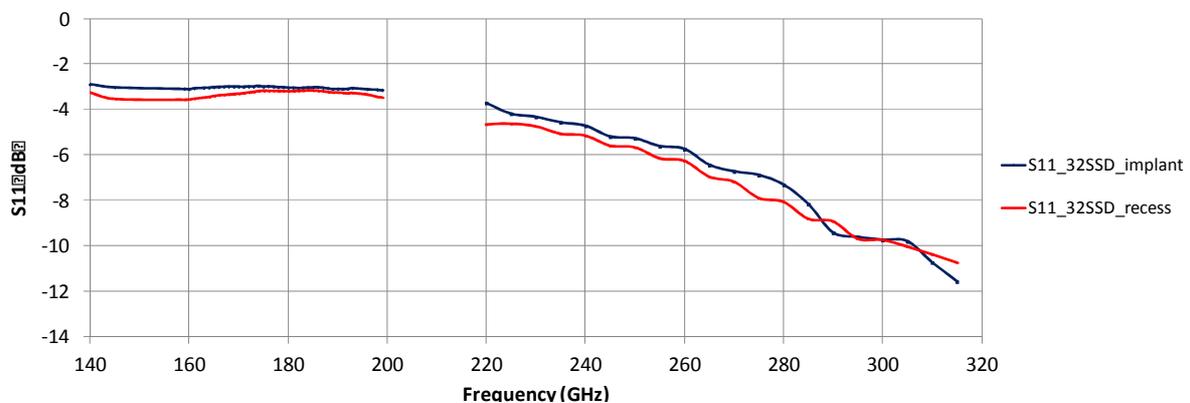


Figure 3.4-41: Comparaison du coefficient de réflexion pour les 32 SSDs en techno implantée et gravée.

Comme le montre la Figure 3.4-41, augmenter le nombre de SSDs en réseau « améliore » l’adaptation. Afin de valider l’hypothèse émise à savoir que la largeur de canal 75 nm en techno gravée tendrait à être égale à la largeur de canal 200 nm en techno implant, nous présentons également la réponse des réseaux de 32 SSDs dans les deux technologies, Figure 3.4-42.

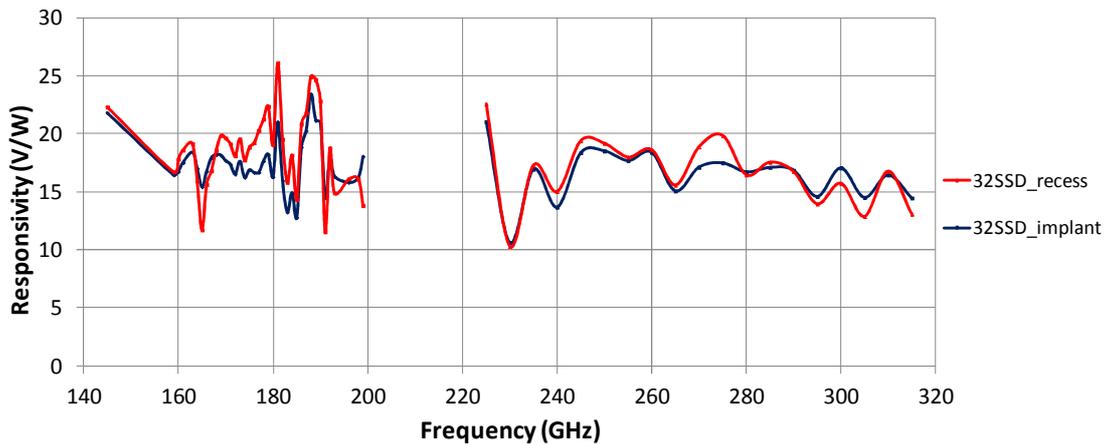


Figure 3.4-42: Comparaison de sensibilités extrinsèques entre 32 SSDs de largeur de canal sensiblement égale issues des deux différentes technologies gravées et implantées.

Si l'on admet que la technologie implantée pour une largeur de canal de 200 nm se rapproche d'un canal de 75 nm au regard de la Gaussienne de diffusion induite par la technologie en implant alors, on s'attend selon l'hypothèse qui a été émise à savoir que si l'on réduit cette largeur de canal on devrait améliorer la détection ce qui explique le fait que les 16 SSDs avec une largeur de canal de 175 nm donc 50 nm de largeur de canal effectif ont une plus grande sensibilité (cf Figure 3.4-33). Sur la Figure 3.4-43 on rappelle la sensibilité des 16 SSDs de 175 nm de largeur de canal à laquelle on a rajouté la sensibilité des 32 SSDs dans la même topologie.

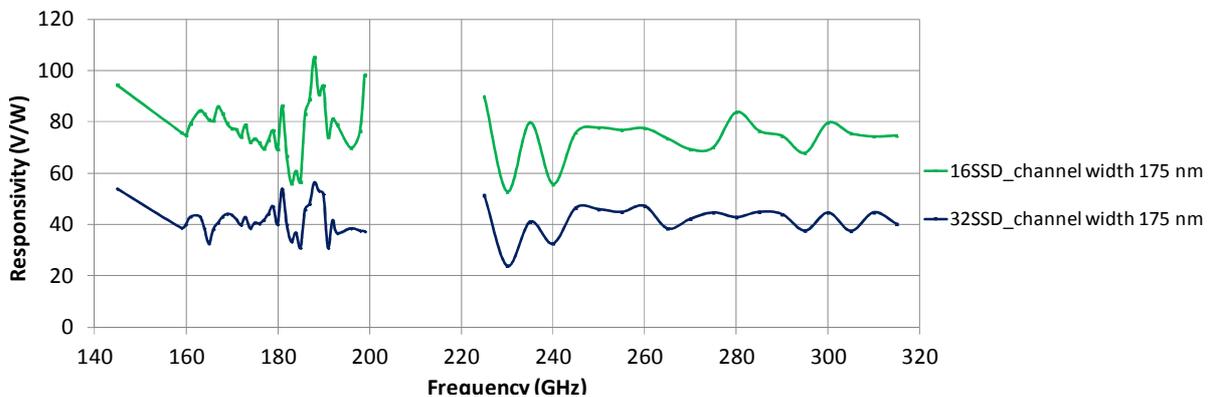


Figure 3.4-43: Sensibilité des réseaux de 16 et 32 SSDs pour une largeur de canal effective autour de 50 nm.

En réduisant la largeur du canal, on augmente l'influence du champ électrique latéral sur les électrons du gaz 2D, ce qui a pour effet d'augmenter la dissymétrie des composants. Cependant pour une largeur de canal trop petite l'influence du champ électrique est certes augmenté mais la trop grande résistance du nano canal fait qu'il est quasiment vide de porteur d'où la sensibilité qui diminue à nouveau. Les paramètres S étant mesurés Figure 3.4-44,

nous avons calculé ce que serait la réponse intrinsèque de ces 32 SSDs ayant une largeur de canal effective de 50 nm.

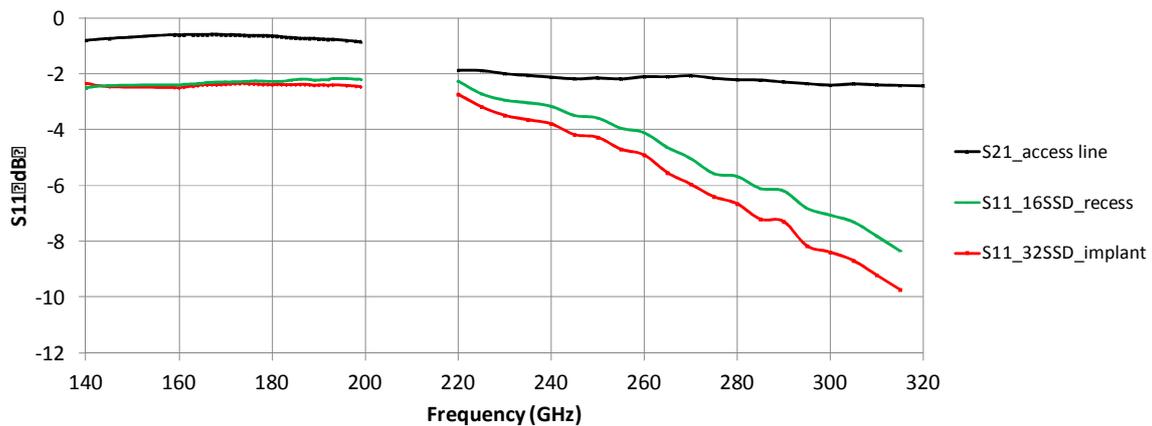


Figure 3.4-44: Coefficient de réflexion de 16 et 32 SSDs de largeur de canal effectif d'environ 50 nm.

La Figure 3.4-45 montre la sensibilité des réseaux de 16 et 32 SSDs en prenant en compte la perte des lignes d'accès et la désadaptation des « devices », ce qui correspondrait au cas idéal, comme les sensibilités présentées par les SSDs fabriquées sur InGaAs ([Bal11a]).

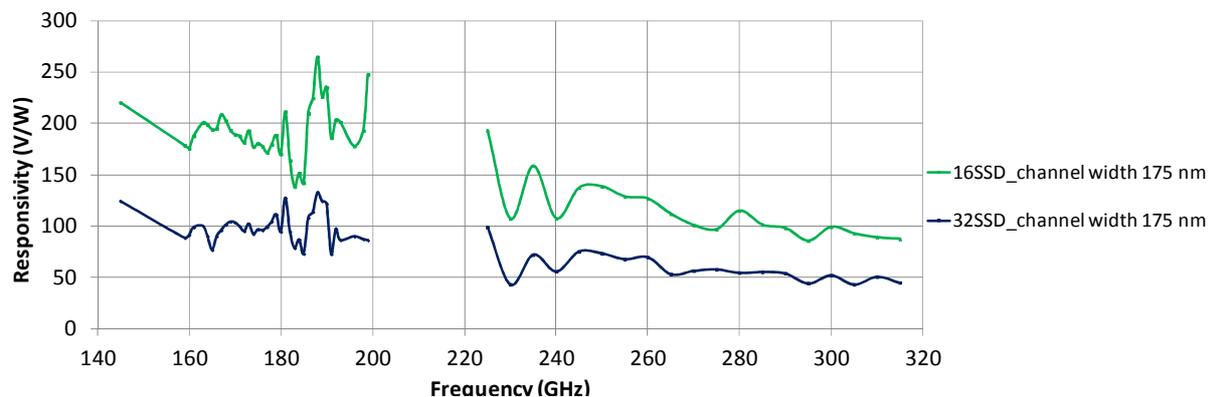


Figure 3.4-45: Sensibilités intrinsèques des réseaux de 16 et 32 SSDs pour des largeurs de canaux effectifs d'environ 50 nm.

### 3.4.2 MESURES EXPÉRIMENTALES DES SSDS EN ÉMISSION

Pour tester les SSDs en tant qu'émetteurs, la première étape est de déterminer le niveau du plancher de bruit lié à notre banc de mesure. Pour ce faire, on a remplacé le PM4 par un mélangeur subharmonique externe (220-325 GHz) piloté par l'analyseur de spectre (OL :9-13 GHz ; IF : 404.4 MHz), tel que montré sur Figure 3.4-46. La configuration de l'analyseur de spectre a été choisie de façon à représenter un bon compromis entre le temps de mesure et la précision, le plancher de bruit mesuré est de l'ordre de -90 dBm.

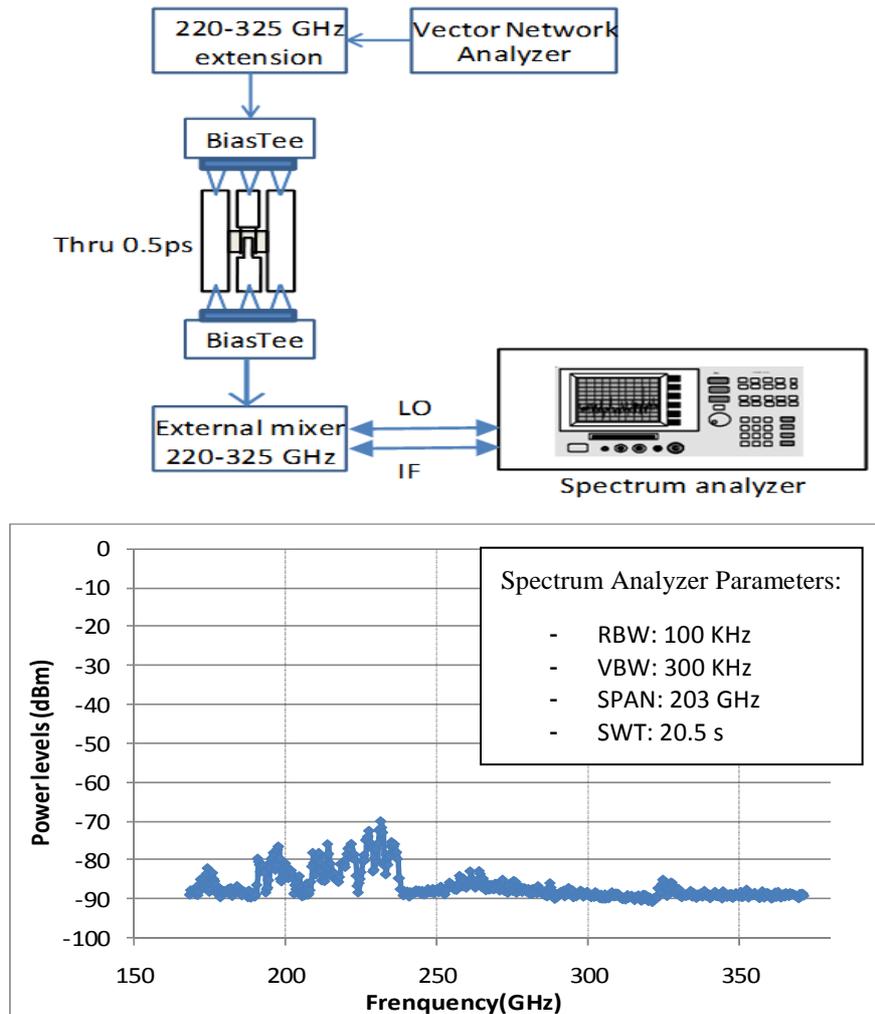


Figure 3.4-46 : Évaluation du plancher de bruit lié au banc de mesure.

Une fois le plancher de bruit connu, nous avons sélectionné les SSDs de 1  $\mu\text{m}$  de longueur de canal dont la fréquence d'oscillation donnée par la simulation Monte-Carlo est de 300 GHz. Les premiers composants testés sont des réseaux de 32 SSDs en parallèle, afin d'avoir le plus haut niveau de puissance possible. La résistance dynamique autour de 30 V pour ces composants est de l'ordre  $R_d = 77.27 \text{ k}\Omega$  et le champ électrique moyen à 30 V est de 300 kV/cm. La caractéristique I-V de ce composant est présentée sur la Figure 3.4-47. La tension maximale de polarisation sur cette topologie avant le claquage est de 40 V.

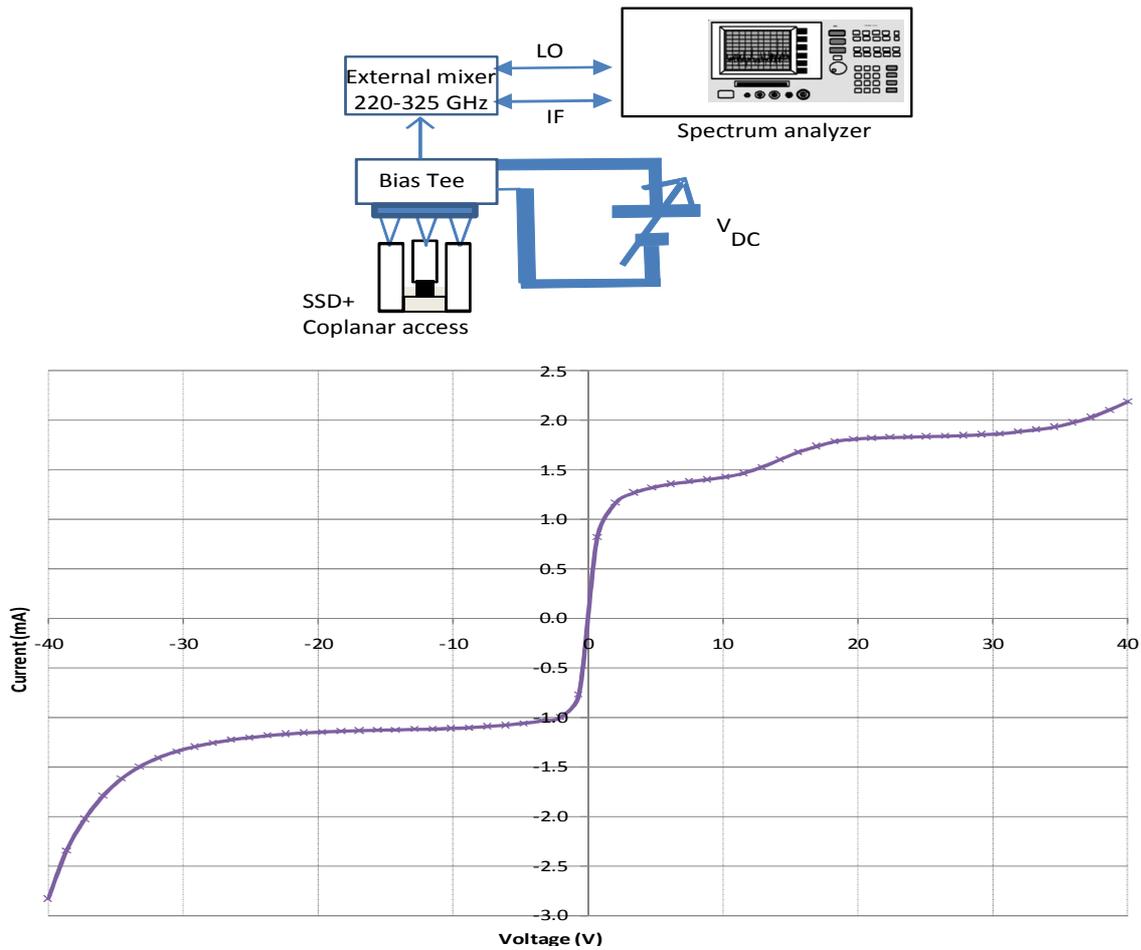


Figure 3.4-47 : Caractéristique I-V du premier réseau de 32 SSDs testé en émission. La longueur et la largeur du canal sont respectivement 1  $\mu\text{m}$  et 75 nm.

Par rapport à notre plancher de bruit aucune émission n'a pu être mesurée. Nous avons également testé une seule SSD avec une largeur de canal de 150 nm (au vu du faible niveau de courant observé sur les canaux de 75 nm, les largeurs plus grandes sont plus prédisposées à la production d'oscillation). La Figure 3.4-48 présente la caractéristique I-V de cette deuxième SSD testée. La résistance dynamique autour de 30 V est  $R_d=148.55 \text{ k}\Omega$  et la tension maximale de polarisation est de 50 V. Aucune émission n'a été observée.

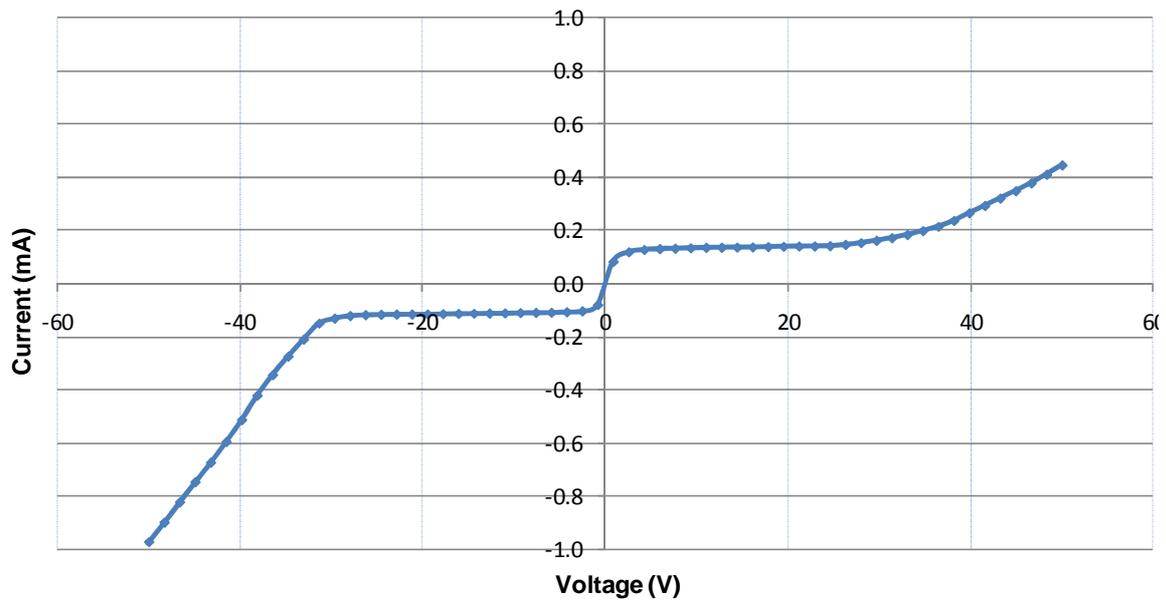


Figure 3.4-48 : Caractéristique I-V de la seconde SSD testé en émission. La longueur et la largeur du canal sont respectivement 1  $\mu\text{m}$  et 150 nm.

L'augmentation du courant à forte polarisation comme observée sur la Figure 3.4-47, et la Figure 3.4-48 est due à une faible isolation des tranchées de la SSD, pour confirmer cette hypothèse nous disposons sur la même plaque d'un motif d'isolation. Ce motif d'isolation est une SSD classique où l'on vient fermer le canal avec une gravure transversale, la caractéristique I-V ainsi obtenue sur la Figure 3.4-49 montre bien qu'il y a un courant de fuite additionnel au-delà de 27 V.

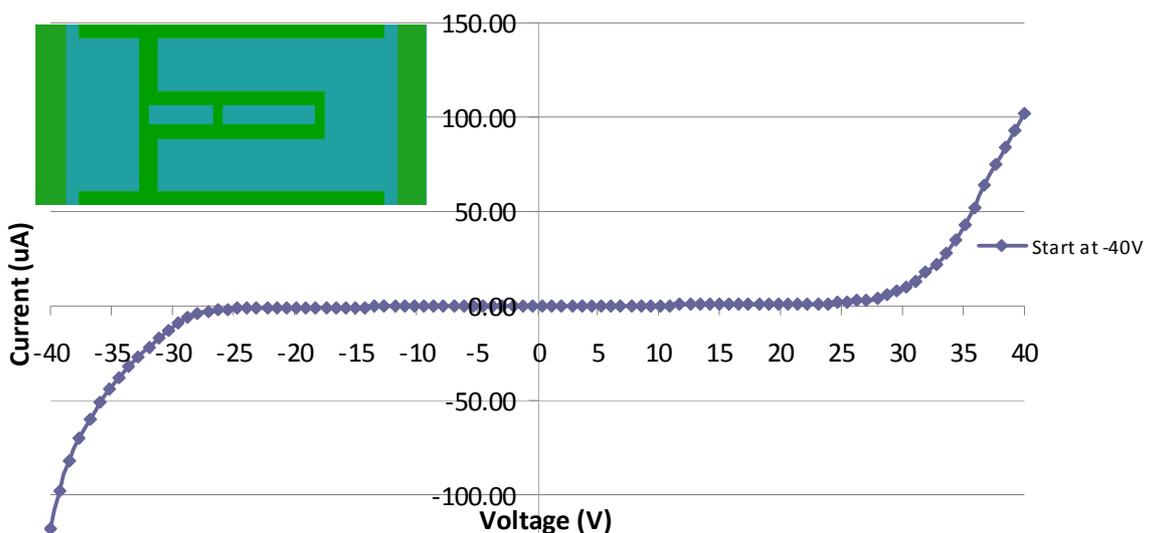


Figure 3.4-49 : Caractéristique I-V d'un motif d'isolation, le canal est fermé par gravure (zone en vert sur le schéma).

Après les simulations avec le modèle auto-cohérent des charges de surfaces, la conclusion est que ces topologies de SSDs fabriquées lors du premier RUN ne peuvent osciller dues à leur faible niveau de courant directement lié à la faible densité de porteurs dans le canal. Nous avons donc arrêté les tests d'émissions sur ces composants après la destruction d'une sonde GSG autour de 35 V. Pour les composants des RUN 2 et 3, nous avons décidé de faire les mesures en espace libre.

## 3.5 CARACTÉRISATION EN ESPACE LIBRE

### 3.5.1 DESIGN D'ANTENNES LARGE BANDE

Les différentes caractérisations que nous allons faire en espace en libre d'une part pour l'utilisation des Self Switching Diodes en tant qu'émetteurs et d'autre part en tant que détecteurs, nécessitent la conception d'antennes large bande. Ce choix se justifie par le fait qu'en configuration émission par exemple la fréquence « exacte » des oscillations n'est pas connue et cette fréquence d'émission dépend en plus comme nous l'avons vu, de la longueur des canaux des SSDs (~300 GHz pour  $L = 1\mu\text{m}$  et ~370 GHz pour  $L = 500\text{nm}$ ). En configuration de détection, les antennes à concevoir devaient nous permettre de faire de la détection au moins jusque 600 GHz. On distingue en général deux types de bande passante qui peuvent être exprimée de manière relative ou absolue :

$$BP_{relative}(\%) = \frac{2(f_{max} - f_{min})}{(f_{max} + f_{min})} \times 100 \quad 3.5-1$$

$$BP_{absolue} = \frac{f_{max}}{f_{min}} : 1$$

La première qui nous intéresse dans le cadre de ce premier cahier des charges est la bande passante de rayonnement qui est directement lié à la qualité du diagramme de rayonnement et que l'on peut évaluer par la valeur du gain ou la pureté de la polarisation. La seconde appelée bande passante d'adaptation traduit l'aptitude de l'antenne à transmettre à un récepteur un maximum d'énergie en mode émetteur par exemple, ou traduit l'aptitude de l'antenne à extraire d'un générateur le maximum de puissance en mode détecteur. Ce second aspect des antennes tout aussi important que le premier ne fait pas partie des critères de conception pour le travail « exploratoire » des SSDs que nous avons mené durant cette thèse, tout comme les lignes d'accès fixées à 50  $\Omega$  pour tous les différents RUN.

Le développement des antennes large bande date des années 1940 avec par exemple les antennes sphéroïdales ([Str41]), biconiques ([Sch43]) ou encore Vivaldi ([Lew74]), ([Gib79]). Ces antennes dites élémentaires ont en général une bande passante relative autour de 100 % ce qui reste acceptable pour notre cahier des charges, nous avons donc opté pour une antenne élémentaire papillon (Bow-Tie). Cependant, d'autres types d'antennes dites indépendantes de la fréquence affichent de très larges bandes passantes relatives supérieures à 150 %. Afin de mettre toutes les chances de notre côté concernant les mesures d'émissions, nous avons également décidé d'intégrer une antenne de ce type : L'antenne spirale équiangulaire.

➤ L'antenne dite élémentaire : La Bow-Tie (papillon)

Les antennes dites élémentaires sont en fait des évolutions des simples dipôles ou monopôle dont le comportement est bien connu et décrit dans la littérature. Une caractéristique exploitée de ces antennes est que leur bande passante augmente avec le diamètre et donc la surface de leur cylindre rayonnant. C'est cette idée qui est développée et qui donne naissance à des antennes de formes évasées coniques, triangulaires, rondes ou elliptiques qui possèdent des propriétés large bande.

L'antenne Bow-tie (papillon) est un cas particulier de l'antenne biconique (3D) introduite par Carter à la fin des années 30 ([Sch04]). En effet, l'antenne bow-tie est une projection dans le plan de l'antenne biconique. C'est donc une structure symétrique dans laquelle chacun des éléments rayonnants opposés peut être considéré comme une ligne de transmission s'étendant à l'infini. Des études ont montré ([Bal97]) que les tensions générées entre deux points symétriques sur chacun des éléments rayonnants et les courants à leur surface permettaient de déduire l'impédance d'entrée de la structure.

$$Z_c = 120 \ln \left[ \cot g \left( \frac{\alpha}{4} \right) \right] \quad 3.5-2$$

$\alpha$  étant l'angle d'évasion de la Bow-tie.

Comme on peut le remarquer dans l'équation, l'impédance d'entrée est réelle ce qui suppose que la longueur de l'antenne est infinie, ce qui se traduirait par le fait que l'antenne est parcourue par une onde progressive. Lorsque l'on tronque l'antenne comme c'est le cas en réalité, il y a donc naissance d'un régime d'onde stationnaire, des modes supérieurs se propagent dorénavant rajoutant ainsi une composante réactive à l'impédance d'entrée. Cette

formule nous permet simplement d'avoir un ordre de grandeur de l'impédance car elle s'applique normalement à la version en trois dimensions de l'antenne Bow-tie, à savoir l'antenne biconique. De plus, à travers des études expérimentales, Brown et Woodward ([Bro52]) ont montré que lors du passage d'une version conique d'un monopole à son équivalent triangulaire de même dimension, l'impédance caractéristique s'en trouvait augmentée. Ce fait doit donc logiquement être applicable aux versions dipolaires de ces structures tout en gardant à l'esprit que cette formulation a été calculée pour le cas idéal où l'antenne est considérée comme étant infinie.

Dans le cas réel, les triangles qui constituent l'antenne bow-tie doivent être tronqués afin de limiter la taille de l'antenne. Le fait de tronquer l'antenne, on impose alors une hauteur  $H$  de l'antenne qui définit la fréquence basse de fonctionnement de cette dernière.

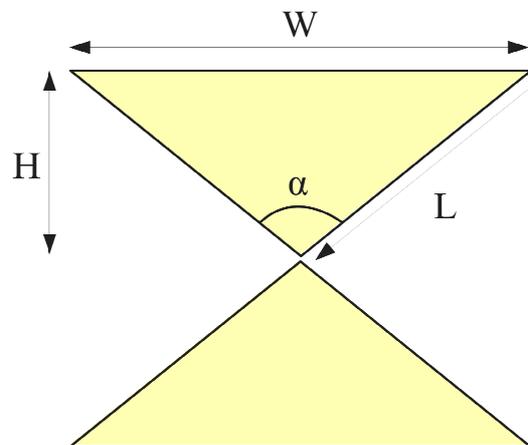


Figure 3.5-1 : Schéma d'une antenne bow-tie classique.

Une formule permettant de calculer la fréquence basse de fonctionnement d'un monopole trapézoïdale en fonction de ses dimensions a été proposée ([Che00]). En adaptant cette formule au cas d'un monopole triangulaire, l'on obtient :

$$F = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \left( \frac{W}{H} \right)^{0.5} \quad (3.5-3)$$

$H$  est la hauteur et  $W$  est la largeur du triangle en mm et  $F$  est exprimée en GHz.

Si l'on applique cela aux dimensions de notre antenne à savoir  $H = 360 \mu\text{m}$ ,  $W = 415 \mu\text{m}$ , l'on obtient une fréquence minimale de fonctionnement de l'ordre de 150 GHz dans l'air, en tenant compte de la permittivité de notre substrat silicium (11.7) la fréquence minimum de rayonnement dans le substrat est de l'ordre de 100 GHz. En considérant la relation qui existe entre la hauteur d'un triangle et sa largeur,

On peut déduire l'angle d'évasion  $\alpha = 60^\circ$ . Ce qui nous conduit à une impédance théorique autour de  $100 \Omega$ . Ces études théoriques nous ont permis de fixer les différents paramètres de notre antenne. Afin d'avoir d'une idée du comportement de cette dernière, nous avons fait des simulations en utilisant le logiciel commercial de simulation électromagnétique Advanced design System (ADS).

En effet, le module momentum de ce logiciel permet de simuler des structures antennaires bidimensionnelles. La méthode de calcul repose sur la résolution des équations intégrales de surface dans le domaine fréquentiel (fonctions de Green ([Har93])) à partir de la méthode des moments. La structure étudiée est discrétisée à l'aide d'un maillage en cellules triangulaires afin de calculer les densités de courant ou la répartition du champ magnétique surfacique. Une fois ces courants déterminés, la caractérisation de la structure étudiée Figure 3.5-2 peut être visualisée sous différentes formes, paramètres S, diagramme de rayonnement en 2 ou 3 dimensions...

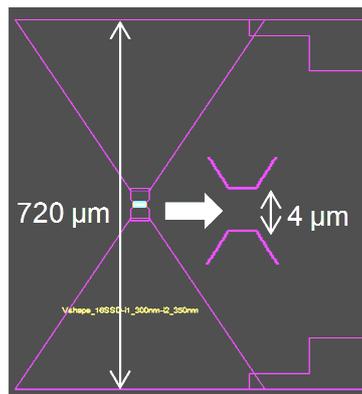


Figure 3.5-2 : Layout de l'antenne bow-tie simulée avec le module momentum d'ADS.

Le Gain maximal de l'antenne donnée par la simulation est de l'ordre de 4dB orienté vers le substrat (du à sa forte permittivité) dans le plan quasi perpendiculaire à la structure ( $\theta = 175^\circ$ ). Ce gain évolue peu pour des fréquences allant de 100 GHz à 800 GHz, la Figure 3.5-3 présente deux exemples de diagramme de rayonnement à 200 et 600 GHz.

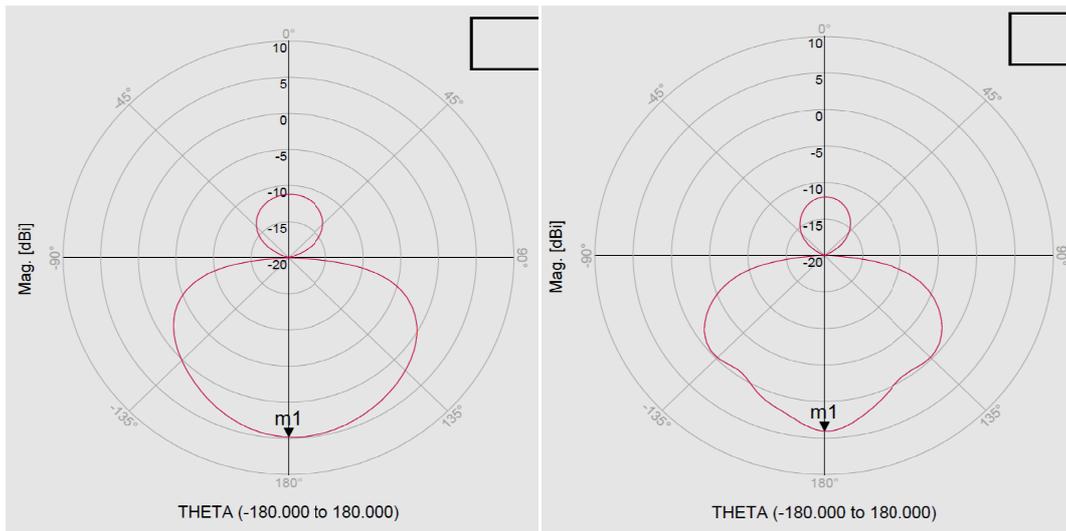


Figure 3.5-3 : Diagramme de rayonnement de l'antenne bow-tie : (a) à 200 GHz, (b) à 600 GHz.

A 1 THz, le gain maximum chute autour de 1 dB et est fortement décalé ( $\theta = 145^\circ$ ) Figure 3.5-4(a). La polarisation linéaire de l'antenne bow-tie est bien vérifiée par la simulation comme on peut le constater sur la Figure 3.5-4(b), en bleu est présenté le module du champ électrique émis parallèle à la structure et en rouge le module du champ électrique orienté de manière perpendiculaire à la structure.

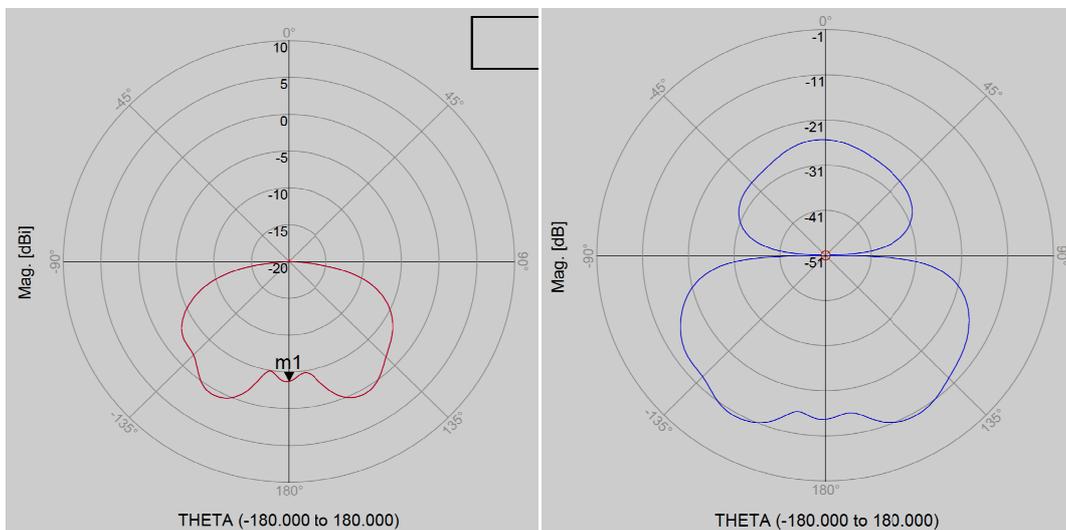


Figure 3.5-4 : (a) Diagramme de rayonnement de la bow-tie à 1 THz. (b) Puissance du champ électrique rayonné, en bleu le champ électrique est parallèle à l'antenne, en rouge le champ électrique est perpendiculaire.

- L'antenne dite indépendante de la fréquence : La spirale équiangulaire

Théoriquement les antennes indépendantes de fréquence sont des antennes dont le diagramme de rayonnement, plus particulièrement le gain, l'impédance d'entrée et la polarisa-

tion changent relativement peu sur une bande passante supposée quasiment infinie. En 1954, Rumsey est le premier à poser les bases théoriques des antennes indépendantes de la fréquence ([Rum57]). Il avance que les antennes indépendantes de la fréquence sont des antennes dont la géométrie est définie uniquement par des angles. Les caractéristiques générales d'une antenne, impédance d'entrée, diagramme de rayonnement, polarisation de l'onde sont déterminées par la forme et les dimensions de l'antenne rapportées à la longueur d'onde. Il est connu qu'en diminuant toutes les dimensions d'une structure rayonnante d'un facteur  $a$ , seule sa fréquence de fonctionnement sera augmentée de ce facteur  $a$  mais l'ensemble de ses performances restera inchangé. Alors, si par une transformation continue les dimensions relatives de l'antenne sont égales quelle que soit la longueur d'onde, ses propriétés sont conservées et sont donc indépendantes de la fréquence. L'antenne spirale équiangulaire ou encore appelée spirale logarithmique entre parfaitement dans la définition des structures dont la géométrie peut être entièrement définie par les angles. De plus à chaque fréquence, seule une certaine région de l'antenne correspondant à une certaine longueur d'onde participe au rayonnement, ce qui atténue fortement les courants au-delà de cette région. Le dimensionnement de notre antenne se base sur les travaux de Dyson ([Dys59]) proposé en 1959.

L'équation en coordonnées polaires de la spirale équiangulaire s'écrit :

$$\rho_1(\theta) = \rho_0 e^{-a\theta} \quad 3.5-5$$

$\rho_0$  étant le rayon vecteur à l'origine et  $a$  le coefficient réglant l'expansion de la spirale.

Afin que l'antenne ait une impédance constante et indépendante de la fréquence, il faut également que la largeur de la partie rayonnante reste proportionnelle à la longueur des bras et augmente donc au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'alimentation de l'antenne situé au centre de la spirale. De plus, l'antenne doit être auto-complémentaire (principe de Babinet). Dans ce but l'antenne n'est pas constituée par un simple fil mais est formée par une bande limitée par deux spirales dont l'équation de la deuxième spirale est donnée par :

$$\rho_2(\theta) = K \cdot \rho_1(\theta) = \rho_0 e^{a(\theta-\delta)} \quad 3.5-6$$

$\delta$  définissant la largeur angulaire entre les deux courbes indépendamment de  $\rho$ .

Nos composants étant planaires (pas de plan de masse), un second bras de la spirale faisant office de masse vient compléter de façon symétrique la première :

$$\begin{aligned}\rho_3(\theta) &= \rho_0 e^{a(\theta-\pi)} \\ \rho_4(\theta) &= \rho_0 e^{a(\theta-\pi-\delta)}\end{aligned}\quad 3.5-7$$

La longueur de la spirale permettant de fixer la fréquence basse de fonctionnement est donnée par :

$$\begin{aligned}L &= \int_{\rho_0}^{\rho} \left[ \rho^2 \left( \frac{d\theta}{d\rho} \right)^2 + 1 \right]^{\frac{1}{2}} d\rho \\ L &= \sqrt{a^{-2} + 1} (\rho - \rho_0)\end{aligned}\quad 3.5-8$$

Ainsi la structure entière de la spirale équiangulaire est définie seulement par son angle de rotation  $\theta$ , la longueur de ses bras  $L$  et son taux d'expansion  $1/a$ .

Pour que l'antenne ait une impédance indépendante de la fréquence, il faut qu'elle soit auto-complémentaire, cela se traduit par une surface métallisée qui doit être égale à la surface non-métallisée, concrètement cette condition est obtenue pour  $\delta = 90^\circ$ .

La polarisation du champ rayonnée est circulaire sous réserve que l'antenne soit bien dimensionnée. En effet, pour les fréquences auxquelles les longueurs des brins sont inférieures à la longueur d'onde  $\lambda$  fixant la fréquence basse de fonctionnement, les courants n'ont pas été assez atténués par suite du rayonnement et se réfléchissent en bout de structure. Cela crée une composante polarisée en sens inverse et en interférant avec le courant incident, dans ce cas la polarisation de l'onde peut devenir elliptique voir linéaire. La longueur des brins doit donc être suffisante et le taux d'expansion ne doit pas être trop important [Fer09].

L'antenne est alimentée au centre de la spirale où les deux brins sont excités en opposition de phase avec la même amplitude. Dans cette configuration le rayonnement est maximal dans les deux directions normales au plan de l'antenne, seulement l'utilisation d'un substrat de forte permittivité comme le silicium sur lequel nous fabriquons nos composants force le rayonnement à se confiner dans ce dernier, le rayonnement de la spirale dans ce cas devient quasi unidirectionnel. En ce qui concerne la fréquence haute de fonctionnement, elle est fixée par la distance entre les deux zones d'alimentation au centre de spirale. Cette distance doit être petite devant la longueur d'onde pour que la zone d'alimentation ait peu d'influence sur l'impédance d'entrée et la répartition des courants.

Pour le dimensionnement de nos antennes spirales en fonction de notre cahier de charges, nous avons besoin d'une fréquence basse de fonctionnement ( $f_{low}$ ) autour 100 GHz. Nous avons donc fixé la longueur maximale de l'antenne à  $L \sim 3$  mm. Cela implique donc :

$$\lambda_g = 6 \text{ mm}$$

$n_{\text{eff}}$  est l'indice de réfraction caractéristique du substrat silicium utilisé ( $n_{\text{eff}} = \dots$ )

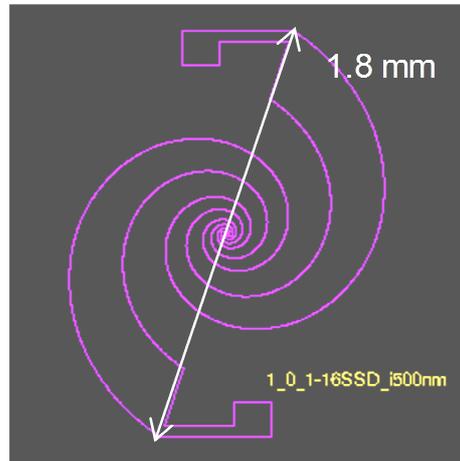


Figure 3.5-5 : « Layout » de l'antenne spirale équiangulaire simulé avec le module momentum d'ADS

Pour la fréquence haute ( $f_{\text{high}}$ ) fixée à 800 GHz au minimum, la distance de notre zone d'alimentation est de  $4 \mu\text{m}$  ce qui nous donne :

Comme on peut le remarquer aussi bien sur la fréquence basse que haute de fonctionnement, nous avons pris des marges. Ainsi, la longueur de notre spirale est supérieure à 4 fois la longueur d'onde guidée (100 GHz) et notre zone d'alimentation est inférieure à un dixième de la longueur d'onde guidée (800 GHz).

Cette antenne a également été simulée en utilisant ADS momentum, les résultats de simulations du diagramme de rayonnement Figure 3.5-6 à différentes fréquences montrent un gain maximum environ de 9dB qui varie que très légèrement avec la fréquence de 200 GHz à 1 THz dans la direction perpendiculaire à notre antenne ( $180^\circ$ ) orienté dans le substrat.

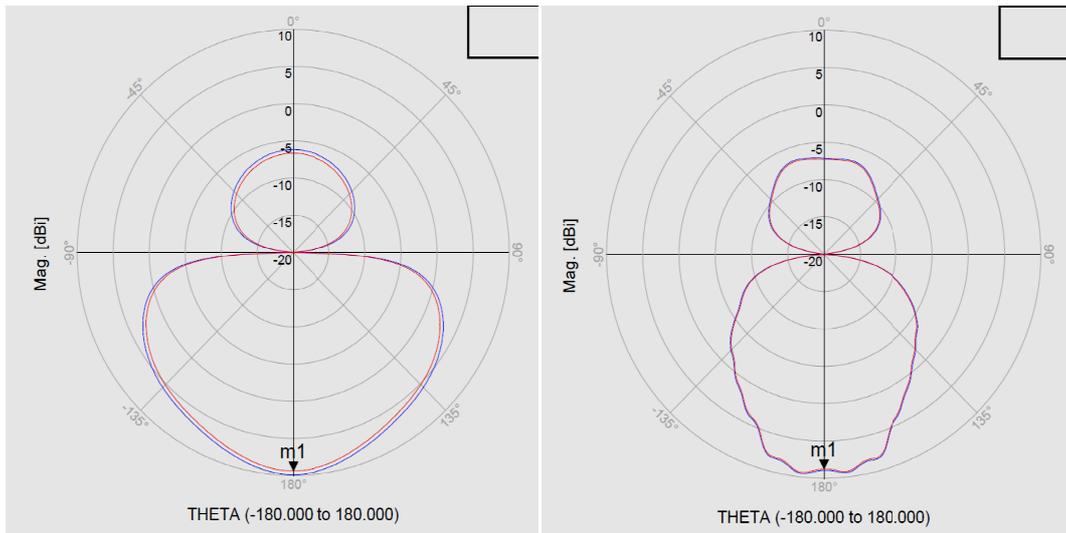


Figure 3.5-6 : Diagramme de rayonnement de l'antenne spirale équiangulaire : (a) à 200 GHz, (b) à 600 GHz.

En résumé, nous avons donc conçu deux types d'antennes large bande, l'antenne bow-tie pour sa compacité, sa polarisation linéaire. La spirale logarithmique pour sa large bande passante de rayonnement et sa directivité. Cependant, la bande passante d'adaptation qui n'était pas une priorité mériterait d'être étudiée afin de trouver différentes améliorations possibles. La Figure 3.5-7 présente les coefficients de réflexion présentés par les deux antennes.

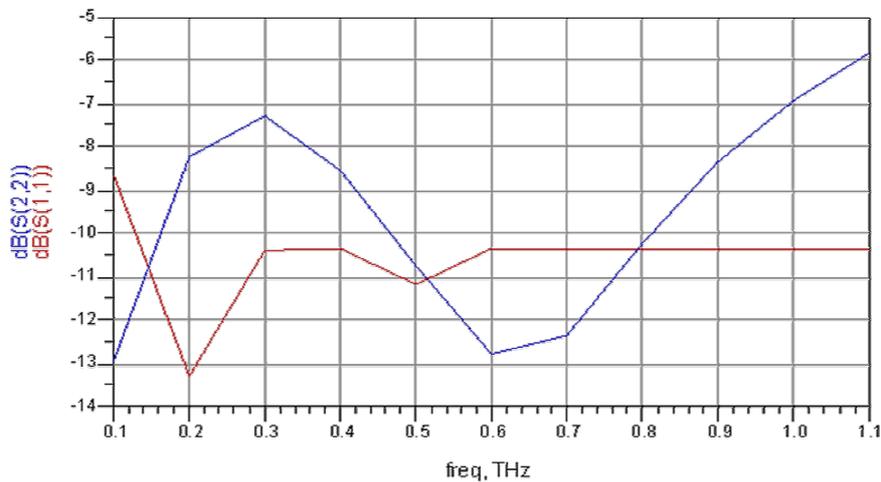


Figure 3.5-7 : Paramètres S simulés de l'antenne bow-tie (en rouge) et de l'antenne spirale équiangulaire (en bleu)

Enfin, comme on a pu le remarquer sur les différents diagrammes de rayonnement la puissance totale rayonnée des antennes est contenue dans un angle d'ouverture autour de  $\theta$  afin de collecter le maximum d'énergie, on utilise une lentille. Les lentilles sont donc principalement utilisées pour focaliser l'énergie incidente divergente dans une direc-

tion souhaitée ([Bla66]). Dans les expériences que nous avons menées en espace libre, nous avons utilisé une lentille silicium hémisphérique de diamètre 10 mm et dont la permittivité diélectrique se rapproche de celle de notre substrat  $\epsilon_r \sim 11.7$ .

### 3.5.2 MESURES EXPÉRIMENTALES DES SSDS EN DÉTECTION

Dans la mesure de détection, nous avons utilisé une source électronique RPG dont le signal est focalisé sur une lentille silicium placée à l'arrière, sur le substrat de notre échantillon à tester afin de focaliser au maximum le rayonnement incident sur la SSD, Figure 3.5-8

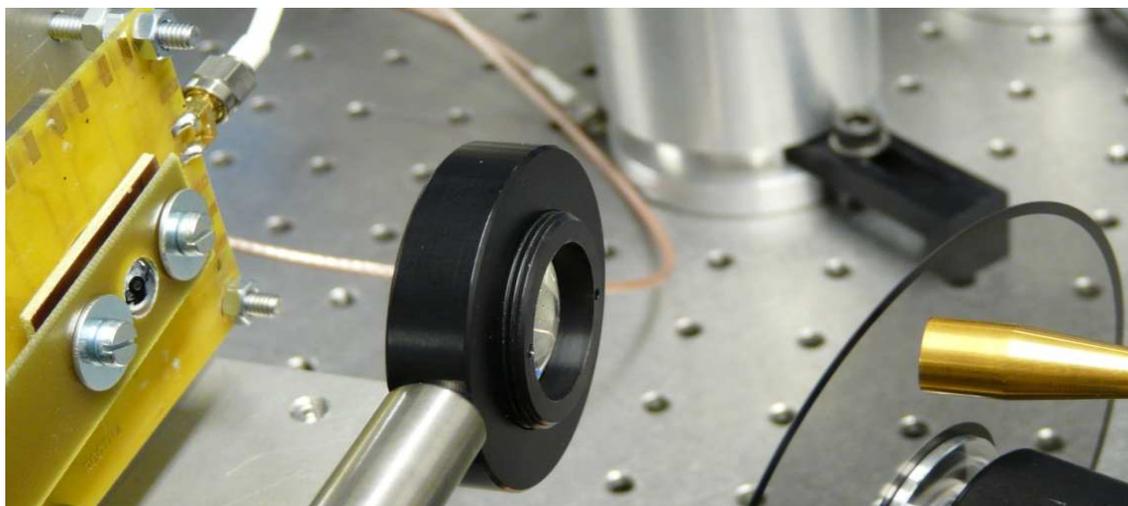
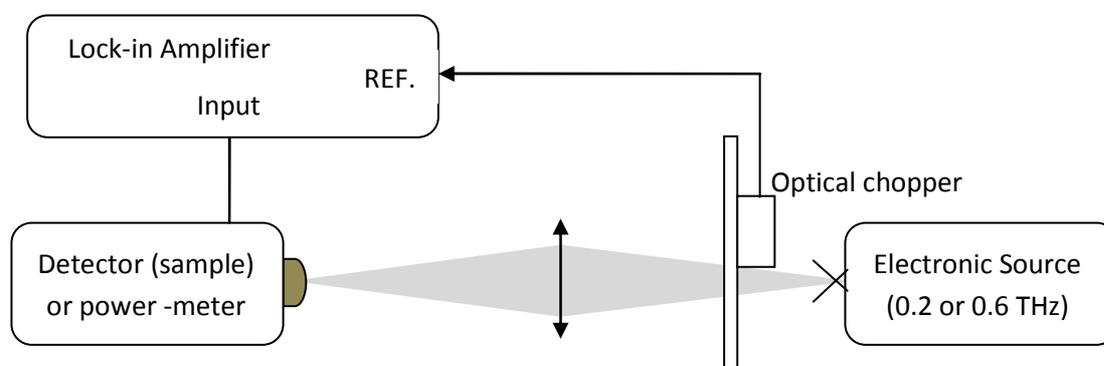


Figure 3.5-8 : Banc de mesure utilisé pour l'étalonnage de la source à 200 GHz et la mesure de détection.

Sur ce banc de mesure, le signal issu de la source électronique est modulé par un chopper mécanique à 557 Hz (pour minimiser le bruit en  $1/f$ ), le but étant de faire une détection synchrone afin de réduire le signal minimum détectable. La fréquence du chopper dépend du

type de détecteur, pour les détecteurs « lents » type calorimètre, bolomètre, pyromètre la fréquence de modulation doit être réduite afin que le détecteur ait le temps de répondre. Nous avons testé les trois topologies issues du RUN 2 intégrées dans les antennes Bow-tie dont la cartographie est rappelée sur la Figure 3.5-9.

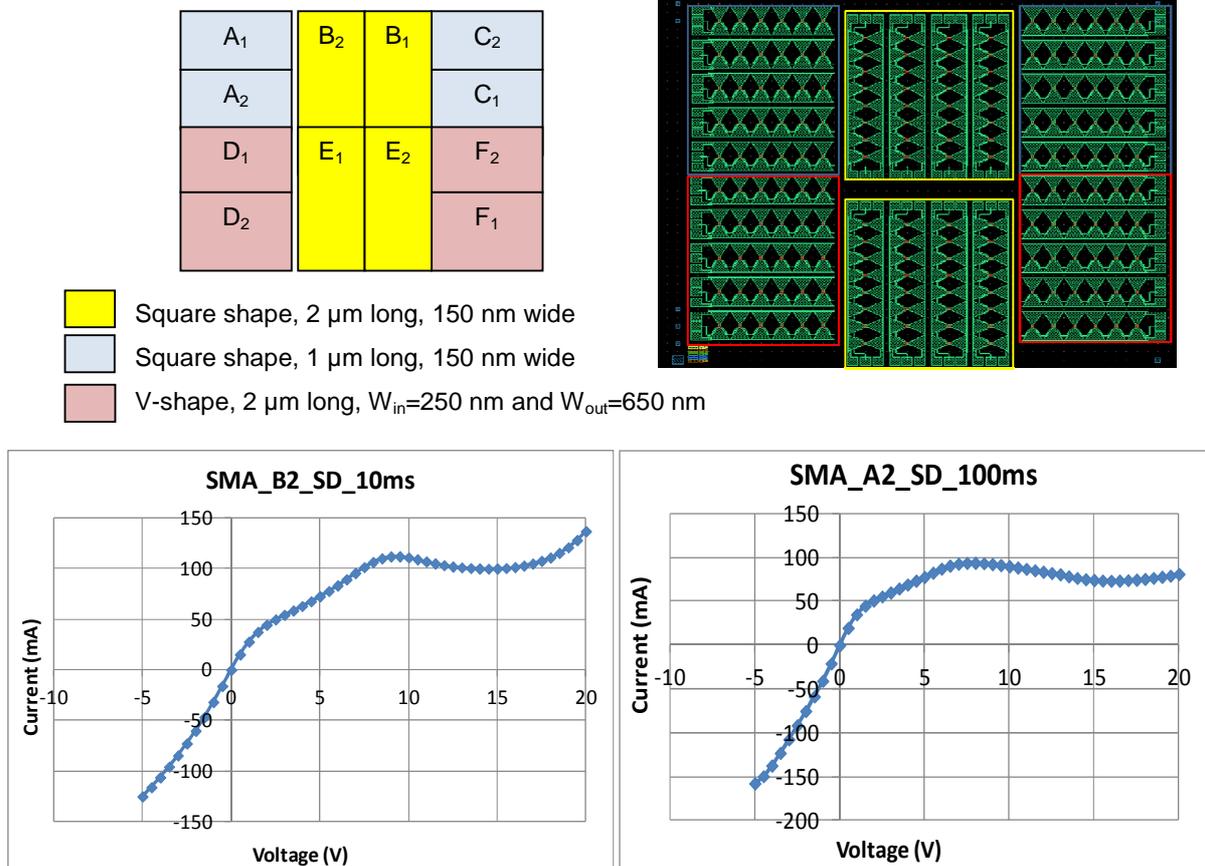


Figure 3.5-9 : Caractéristiques I-V des SSDs reliées au connecteur SMA B2 et A2.

Nous rappelons que ces topologies, de par leurs grandes largeurs de canal sont plutôt dédiées aux mesures d'émissions. Afin de calculer la sensibilité et la puissance équivalente de bruit, nous avons utilisé la procédure suivante : nous avons d'abord évalué la puissance disponible dans le plan focal à l'aide du PM4 ; ensuite le PM4 est remplacé au point focal par la SSD à tester, la tension DC fournie par le composant est alors mesurée avec le lock-in. Connaissant la tension DC et la puissance injectée, la sensibilité est donc calculée.

Par exemple, le test de l'échantillon A<sub>2</sub> (largeur de canal 150 nm) donne une tension de 720 μV (crête à crête) correspondant au signal de 200 GHz modulé par le chopper. La calibration en puissance du signal à 200 GHz nous a fourni une puissance de l'ordre de 3.8 mW dans le plan focal de la lentille silicium utilisée. Comme ce signal total alimente la lentille silicium nous devons considérer le coefficient de réflexion de Fresnel dû à l'interface air/silicium, ce qui donne 30% de coefficient de réflexion. La sensibilité extrinsèque est donc  $S_{ext}=720$

$\mu\text{V}/(3.8 \text{ mW} \times 0.7) = 0.27 \text{ V/W}$ . La sensibilité est très faible car les courbes sont beaucoup plus ohmiques autour de zéro, Figure 3.5-9. La résistance autour de zéro de l'échantillon  $A_2$  est environ  $50 \Omega$  (ce qui correspond à un réseau de 768 SSDs chacune d'entre elles à une résistance autour de  $38.4 \text{ k}\Omega$ ). La tension de bruit purement thermique est donc  $V_{\text{noise}} = \sqrt{4kTR_0} = 0.9 \text{ nV/Hz}^{1/2}$  ce qui conduit à une puissance équivalente de bruit (NEP) de  $\text{NEP} \approx V_{\text{noise}}/S_{\text{ext}} = 3.3 \text{ nW/Hz}^{1/2}$ . Malgré la sensibilité assez faible, on constate bien que les meilleures sensibilités sont obtenues pour les largeurs de canaux plus petites (largeur de canal  $150 \text{ nm}$  et longueur du canal  $1 \mu\text{m}$ ).

ARRAY NAME	SSDs (number)	Width (nm)	Length ( $\mu\text{m}$ )	Bias	Signal ( $\mu\text{V}$ )	Responsivity (V/W)	NEP ( $\text{nW/Hz}^{1/2}$ )	Noise floor ( $\mu\text{V}$ )	SNR	Detection limit ( $\mu\text{W/Hz}^{1/2}$ )
D2	1152	250-650	2.0	0 V	26.4	0.01	90.7	1.2	22	54.1
F2	768	250-650	2.0	0 V	49.2	0.02	48.7	1.2	41	29.0
B1	1024	150	2.0	0 V	480	0.18	5.0	1.2	400	3.0
B2	1024	150	2.0	0 V	456	0.17	5.3	1.2	380	3.1
B2	1024	150	2.0	1,26 V, 52 mA	768	0.29	-	4.8	160	7.4
A2	768	150	1.0	0 V	720	0.27	3.3	1.4	514	2.4
A2	768	150	1.0	0.6 V, 31 mA	1584	0.60	-	4.8	330	3.6
A2	768	150	1.0	10 V, 190 mA	69.6	0.03	-	7.2	10	123.1

Tableau 3.5-1 : Sensibilité et puissance équivalente de bruit (NEP) obtenues pour l'ensemble des composants testés en détection à 200 GHz. En rose nous avons les composants qui ont été polarisés et en bleu nous avons les structures V-SSDs.

En se basant sur la caractéristique I-V des composants, la non linéarité peut être améliorée en polarisant les composants. Nous avons donc polarisé les composants  $A_2$  et  $B_2$ , nous avons en effet trouvé un gain de facteur 2, cependant, la puissance équivalente de bruit se dégrade du fait du rajout de bruit dû à la polarisation dans le composant. Le meilleur rapport signal sur bruit à 200 GHz a été obtenu pour les composants  $A_2$ , de l'ordre de 514 ( $720 \mu\text{V}/1.4 \mu\text{V}$ ). Notre source électronique à 600 GHz délivre une puissance environ 100 fois plus petite que celle utilisée à 200 GHz dans ce cas, le rapport signal sur bruit en considérant que l'antenne ait la même efficacité et que le couplage fourni par la lentille silicium soit la même, serait de l'ordre de 5. C'est pour cette raison que l'on n'a pas pu faire de mesures de détection à 600 GHz sur les composants issus du Run 2.

### 3.5.3 MESURES EXPÉRIMENTALES DES SSDS EN ÉMISSION

Une fois les mesures de détection terminées, le même alignement (source+détecteur) est utilisé pour la mesure d'émission des SSDs, nous avons remplacé la source à 200 GHz par un pyromètre calibré à 300 GHz (étant donné que la fréquence d'émission attendue est à cette fréquence et la SSD étant utilisée comme un oscillateur libre, (la largeur de raie attendu à cette fréquence sera large).

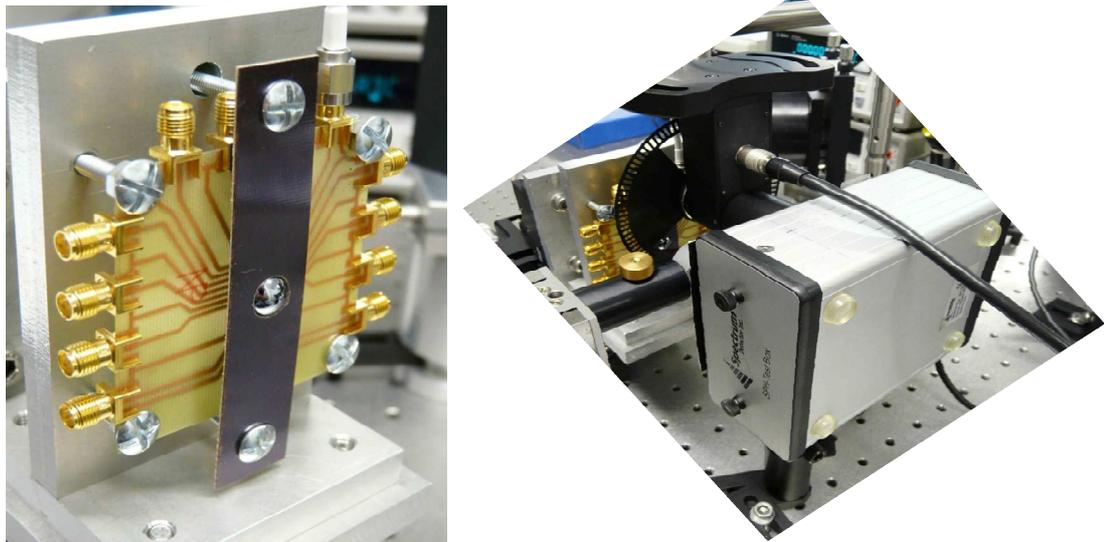


Figure 3.5-10 : Banc de mesure utilisé pour la mesure d'émission. Dans cette configuration, un pyromètre est utilisé en tant que détecteur.

Dans ces conditions, nous avons détecté une dizaine de mV au lock-in. Cependant, ce signal détecté restait présent à faible polarisation ( $< 10$  V) où aucune oscillation ne pouvait avoir lieu. En mettant un filtre devant le pyromètre, nous avons identifié que ce signal provenait d'une émission infra rouge due à la haute température qui émane des composants (rayonnement de corps noir)

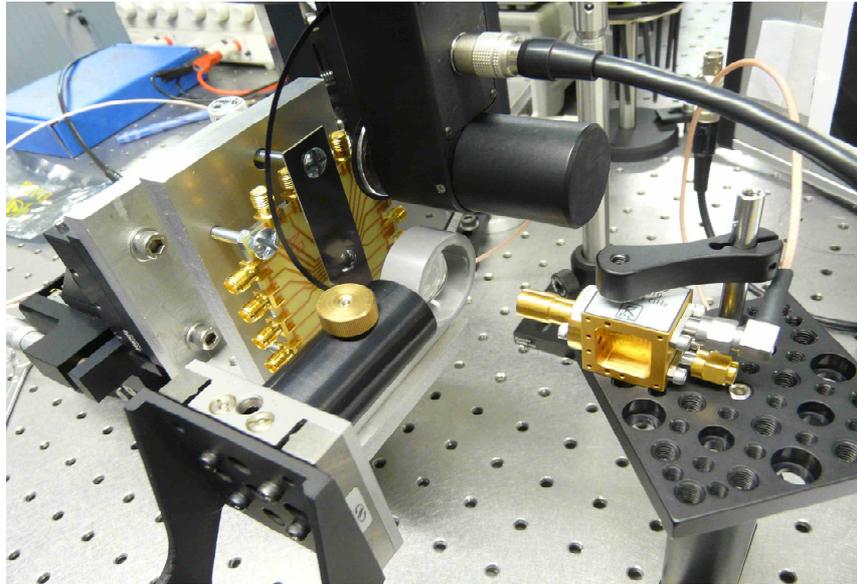


Figure 3.5-11 : Deuxième banc de mesure utilisé pour la mesure d'émission. Dans cette configuration, une diode schottky est utilisée en tant que détecteur.

Nous avons donc remplacé le pyromètre par une diode Schottky dont la sensibilité est certes plus faible que le pyromètre à 300 GHz (1kV/W) mais présente l'avantage de ne pas être sensible au rayonnement infrarouge. Ainsi, nous avons fait les mesures suivantes :

- **Composants C** : Les premiers composants testés sont le C1 et le C2 qui ont une longueur de canal de 1  $\mu\text{m}$ . Dans ce cas, les composants ont été polarisés jusque 10 V avec comme courant 236 mA. Au-delà, les effets thermiques prennent place et le courant diminue progressivement. Nous n'avons détecté aucune émission, en augmentant la tension, le composant s'est irrémédiablement dégradé par claquage autour de 20 V/ 163 mA.
- **Composants A** : le test des composants sur le connecteur A1 a permis une polarisation jusque 29 V, aucun signal n'a été détecté et les composants ont été détruits. Les composants du connecteur A2 n'ont pas été testés. Vu que c'est ceux qui détectent le mieux, on a préféré les préserver pour une utilisation future.
- **Composants D** : Les V-SSDs présents sur le connecteur D1, ont été polarisés dans un premier temps à 10 V avec un courant de 370 mA qui a chuté à 240 mA après quelques minutes démontrant ainsi le fort problème de thermique que l'on a sur nos composants. En appliquant 30 V les composants ont claqué.

Ce problème d'échauffement rencontré lors des différentes expériences est dû au grand nombre de SSDs que nous avons mis en parallèle dans le but d'augmenter le niveau de puissance qui serait émis. Le fort niveau de courant qui en résulte ne nous a pas permis d'atteindre les tensions de polarisations nécessaires pour la production d'oscillations (> 30V).

Pour les composants issus du Run 3, nous avons réduit le nombre de composants et conservé que les réseaux de 16 et 32 SSDs intégrés à la fois avec des antennes Bow-tie et des antennes spirales logarithmique. Pour la caractérisation de ces composants, nous avons développé un banc de mesure en régime pulsé afin de réduire les effets thermiques dans les composants. Pour ce faire nous avons polarisé les composants en utilisant un générateur d'impulsion capable de délivrer des tensions allant jusqu'à 100 V avec des largeurs de pulse de 20  $\mu$ s. La majorité des composants ont été testés avec un rapport cyclique de 2%. Une partie du banc de mesure (sans le lock-in et le générateur d'impulsion) est présentée sur la Figure 3.5-12.

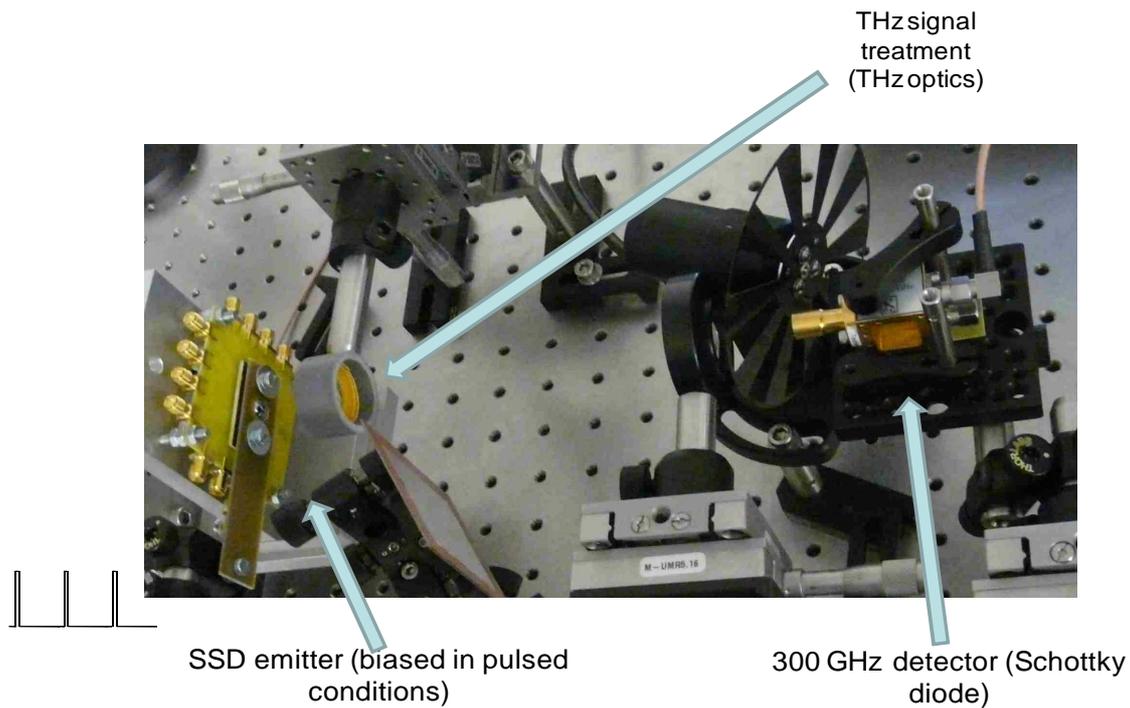


Figure 3.5-12 : Banc de mesure pulsé développé pour le test des SSDs du RUN 3 en émission.

Dans ces conditions expérimentales, le signal n'est plus haché mécaniquement grâce au chopper (présent sur la photo mais pas utilisé) mais haché électriquement ce qui a pour conséquence de réduire le rapport signal sur bruit du signal à détecter. En effet, la modulation induite par un chopper mécanique classique est un signal carrée (rapport cyclique de 50%),

en calculant sa transformée de fourrier et en considérant uniquement la fréquence  $F_0$  à laquelle le lock-in démodule le signal, l'amplitude de cette raie à  $F_0$  est de l'ordre de  $0.63 \cdot A$ ,  $A$  étant l'amplitude du signal modulée. Maintenant si l'on considère une modulation du signal pulsée (rapport cyclique 2%), une analyse similaire amène la raie  $F_0$  à une amplitude de  $0.08 \cdot A$ , donc une réduction d'environ un facteur 8 sur l'amplitude.

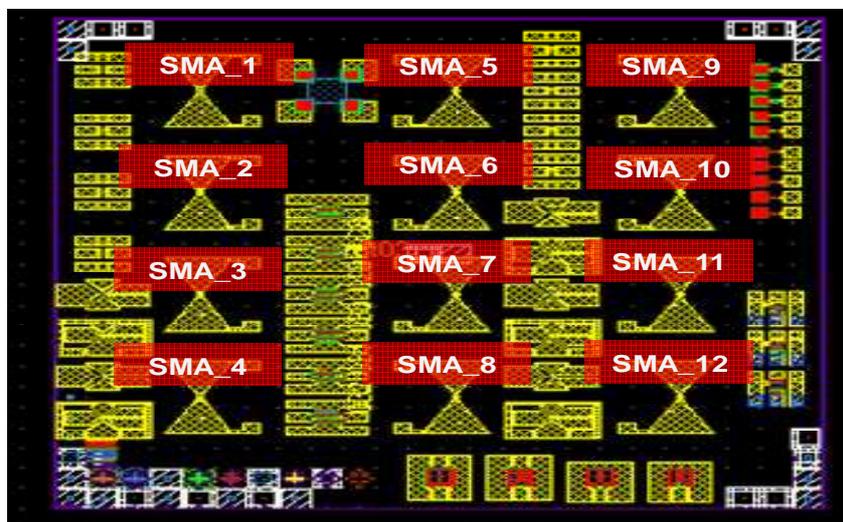


Figure 3.5-13 : Exemple d'un réticule testé pour la mesure d'émission.

	a=c	L	$W_H$	$W_V$	$W_{in}$	$W_{out}$	SSDs
Colonne 1	(nm)	(nm)	(nm)	(nm)	(nm)	(nm)	(nm)
V_1_0_3	600	500	50	200	300	350	16
V_1_0_4	600	500	50	200	300	400	16
V_1_0_3	600	500	50	200	300	350	32
V_1_0_4	600	500	50	200	300	400	32
Colonne 2							
V_1_1_3	600	1000	50	200	350	550	16
V_1_1_3	600	1000	50	200	350	550	32
V_1_1_4	600	1000	50	200	350	650	16
V_1_1_4	600	1000	50	200	350	650	32
Colonne 3							
V_1_1_1	600	1000	50	200	300	400	16
V_1_1_2	600	1000	50	200	300	500	32
V_1_1_1	600	1000	50	200	300	400	16
V_1_1_2	600	1000	50	200	300	500	32

Tableau 3.5-2 : Dimensions des composants présents sur la Figure 3.5-13.

La Figure 3.5-13 présente l'ensemble des composants d'un réticule du RUN 3 avec les différents connecteurs SMA tel qu'associés lors de la phase de microsoudure pour les mesures en espace libre. Les dimensions de chacun de ces composants sont rappelées dans le Tableau 3.5-2. Pour toutes ces V-SSDs mesurées, nous avons atteint la tension minimale de seuil (30 V) nécessaire aux oscillations conformément aux simulations Monte Carlo. De plus, pour les meilleures topologies dont les simulations ont été effectuées (SMA\_11 et 12) près de 50 V ont réussi à être appliqués avec un rapport cyclique allant jusque 49% sans détection de signal émis avec une capacité de détection de notre banc de mesure estimée à 10 nW. Sur le Tableau 3.5-3 nous avons établi le bilan des mesures d'émissions sur les V-SSDs.

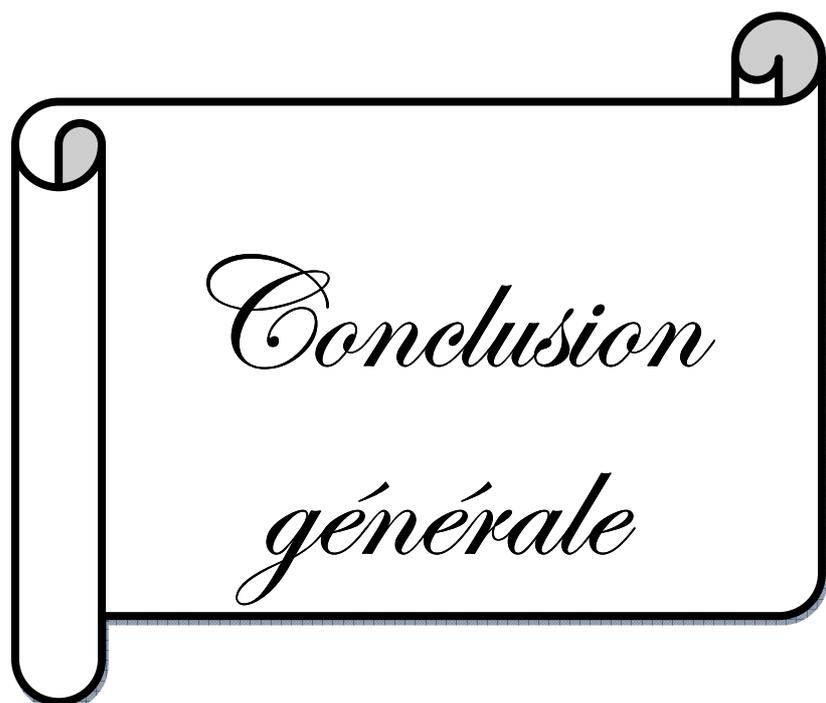
	Device	Bias	Duty Cycle	State	Lock-in Noise Floor	Detection capability
SMA_1	<b>1_0_3_V_i1_300_16</b>	Not Tested		H.S		
SMA_2	<b>1_0_4_V_i1_300_16</b>	39 V	2%	H.S	< 250 nV	~ 10 nW
SMA_3	<b>1_0_3_V_i1_300_32</b>	35 V	2%	H.S	< 250 nV	~ 10 nW
SMA_4	<b>1_0_4_V_i1_300_32</b>	32 V	2%	H.S	< 250 nV	~ 10 nW
SMA_5	<b>1_1_3_V_i1_350_16</b>	40 V	2%	OK	< 250 nV	
SMA_6	<b>1_1_3_V_i1_350_32</b>	39 V	2%	H.S	< 250 nV	~ 10 nW
SMA_7	<b>1_1_4_V_i1_350_16</b>	44 V	2%	H.S	< 250 nV	~ 10 nW
SMA_8	<b>1_1_4_V_i1_350_32</b>	37,5 V	2%	OK	< 250 nV	~ 10 nW
SMA_9	<b>1_1_1_V_i1_300_32</b>	38 V	2-8%	H.S	< 250 nV	~ 10 nW
SMA_10	<b>1_1_2_V_i1_300_32</b>	35 V	2-49%	OK	< 250 nV	~ 10 nW
SMA_11	<b>1_1_1_V_i1_300_16</b>	50 V	2-49%	OK	< 250 nV	~ 10 nW
SMA_12	<b>1_1_2_V_i1_300_16</b>	46 V	2-15%	H.S	< 250 nV	~ 10 nW

Tableau 3.5-3 : Résultats récapitulatif de l'ensemble des composants présent sur le réticule présenté sur la Figure 3.5-13. En vert nous avons les SSDs qui ont pu être testé avec un rapport cyclique important. (HS=Hors service)

En conclusion, dans ce chapitre, nous avons mis en évidence les propriétés physiques du matériau Nitrure de Gallium (GaN) et de l'un de ses alliages ternaires ( $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ ) en vue de la réalisation des Selfs Switching Diodes pour des applications en gamme millimétrique et

submillimétrique. Les mécanismes liés aux polarisations spontanées et piézoélectrique ont été brièvement décrits dans le but d'expliquer la formation du gaz 2D à l'interface entre le buffer et la barrière et d'estimer la densité d'électrons dans ce gaz 2D. Ensuite, nous avons passé en revue les instruments essentiels pour la caractérisation des SSDs à très haute fréquence. Le procédé technologique développé pour le RUN 1 où l'enjeu était de réaliser des canaux de 75 nm et des gravures de 50 nm a été validé par des mesures statiques. Ces mesures statiques ont également permis d'affiner le modèle Monte-Carlo utilisé pour la simulation des composants, ce qui a conduit à la réalisation d'un RUN 2. Les mesures effectuées sur ce RUN 2 ont permis de valider le modèle Monte Carlo et ont mis en évidence des problèmes liés à la thermique nous empêchant ainsi d'atteindre les valeurs de tensions nécessaires à la production d'oscillations type Gunn. L'expérience acquise après la mesure de ces composants a conduit à la réalisation d'un RUN 3 pour lequel nous avons développé un banc de mesure en régime pulsé qui nous a permis d'atteindre les tensions de polarisation préconisées par les simulations Monte-Carlo pour générer des oscillations. Nous n'avons pas observé d'oscillation sur les premiers composants qui ont été mesurés (composants montés avec des antennes Bow-Tie), les autres composants disponibles avec des antennes spirales logarithmiques seront mesurés très prochainement.

Concernant la partie détection, le premier RUN a permis de mettre en évidence une dissymétrie dans les composants validant ainsi les prédictions Monte Carlo. Une analyse détaillée de ces composants a permis de définir les modifications indispensables pour l'amélioration de la réponse des composants. Une optimisation de la technologie a donc été faite en remplaçant l'étape de gravure par une étape d'implantation. Cette optimisation nous a permis d'atteindre en l'absence de polarisation des sensibilités extrinsèques de l'ordre de 100 V/W à 300 GHz et à température ambiante. Ces détecteurs ont été intégrés avec des antennes Bow-Tie pour permettre leurs caractérisations en configuration quasi-optique. Ces mesures seront également faites très prochainement.



Plusieurs propriétés du GaN comme son champ électrique de claquage élevé, la vitesse de saturation élevée des porteurs en fait un matériau prometteur pour fabriquer des dispositifs exploitant l'effet Gunn pour obtenir des puissances élevées et des signaux haute fréquence approchant la gamme du THz. Au cours de cette thèse, nous avons étudié les potentialités en tant que détecteurs et émetteurs THz, des composants planaires appelé Self Switching Diodes dont la géométrie est relativement simple. Graver des tranchées isolantes en forme de L sur un matériau AlGaIn/GaN avec des densités électroniques de l'ordre de  $10^{13}$  at/cm<sup>2</sup> permet de rompre la symétrie du composant et d'imposer un champ électrique intense à l'entrée du canal favorisant la création de domaine Gunn qui pourrait donner naissance à l'émission de signaux THz à température ambiante.

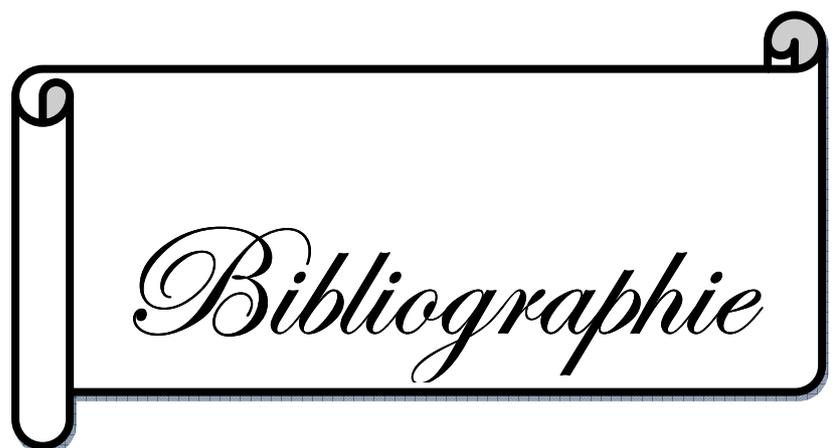
Avant la fabrication des composants, des simulations Monte-Carlo ont été effectuées en utilisant un modèle de charges de surface constante simple et rapide. Les résultats issus de ce modèle ont montré que les SSDs de longueur de canal 1  $\mu$ m présentent des oscillations de courant à température ambiante pour des tensions supérieures à 30 V.

L'analyse des caractéristiques I-V et l'évolution temporelle du courant montre que la fréquence d'oscillation augmente en réduisant la longueur du canal. L'augmentation de la charge de surface  $\sigma$  induit une forte déplétion du canal, conduisant ainsi à un niveau de courant plus faible et donc à des oscillations de faible amplitude dont la fréquence diminue également pour complètement disparaître pour de grandes valeurs de  $\sigma$ .

A l'issue de ces premières simulations, nous avons développé un masque spécifique afin de fabriquer les premières SSDs sur GaN. Le challenge technologique, à la vue des dimensions (75 nm pour le canal et 50 nm pour les tranchées isolantes) a pu être relevé. Les caractérisations statiques que nous avons effectuées sur ces composants ont permis de montrer que le modèle utilisé lors des simulations préliminaires ne permettait pas de reproduire le comportement des SSDs. Due à la très forte influence des charges de surface, les niveaux de courant obtenus ne permettaient pas la production d'oscillations. Cela a été confirmé par des mesures effectuées avec l'analyseur de spectre utilisé comme détecteur. Les mesures des composants issus du RUN 1 ont permis à l'université de Salamanque de développer un modèle plus complet qui prend en compte la dépendance des charges de surface en fonction de la tension de polarisation. Une fois le modèle calibré, les nouvelles simulations ont validé le fait que ces composants ne pouvaient pas produire des oscillations. Ces simulations ont égale-

ment permis de proposer de nouveaux designs qui ont donné lieu à un deuxième RUN technologique. L'objectif principal de ce RUN était d'augmenter le niveau de courant. Pour ce faire, nous avons élargi la taille des canaux et nous avons augmenté le nombre de SSDs en réseau. Toujours dans le but de minimiser l'influence des charges de surface, une nouvelle topologie appelée V-SSD a été également proposée par l'université de Salamanque. Le principal problème rencontré lors de la mesure de ces composants a été la thermique qui rendait impossible la polarisation des composants au-delà de 30 V, tension insuffisante qui ne permet pas d'atteindre le régime d'oscillation Gunn. Un troisième RUN a donc été nécessaire dans le but de réduire la thermique et de permettre la caractérisation de l'ensemble des composants en espace libre. Le nombre de SSDs en réseau a donc été réduit à 16 et 32 en parallèle. La distance entre les différents canaux a été augmentée afin de diminuer le couplage thermique entre eux. Nous avons conçu deux types d'antennes larges bandes pour améliorer le couplage en espace libre. Nous avons développé un banc de mesure en régime pulsé qui nous a permis d'atteindre des tensions de polarisation de l'ordre de 40 V avec des rapports cycliques allant jusque près de 50 %. Aucune émission n'a été observée sur les premiers composants mesurés. D'autres composants issus de ce RUN doivent bientôt être caractérisés. En ce moment, nous commençons à envisager la mesure d'émission des SSDs en réseau utilisé dans une cavité résonnante type RLC parallèle. Cela permettra de réduire le bruit de phase de l'oscillation produite dans ces composants et permettra une meilleure synchronisation des oscillations à la sortie de chaque SSD d'un réseau.

Au niveau de la détection, l'optimisation des SSDs par la technologie implantée a permis d'atteindre des sensibilités honorables à 300 GHz (100 V/W avec une puissance équivalente de bruit de l'ordre de  $280 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ ) ; il est important de rappeler que ces valeurs ne prennent pas en compte la désadaptation des composants. La haute fréquence de coupure apparente dans la réponse des composants, confirmée par les simulations Monte-Carlo laisse présager que les composants sont capables de détecter à des fréquences proches du THz. Afin de vérifier cela, des mesures en espace libre dans un premier temps à 600 GHz sont prévues.



*Bibliographie*

- [Abe04], Åberg M. et al. «Simulation and Modeling of Self-switching Devices.» Physica Scripta vol. 114, (2004): pp. 123.
- [Alb98], J.D. Albrecht et al. «Electron transport characteristics of GaN for high temperature device modelling.» Journal of Applied Physics vol. 89,.no. 9, (1998): pp. 4777-4781.
- [Ale00], E. Alekseev. «Microwave potential of GaN-based Gunn devices.» Electronics Letters vol. 36, (2000): pp. 176.
- [Amb02], O. Ambacher et al. «Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero-and quantum well structures.» Journal of physics: Condensed Matter vol. 14,.no. 13, (2002): pp. 3399-3434.
- [Amb99], O. Ambacher et al. «Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures.» Journal of Applied Physics vol. 85,.no. 6, (1999): pp. 3222-3233.
- [Bal05], Balocco C. et al. «Microwave Detection at 110 GHz by Nanowires with Broken Symmetry.» Nano letters vol. 5, (2005): pp. 1423.
- [Bal11a], Balocco C. «Room-temperature operation of a unipolar nanodiode at terahertz frequencies.» Applied Physics Letters vol. 92,.no. 22, (2011): pp. 223501- 223504.
- [Bal11b], Balocco C. et al. «Low-frequency noise of unipolar nanorectifiers.» Applied Physics Letters vol. 99, (2011): pp. 113511.
- [Bal97], C. A. Balanis. Antenna theory analysis and design. New-York: J. Wiley & sons, 1997.
- [Bel07], Belkin, M.A. et al. «Terahertz quantum-cascade-laser source based on intracavity difference-frequency generation.» Nature Photonics vol. 1,.no. 5, (2007): pp. 288-292.
- [Ber97], F. Bernardini et al. «Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides.» Physical review B vol. 56,.no. 16, (1997): pp. 10024-10027.
- [Bja04], Bjarnason, J.E. et al. «ErAs:GaAs photomixer with two-decade tunability and 12 mW peak output power.» Applied Physics Letters vol. 85,.no. 18, (2004): pp. 3983–3985.
- [Bla66], Blake, L. V. Antennas. New York: Wiley, 1966.
- [Bou02], B. Boudart et al. «Raman characterization of Ar<sup>+</sup> ion-implanted GaN.» Journal of Raman Spectroscopy vol. 33,.no. 4, (2002): pp. 283-286.
- [Boz03], V.G. Bozhkov. «Semiconductor detectors, mixers, and frequency multipliers for the terahertz band.» Radiophysics and Quantum Electronics vol. 46,.no. 8-9, (2003): pp. 631–656.
- [Bro52], G. H. Brown et al. «Experimentally Determined Radiation.» RCA review vol. 13,.no. 4, (1952): pp. 425-452.

- [Bro90], E. R. Brown et al. «High-speed resonant tunneling diodes made from the In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/AlAs material system.» SPIE Highspeed electronics and device scaling vol. 1288, (1990): pp. 122-135.
- [Bro96], M. R. Brozel et al. Properties of Gallium Arsenide. Institution of Engineering and Technology, 1996.
- [Bul72], P.T. Bulman et al. Transferred electron devices. London and Newyork: Academic Press, 1972.
- [Bur09], Burgess, I.B. et al. «Design of an efficient terahertz source using triply resonant nonlinear photonic crystal cavities.» Optics Express vol. 17,.no. 22, (2009): pp. 20099-20108.
- [But65], P. N. Butcher. «Theory of stable domain propagation in the Gunn effect.» Physics Letters vol. 19,.no. 7, (1965): pp. 546-547.
- [But66a], P. N. Butcher. «A simple analysis of stable domain propagation in the Gunn effect.» Journal Applied Physics vol. 17, (1966): pp. 841-850.
- [But66b], P. N. Butcher. «Stable domain propagation in the Gunn effect.» Journal Applied Physics vol. 17, (1966).
- [But67], P. N. Butcher. «The Gunn effect.» Reports on Progress in Physics vol. 30,.no. 1, (1967): pp. 97-148.
- [Che00], Z. N. Chen et al. «Impedance characteristics of trapezoidal Planar Monopole Antennas.» Microwave and Optical Technology Letters vol. 27,.no. 2, (2000): pp. 120-122.
- [Chr94], N. E. Christensen et al. «Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure.» Physical review B vol. 56,. no. 16, (1994): pp. 10024-10027.
- [Cop66], J. A. Copeland. «Electrostatic Domains in Two-Valley.» IEEE Transaction on Electronics devices vol. 13,.no. 1, (1966): pp. 189-192.
- [Cop67a], J. A. Copeland. «Characterization of bulk negative-resistance diode behavior.» IEEE Transaction on Electronics Devices vol. 14,.no. 9, (1967): pp. 461-463.
- [Cop67b], J. A. Copeland. «LSA oscillator-diode theory.» Journal Applied Physics vol. 38,.no. 8, (1967): pp. 3096-3101.
- [Cou08], Jean-Louis Coutaz et al. Optoélectronique térahertz. Les Ulis: EDP SCIENCES, 2008.
- [Cox67], R. H. Cox et al. «Ohmic contacts for GaAs devices.» Solid-State Electronics vol. 10,.no. 12, (1967): pp. 8.
- [Dar94], Dargys et al. Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP. Vilnius: Science and Encyclopedia Publishers, 1994.

- [Dav89], A. Davidson et al. «Achieving greater on-wafer S-parameter accuracy with the LRM calibration technique.» 34th ARFTG Conference Digest-Winter vol. 16, (1989): pp. 61-66.
- [Dav90], A. Davidson et al. «LRM and LRRM calibrations with automatic determination of load inductance.» 36th ARFTG Conference Digest-Fall (1990): pp. 57-63.
- [Dex08], Dexheimer, S.L. Terahertz Spectroscopy Principles and Applications. CRC Press, 2008.
- [Dob04], A. Dobroiu et al. «Terahertz imaging system based on a backward oscillator.» Applied optics vol. 43,.no. 30, (2004): pp. 5637–5646.
- [Doo10], D. Dooley. «Sensitivity of broadband pyroelectric terahertz detectors continues to improve.» Laser Focus World (2010).
- [Dub95], J.-Y. Duboz. Matériaux semi-conducteurs à grand gap III-V à base de GaN. Paris: Techniques de l'ingénieur, 1995.
- [Dum07], D.C. Dumka. «AlGaIn/GaN HEMTs on Diamond Substrate.» 65th Annual Device Research Conference (2007): pp. 31-32.
- [Dys59], J. Dyson. «The equiangular spiral antenna.» Transactions on Antennas and Propagation; vol. 7,.no. 3, (1959): pp.181-187.
- [Eis98a], H. Eisele. «Second-harmonic power extraction from InP Gunn devices with more than 1 mW in the 260-320 GHz frequency range.» Electronics Letters vol. 34,.no. 25, (1998): pp. 2412-2413.
- [Eng79], G. F. Engen et al. «Thru-Reflect-Line: An Improved Technique for Calibrating the Dual 6-Port Automatic Network Analyzer.» IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques vol. 27,.no. 12, (1979): pp. 987-993.
- [Eul88], H. J. Eul et al. «Thru-Match-Reflect: One Result of a Rigorous Theory for De-Embedding and Network Analyzer Calibration.» 18th European Microwave Conference (1988): pp. 909-914.
- [Eul91a], H. J. Eul et al. «A Generalized Theory and New Calibration Procedures for Network Analyzer Self-Calibration.» IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques vol. 39,.no. 4, (1991): pp. 724-731.
- [Eul91b], H. J. Eul et al. «Reducing the number of calibration standards for network analyzer calibration.» IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement vol. 40,.no. 4, (1991): pp. 732-735.
- [Fai94], Jerome Faist et al. «Quantum Cascade Laser.» Science vol. 264,.no. 5158, (1994): pp. 553–556.

- [Far11], Farhi G. et al. «The impact of etched trenches geometry and dielectric material on the electrical behaviour of silicon-on-insulator self-switching diodes.» Nanotechnology vol. 22, (2011): pp. 435203.
- [Fou99], B. E. Foutz et al. «Transient electron transport in wurtzite GaN, InN and AlN.» Journal of Applied Physics vol. 85,.no. 11, (1999): pp. 7727-7734.
- [Fra75], Norman R. «A New Procedure for System Calibration and Error Removal in Automated S-Parameter Measurements.» 5th European Microwave Conference (1975): pp. 69-73.
- [Fra95], Francis Levy. Traité des matériaux: Physique et technologie des semiconducteurs, tome 18. presses polytechniques, 1995.
- [Gal04], Gallerano, G.P. et al. «Overview of terahertz radiation sources.» Proceedings of the FEL Conference (2004): pp. 216-221.
- [Gib79], P. Gibson. «The vivaldi aerial.» 9th European Microwave Conference (1979): pp. 101-105.
- [Gon09a], T. González et al. «Monte Carlo analysis of Gunn oscillations in narrow and wide band-gap asymmetric nanodiodes.» Journal of Physics: Conference Series vol. 193,.no. 1-4, (2009): pp. 012018.
- [Gon09b], González T. et al. «Gunn Oscillations in Asymmetric Nanodiodes Based on Narrow and Wide Band-Gap Semiconductors: Monte Carlo Simulations.» Proceedings of the 33rd Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits (WOCSDICE) (2009).
- [Gon09c], González T. et al. «Monte Carlo analysis of Gunn oscillations in narrow and wide band-gap asymmetric nanodiodes.» J. Phys.: Conf. Series vol. 193, (2009): pp. 012018.
- [Gon10], González T. et al. «THz Generation Based on Gunn Oscillations in GaN Planar Asymmetric Nanodiodes.» 22nd International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM) (2010).
- [Gon96], T. González. «Physical models of ohmic contact for MC device simulation.» Solid-State Electronics vol. 39, (1996): pp. 555.
- [Gon99], T. González. «Injection statistics simulator for dynamic analysis of noise in mesoscopic devices.» Semiconductor Science and Technology vol. 14, (1999): pp. 37.
- [Gun56], J. B. Gunn. «The field-dependence of electron mobility in germanium.» Journal of Electronics and Control vol. 2,.no. 1, (1956): pp. 87-94.
- [Gun63], J. B. Gunn. «Microwave oscillations of current in III-V semiconductors.» Solid State Communications vol. 1,.no. 4, (s.d.): pp. 88-91.
- [Gun64], J. B. Gunn. «Instabilities of current in III-V semiconductors.» IBM Journal of Research and Development vol. 8, (1964): pp. 141-159.

- [Gun65], J. B. Gunn. Instabilities of Current and of Potential Distribution in GaAs and InP. Plasma effects in Solids, Dunod, 1965.
- [Hac68], R. A. Hackborn. «An automatic network analyzer system.» Microwave Journal vol. 11,.no. 5, (1968): pp. 45-52.
- [Har07], S. Hargreaves et al. «Terahertz imaging: Materials and methods.» Journal of Materials Science: Materials in Electronics vol. 18, (2007): pp. S299–S303.
- [Har93], R. F. Harrington. Field Computation by Moment Methods. New-York: Wiley-IEEE Press, 1993.
- [Hei02], S. J. Heikman. MOCVD Growth Technologies for applications in AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors. University of California, Santa Barbara: Doctor of philosophy, 2002.
- [Hei71], K. Heime. Der Gunn-Effekt. Der Fernmelde-Ingenieur, 1971.
- [Hei72], K. Heime. «Pulse generation in planar Gunn devices with varying nL product.» Electronics Letters vol. 8,.no. 8, (1972): pp. 203-205.
- [Heu94], H. Heuermann et al. «Robust algorithms for Txx network analyzer self-calibration procedures.» IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement vol. 43,.no. 1 (1994): pp.18-23.
- [Hie08], M. Hiebel. Vector network analyzer (VNA) calibration: the basics. R. Schwarz, Editor, 2008.
- [Hil62], C. Hilsum. «Transferred electron amplifiers and oscillators.» Proceeding of IRE vol. 50, (1962): pp. 185-189.
- [Hob72], G.S. Hobson. «Velocity-field characteristics for I.s.a. operation.» Solid-State Electronics vol. 15, (1972): pp. 1107.
- [Hob74], G. S. Hobson. The Gunn Effect. Oxford: Clarendon Press, 1974.
- [Hub08], H.-W. Hubers et al. «Terahertz heterodyne receivers.» IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics vol. 14,.no. 2, (2008): pp. 378–391.
- [Hui09], Rongqing Hui et al. Fiber Optic Measurement techniques. Elsevier Academic Press, 2009.
- [Hut65], A. R. Hutson et al. «Mechanism of the Gunn Effect from a Pressure Experiment.» Physical Review Letters vol. 14,.no. 16, (1965).
- [Iba03], H. Ibach et al. Solid-State Physics. Springer Verlag, 2003.
- [Ibb00], J. P. Ibbetson et al. «Polarisation effects, surface states and the source of electrons in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors.» Applied Physics Letters vol. 77,.no. 2, (2000): pp. 250-252.

- [Ini07], I. Iñiguez-de-la-Torre et al. «Influence of the surface charge on the operation of ballistic T-branch junctions: a self-consistent model for Monte Carlo simulations.» Semiconductor Science Technology vol. 22, (2007): pp. 667.
- [Ini08], Iñiguez-de-la-Torre I. et al. «Monte Carlo analysis of noise spectra in self-switching nanodiodes.» Journal Applied Physics vol. 103, (2008): pp. 024502.
- [Ini09a], Iñiguez-de-la-Torre I. et al. «Noise and terahertz rectification linked by geometry in planar asymmetric nanodiodes.» Applied Physics Letters vol. 94, (2009): pp. 093512.
- [Ini09b], Iñiguez-de-la-Torre I. et al. «Enhanced Terahertz detection in self-switching diodes.» International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields vol. 23,.no. 4-5, (2009): pp. 301-314.
- [Ini09c], Iñiguez-de-la-Torre I. et al. «Terahertz tuneable detection in self-switching diodes based on high mobility semiconductors: InGaAs, InAs and InSb.» J. Phys.: Conf. Series vol. 193, (2009): pp. 012082.
- [Ino76], M. Ino et al. «CW Oscillation with p+pn+ Silicon IMPATT Diodes in 200 GHz and 300 GHz Bands.» Electronics letters vol. 12,.no. 6, (1976): pp.148 -149.
- [Irs11], Irshaid Mustafa Y. et al. «Zinc-oxide-based planar nanodiodes operating at 50 MHz.» Applied Physics Letters vol. 99, (2011): pp. 092101.
- [Jac83], C. Jacoboni. «The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials.» Rev. Mod. Phys. vol. 55,.no. 3, (1983): pp. 645.
- [Jon87], K. Jones et al. «Where are my on-wafer reference planes?» 30th ARFTG Conference Digest-Winter (1987): pp. 14.
- [Jos73], Josef L. Fikart et al. «A theory of oscillator noise and its application to IMPATT diodes.» Journal of Applied Physics vol. 44,.no. 5, (1973): pp. 2284-2296.
- [Ket09], Kettle J. «Fabrication of poly(3-hexylthiophene) self-switching diodes using thermal nanoimprint lithography and argon milling.» J. Vac. Sci. Technol. B no. 27, (2009): pp. 2801.
- [Kha07], A. Khalid, et al. «Planar Gunn-type triode oscillator at 83 GHz.» IET Electronics vol. 43,.no. 15, (2007): pp. 2.
- [Klo04], J. H. Klootwijk et al. «Merits and limitations of circular TLM structures for contact resistance determination for novel III-V HBTs.» 17th International Conference on Microelectronics Test Structures (2004): pp. 247-252.

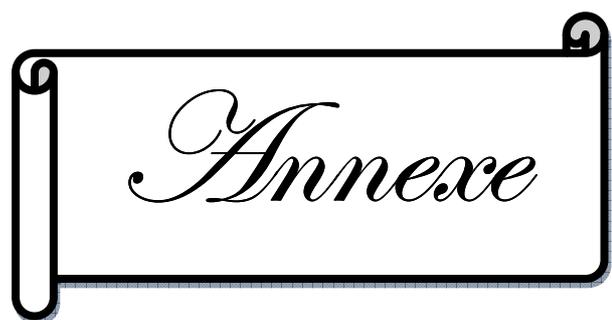
- [Kol95], J. Kolnik, I.H. et al. «Electronic transport studies of bulk zincblende and wurtzite phases of GaN based on an ensemble Monte Carlo calculation including a full zone band structure.» Journal of Applied Physics vol. 78,.no. 2, (1995): pp. 1033.
- [Kro59], H. Kromer. «The physical principles of a negative-mass amplifier.» Proceedings of the IRE vol. 47,.no. 3, (1959): pp. 397-406.
- [Kro64], H. Krömer. «Theory of the Gunn Effect.» Proceeding of IEEE vol. 52,.no. 12, (1964): pp. 1736.
- [Kro67], H. Krömer. «Negative conductance in semiconductors.» Advances in Solid State Physics vol. 7, (1967): pp. 264-287.
- [Lee06], A.W.M. Lee et al. «Real-time imaging using a 4.3 THz quantum cascade laser and a 320×240 microbolometer focal-plane array.» IEEE Photonics Technology Letters vol. 18,.no. 13, (2006): pp. 1415-1417.
- [Lew74], L. Lewis et al. «A broadband stripline array element.» Antennas and Propagation Society International Symposium vol. 12, (1974): pp. 335-337.
- [Mae08], Maestrini, A. et al. «Terahertz sources based on frequency multiplication and their applications.» Journal of RF-Engineering and Telecommunications vol. 62,.no. 5-6, (2008): pp. 118-122.
- [Mae12], A. Maestrini et al. «Design and Characterization of a Room Temperature All-Solid-State Electronic Source Tunable From 2.48 to 2.75 THz.» IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology vol. 2,.no. 2, (2012): pp.177-185.
- [Mar82], G. S. Marlow et al. «The effects of contact size and non-zero metal resistance on the determination of specific contact resistance.» Solid-State Electronics vol. 25,.no. 2, (1982): pp. 4.
- [Mar91a], R. B. Marks et al. «Characteristic impedance determination using propagation constant measurement.» IEEE Microwave and Guided Wave Letters vol. 1,.no. 6, (1991): pp. 141-143.
- [Mar91b], R. B. Marks. «A multiline method of network analyzer calibration.» IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques vol. 39,.no. 7, (1991): pp. 1205-1215.
- [Mat00a], J. Mateos. «MC simulator for the design optimization of low-noise HEMTs.» IEEE Transaction on Electron Devices vol. 47, (2000): pp. 1950.
- [Mat00b], J. Mateos et al. «Improved MC algorithm for the simulation of d-doped AlInAs-GaInAs HEMTs.» IEEE Transaction on Electron Devices vol. 47, (2000): pp. 250.
- [Mat03a], J. Mateos. «Microscopic modelling of nonlinear transport in ballistic nanodevices.» IEEE Transaction on Electron Devices vol. 50, (2003): pp. 1897.

- [Mat03b], J. Mateos et al. «Ballistic nanodevices for terahertz data processing: Monte Carlo simulations.» Nanotechnology vol. 14,.no. 117, (2003).
- [Mat05], Mateos J. «Operation and high-frequency performance of nanoscale unipolar rectifying diodes.» Applied Physics Letters vol. 86, (2005): pp. 212103.
- [Med08], F. Medjoub et al. «Status of the emerging InAlN/GaN power HEMT technology.» The Open Electrical and Electronic Engineering Journal vol. 2, (2008): pp. 1-7.
- [Mue07], Mueller, E. R. et al. «Terahertz local oscillator for the Microwave Limb Sounder on the Aura satellite.» Applied Optics vol. 46,.no. 22, (2007): pp. 4907-4914.
- [Naf07], Naftaly, M. et al. «Terahertz time-domain spectroscopy for material characterization.» Proceeding IEEE vol. 95,.no. 8, (2007): pp. 1658-1665.
- [Nis78], J. Nishizawa et al. «GaAs TUNNETT diodes.» IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques vol. 26, .no. 12, (1978): pp. 1029-1035.
- [Odn04], M. A. Odnoblyudov et al. «Theory of a strained p-Ge resonant-state terahertz laser.» Physical Review B vol. 70,.no. 11, (2004): pp.115209.
- [Olv94], Olver, A. D. et al. Microwave Horns and Feeds. New York: IEEE Press, 1994.
- [Pai89], M. J. Paisley. «Growth of cubic phase gallium nitride by modified molecular-beam epitaxy.» Journal of Vacuum Science and Technology A vol. 7,.no 3, (1989): pp. 701-705.
- [Pea00], T. P. Pearsall. Properties, processing and applications of indium phosphide. UK: EMIS Datareviews Series, ed. T.P. Pearsall, 2000.
- [Per08], S. Perez, et al. «Terahertz Gunn-like oscillations in InGaAs/InAlAs planar diodes.» Journal of Applied Physics vol. 103,.no. 9, (2008).
- [Pur01, ] F. Purroy et al. «ew theoretical analysis of the LRRM calibration technique for vector network analyzers.» IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement vol. 50,.no. 5, (2001): pp. 8.
- [Pur93], F. Purroy et al. «Comparison of on-wafer calibrations using the concept of reference impedance.» 23rd European Microwave Conference (1993): pp. 857-859.
- [Qin93], Xia Qing et al. «Pressure-induced rocksalt phase of aluminum nitride: A metastable structure at ambient condition.» Journal of Applied Physics vol. 73, .no. 12, (1993): pp. 8198-8200.
- [Ree80], G. K. Reeves. «Specific contact resistance using a circular transmission line model.» Solid-State Electronics vol. 23,.no. 5, (1980): pp. 4.
- [Ree82], G. K. Reeves. «Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements.» IEEE Electron Device Letters vol. 3,.no. 5, (1982): pp. 3.

- [Reh74], S. Rehnmark. «On the calibration process of automatic network analyzer systems.» IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques vol. 22,.no. 4, (1974): pp. 2.
- [Rid61], B. K. Ridley et al. «The possibility of negative resistance effects in semiconductors.» IOPscience- Proceedings of the Physical Society vol. 78,.no. 2, (1961): pp. 293-304.
- [Rid63], B. K. Ridley et al. «Specific negative resistance in solids.» Proceedings of Physical Society vol. 82,.no. 6, (1963): pp. 954-966.
- [Rid75], V. L. Rideout. «A review of the theory and technology for ohmic contacts to group III–V compound semiconductors.» Solid-State Electronics vol. 18,.no. 6, (1975): pp. 541-550.
- [Rod09], H. Rodilla et al. «High-mobility heterostructures based on InAs and InSb: A Monte Carlo study.» Journal Applied Physics vol. 105, (2009): pp. 113705.
- [Rog11], A. Rogalski. Infrared Detectors. Boca Raton: CRC Press, 2011.
- [Rum57], V. Rumsey. «Frequency independent antennas.» IRE International Convention Record vol. 5,.no. 2, (1957): pp. 114-118.
- [Ryt96], D. Rytting. «Network Analyzer Error Models and Calibration Methods.» RF and Microwave Measurements for Wireless Applications (ARFTG/NIST Short Course Notes) (1996).
- [Sch04], H. G. Schantz. «A brief history of UWB.» IEEE Aerospace and Electronic Systems vol. 19,.no. 4, (2004): pp.22-26.
- [Sch43], S. Schelkuno. Electromagnetic waves. New-york: D.Van Nostrand, 1943.
- [Sem01], F. Semond et al. «Molecular Beam Epitaxy of Group-III Nitrides on silicon substrates: Growth, Properties and devices Applications.» physica status solidi (a) vol. 188,.no. 2, (2001): pp. 501-510.
- [Sho54], W. Shockley et al. «Dissected amplifiers using negative resistance.» Journal of Applied Physics vol. 25,.no. 5, (1954): pp. 677.
- [Shu08], Shur, M. «Terahertz electronics.» CS MANTECH Conference. Chigago, 2008.
- [Shu87], M. Shur. GaAs devices and circuits, Microdevices Physics and Fabrication Technologies. New-York: Plenum Press, 1987.
- [Smi53], S. J. Smith et al. «Visible light from localized surface charges moving across a grating.» Physical Review vol. 92,.no. 4, (1953): pp. 1069.
- [Smi58], F. M. Smits. «Measurement of sheet resistivities with the four-point probe.» The Bell System Technical Journal vol. 37,.no. 3, (1958): pp. 8.

- [Son03], Song A. M. «Unidirectional electron flow in a nanometer-scale semiconductor channel: A self-switching device.» Applied Physics Letters vol. 83, (2003): pp. 1881.
- [Sow09], Sowade, R. et al. «Continuous-wave optical parametric terahertz source.» Optics Express vol. 17,.no. 25, (2009): pp. 22303-22310.
- [Spri97], A. L. Springer, et al. «Transferred electron effect in AlGaAs/GaAs multi-quantum well.» Proceeding of the 27th European Solid-State Device Research (1997): pp. 4.
- [Sta73], Staprans, A. et al. «High-power linear-beam tubes.» Proceeding IEEE 61, (1973): pp. 299–330.
- [Stil11], W.Stillman. «Silicon FIN FETs as detectors of terahertz and sub-terahertz radiation.» International Journal of High Speed Electronics and Systems vol. 20,.no. 1, (2011): pp. 27-42.
- [Sto03], J. Stock. Herstellung und Charakterisierung von GaAs Gunn-Dioden für Anwendungen bei 77 GHz. University of Aachen RWTH: PhD thesis, 2003.
- [Str41], J. A. Stratton et al. «Steady-State Solutions of Electromagnetic Field Problems. II. Forced Oscillations of a Conducting Sphere.» Journal of Applied Physics vol. 12,.no. 3, (1941): pp. 236-240.
- [Str86], E. Strid. «Planar impedance standards and accuracy considerations in vector network analysis.» 27th ARFTG Conference Digest-Spring (1986): pp. 159-166.
- [Sul12], C. M. O'Sullivan et al. Field Guide to Terahertz Sources, Detectors, and Optics. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE press), 2012.
- [Sur71], RA Suris. «Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice.» Soviet Physics : Semiconductors vol. 5,.No. 4, (1971): pp. 707-709.
- [Suz10], S. Suzuki,. «Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature.» Applied Physics Letters vol. 97,.no. 24, (2010): pp. 242102.
- [Suz95], Suzuki M. et al. «First-principles calculations of effective-mass parameters of AlN and GaN.» Physical Review B vol. 52,.no. 11, (1995): pp. 8132-8139.
- [Ter69], L. E. Terry et al. «Metallization systems for silicon integrated circuits.» Proceedings of the IEEE vol. 57,.no. 9, (1969): pp. 7.
- [Van01], Matthieu Vanmackelberg. Contribution à la caractérisation hyperfréquence de composants MOSFET en vue de la conception de fonctions intégrées pour des applications en gamme millimétrique. Université de Lille 1: Thèse de Doctorat, 2001.
- [Van58], L. J. Van Der Pauw. «A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape.» Philips Research Reports vol. 13,.no. 1, (1958): pp. 9.

- [Van59], L. J. Van Der Pauw. «A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape.» Philips Technical Review vol. 20,.no. 8, (1959): pp. 5.
- [Van94], H. Van Hamme et al. «Flexible vector network analyzer calibration with accuracy bounds using an 8-term or a 16-term error correction model.» IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques vol. 42,.no. 6, (1994): pp. 12.
- [Vel03], N. Vellas. Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière Niture de Gallium pour des applications de puissance hyperfréquences. Université des Sciences et Technologies de Lille1: thèse de Doctorat, 2003.
- [Vij12], K. Vijayraghavan et al. «Terahertz Sources Based on Cerenkov Difference-Frequency Generation in Quantum Cascade Lasers.» Applied Physics Letters vol. 100,.no. 25, (2012): pp. 251104.
- [Vir09], Virginia Diodes. Millimeter-submillimeter power meter operating manual. Charlottesville, VA, USA, 1999.
- [Vit12], M. S. Vitiello et al. Nano Letters vol. 12,.no. 96, (2012).
- [Vur01], I. Vurgaftman et al. «Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys.» Journal of Applied Physics vol. 89,.no. 11, (2001): pp. 5815-5875.
- [War66], F. L. Warner. «Extension of the Gunn-Effect Theory.» Electronics letters vol. 2,.no. 7, (1966): pp. 260-261.
- [Wit06], R. A. Witte. Spectrum and network measurements. Raleigh: SciTech Publishing., 2006.
- [Wu96], Wu, Q. et al. «Broadband detection capability of ZnTe electro-optic field detectors.» Applied Physics Letters vol. 68,.no. 21, (1996): pp. 2924-2926.
- [Xuy08a], K. Y. Xu. «Gunn oscillations in a self-switching nanodiodes.» Applied Physics Letters vol. 93,.no. 23, (2008): pp. 3.
- [Xuy08b], Xu K. Y. et al. «Strong Spatial Dependence of Electron Velocity, Density, and Intervalley Scattering in an Asymmetric Nanodevice in the Nonlinear Transport Regime.» IEEE Transaction on Nanotechnology vol. 4, (2008): pp. 451.
- [Xuy08c], Xu K. Y. et al. «Enhanced terahertz detection by localized surface plasma oscillations in a nanoscale unipolar diode.» Journal Applied Physics vol. 103, (2008): pp.113708.
- [Xuy08d], Xu K. Y. et al. «Terahertz harmonic generation using a planar nanoscale unipolar diode at zero bias.» Applied Physics Letters vol. 92, (2008): pp. 163503.
- [Zie77], J. F. Ziegler et al. The Stopping and Range of Ions in Matter. New-York: Pergamon Press, 1977.



# TECHNIQUES ET MÉTHODES DE CALIBRAGE

## ❖ Modèle d'erreur pour la mesure d'un dipôle (calibration un port)

La méthode de calibration un port est la méthode standard de calibration de l'analyseur de réseau pour la mesure de dipôles, cette méthode pose également les bases pour la compréhension des méthodes de calibration plus élaborées pour la mesure de quadripôle. Dans le cas d'une calibration un port, les erreurs systématiques de l'analyseur de réseau sont réduites à un modèle d'erreur comprenant trois termes comme illustré sur la Figure 0-1.

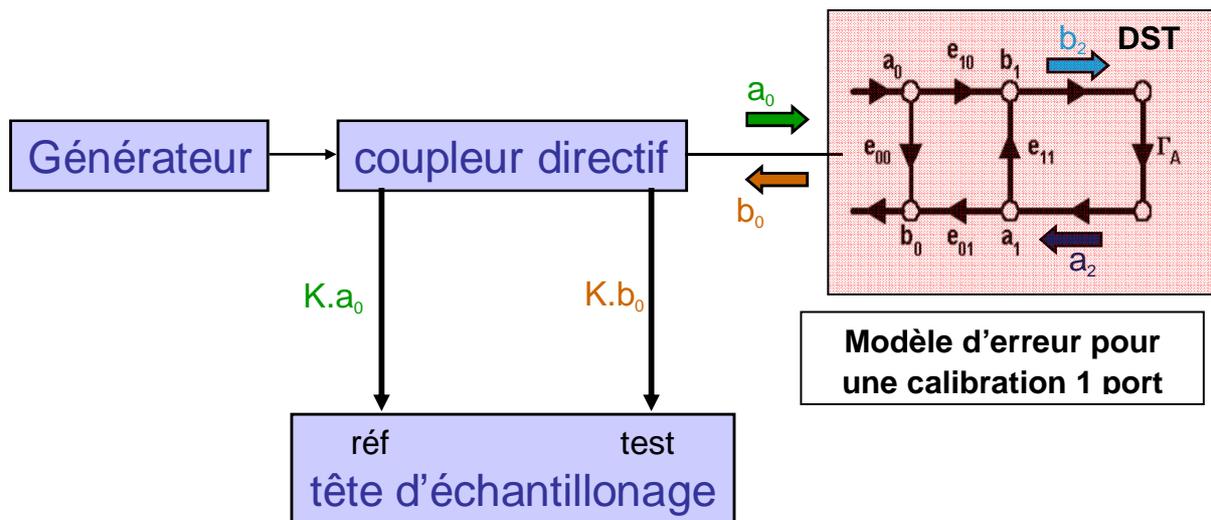


Figure 0-1 : Modèle à trois termes d'erreurs pour la mesure d'un dipôle

Ce modèle comprend le paramètre d'erreur sur la directivité ( $e_{00}$ ), les pertes en réflexion du système ( $e_{01}e_{10}$ ) et la désadaptation du port 1 ( $e_{11}$ ). A partir du graphe de fluence, le coefficient de réflexion mesuré  $\Gamma^m$  est donné par :

$$\Gamma^m = \frac{b_0}{a_0} = e_{00} + \frac{e_{01}e_{10}\Gamma^{DST}}{1 - e_{11}\Gamma^{DST}} \quad 0-1$$

Nous avons donc trois inconnues, il nous faut par conséquent trois équations afin de pouvoir résoudre le système. La mesure de paramètre S sur l'étalon Load nous permet de déterminer le paramètre  $e_{00}$ ; la mesure sur les reflectifs (Open et Short) nous permet de déterminer les paramètres ( $e_{01}e_{10}$  et  $e_{11}$ ). Une fois les trois paramètres d'erreurs trouvés en faisant la mesure de ces trois étalons connus, le système est calibré dans le plan d'entrée du dispositif sous test (DST) et peut être utilisé pour mesurer n'importe quel dipôle en réécrivant l'équation précédente comme suit ([Reh74]) :

$$\Gamma^{DST} = \frac{\Gamma^m - e_{00}}{e_{11}\Gamma^m - (e_{00}e_{11} - e_{10}e_{01})} \quad 0-2$$

La méthode de calibration Short-Open-Load (SOL) introduite pour la première fois en 1986 ([Str86]) est donc une calibration typique pour une mesure un port où les trois étalons connus sont un court-circuit (généralement une barre métallique), un circuit ouvert (les pointes en l'air) et une charge adaptée (50 Ω). Nos mesures d'étalons seront réalisées sur les substrats de calibration fournis par la société cascade microtech.

#### ❖ **Modèle d'erreur pour la mesure d'un quadripôle (calibration deux ports)**

Nous venons de montrer que dans le cas d'une calibration un port, trois paramètres d'erreurs peuvent être mesurés sur trois étalons connus, ce qui permet de résoudre un système homogène de trois équations à trois inconnus et d'avoir le coefficient de réflexion corrigé dans le plan du composant à caractériser. Le modèle d'erreur pour la mesure d'un quadripôle est plus complexe car la désadaptation de charge est un phénomène supplémentaire à prendre en compte. Pour un quadripôle, la mesure des quatre paramètres S est effectuée en deux étapes, la première consiste à la mesure dans le sens direct (forward mode) où le signal hyperfréquence est injecté sur le port 1, ensuite dans le sens inverse (reverse mode) grâce au « transfert switch », le signal est injecté sur le port 2. Le modèle d'erreur général résultant de ces deux mesures, Figure 0-2 conduit à un modèle présentant douze termes d'erreurs introduit pour la première fois dans les années 1960 ([Hac68]) ; ce modèle a été simplifié à huit termes d'erreurs ([Reh74]) ou développé en un modèle plus compliqué de seize termes d'erreurs ([Van94]).

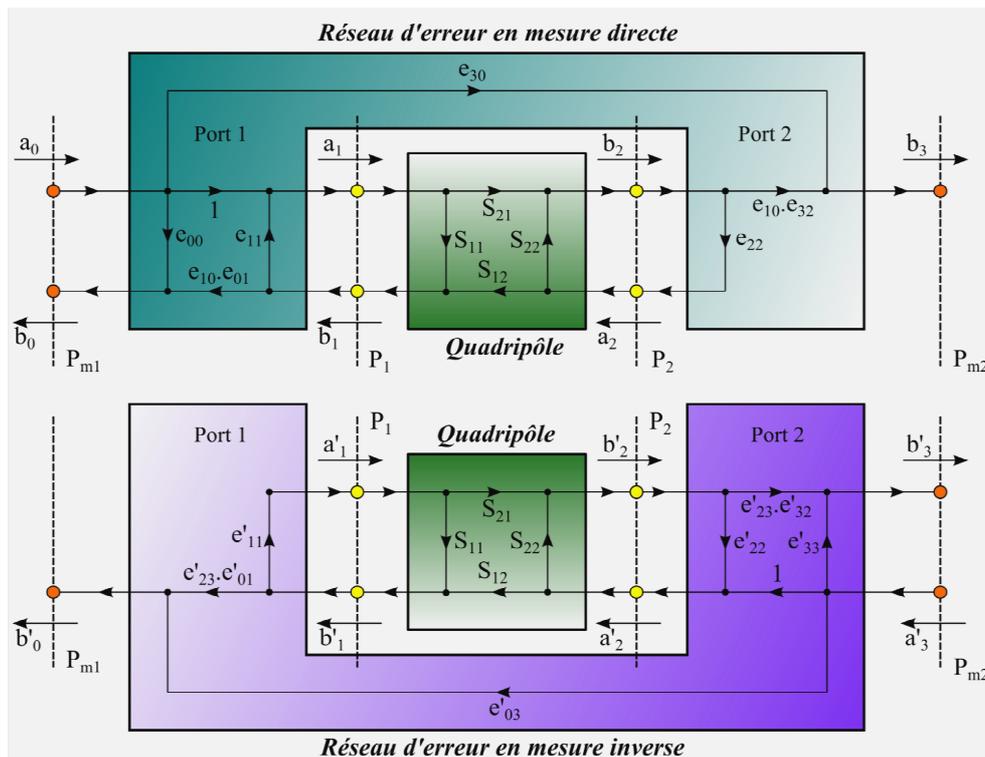


Figure 0-2 : Modèle d'erreur à 12 termes pour la mesure d'un quadripôle

Comme nous pouvons le constater sur la Figure 0-2, dans le sens direct, nous pouvons définir six erreurs ; la directivité ( $e_{00}$ ), l'isolation ( $e_i$ ), la réponse fréquentielle en réflexion ( $e_{10}e_{01}$ ), la réponse fréquentielle en transmission ( $e_{10}e'_{10}$ ), l'adaptation d'impédance de source au port 1 ( $e_{11}$ ), l'adaptation d'impédance de charge ( $e'_{00}$ ). Des étalons supplémentaires ou d'autres méthodes de calibration sont donc nécessaires pour la prise en compte de ces erreurs supplémentaires.

Parmi la panoplie de méthodes de calibrations, la SOLT (Short-Open- Load-Thru) est probablement la plus simple et la plus utilisée pour les bancs de mesures montés en configuration coaxiale. La raison est que dans cette configuration généralement utilisé pour des bancs de mesures allant jusqu'à 110 GHz, les quatre étalons de référence sont d'une haute qualité métrologique. La mesure de ces étalons permet d'établir un système homogène de douze équations pour ces douze inconnues. En réflexion, comme pour la calibration un port déjà discutée, l'on obtient 6 équations (mode directe et mode inverse). Ensuite, une charge adaptée sur chacun des deux ports permet de déterminer les termes d'isolation ou de couplage (2 équations). Enfin, on peut connecter directement les deux ports et le port 2 est passé en mode charge (lors de la mesure en directe), cela nous permet d'obtenir la réponse fréquentielle en transmission et la désadaptation de charge en mode directe et inverse (4 équations).

tions). On peut également utiliser un étalon Thru qui est une ligne très courte d'impédance caractéristique  $50 \Omega$  et de longueur électrique  $l$  ([Jon87]).

Dans le mode direct, la mesure du coefficient de réflexion incluant le composant sous test au port 1 (pendant que le port 2 est fermé sur une charge adapté) est donnée par ([Reh74]) :

$$S_{11m} = \frac{b_0}{a_0} = e_{00} + e_{10}e_{01} \frac{S_{11} - e_{22}(S_{11}S_{22} - S_{21}S_{12})}{1 - e_{11}S_{11} - e_{22}S_{22} + e_{11}e_{22}(S_{11}S_{22} - S_{21}S_{12})} \quad 0-3$$

Et le coefficient de transmission du port 1 vers le port 2 est donné par :

$$S_{21m} = \frac{b_3}{a_0} = e_{30} + \frac{e_{10}e_{32}S_{21}}{1 - e_{11}S_{11} - e_{22}S_{22} + e_{11}e_{22}(S_{11}S_{22} - S_{21}S_{12})} \quad 0-4$$

En mettant les paramètres  $S$  de la Thru dans les équations (0-3) (0-4) on obtient également la réponse fréquentielle en transmission et la désadaptation de charge au port 2.

L'inconvénient majeur de cette méthode de calibration est sa dépendance sur la précision des étalons (bonne définition des standards). Lorsque l'on atteint des gammes de fréquences élevées typiquement supérieures à 110 GHz, les étalons utilisés sont constitués d'éléments distribués ce qui rend très difficile la réalisation de standard de haute précision. Les imprécisions qui en découlent étant nettement amplifiées dans les gammes de fréquence submillimétriques ; nous avons donc recours à d'autres méthodes de calibration.

Parmi ces méthodes de calibration, nous avons la TRL qui repose sur un modèle à 8 termes d'erreur.

A partir du modèle général à 12 termes d'erreur, on considère ([Ryt96]) en effet que :

- l'analyseur de réseau est un double réflectomètre parfait, ce qui élimine les phénomènes de couplage entre les voies 1 et 2 ( $e_{30}=0$  et  $e'_{03}=0$ )

- la commutation du VNA entre la mesure directe et la mesure inverse est parfaite, ce qui induit une égalité entre les termes de désadaptation de source et de charge dans les deux sens de mesure ( $e_{11}=e'_{11}$  et  $e_{22}=e'_{22}$ )

Ainsi, le système de mesure entier, représenté à la Figure 0-3, est modélisé par un réflectomètre parfait dans les plans de référence  $P_{m1}$  et  $P_{m2}$  suivi d'un réseau d'erreur (matrices de transfert  $A$  et  $B$ , paramètres  $S_{ij}$ ) en entrée et en sortie du VNA entourant le quadripôle à caractériser (matrice de transfert  $X$ , paramètres  $S_{ij}$ ).

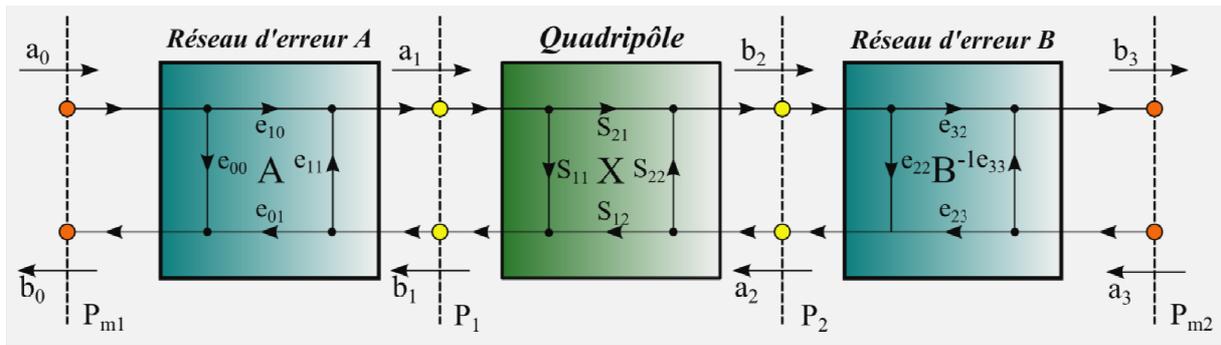


Figure 0-3 : Modèle d'erreur à huit termes d'erreurs utilisés par la méthode TRL

Ce formalisme des matrices d'erreur A et B a historiquement été introduit en 1975 par Norman R. Franzen ([Fra75]) et est implémenté dans l'analyseur de réseau HP 8510 (Agilent). La notation ici présentée avec les termes  $e_{ij}$  est celle d'Agilent ([Ryt96]) et on utilise les matrices de transfert [T] afin de pouvoir les mettre en cascade. Les matrices de transfert, exprimant les relations entre les ondes incidentes et réfléchies, ont l'avantage de pouvoir être multipliées lorsqu'elles sont mises en cascade. Les matrices de transfert A, X et B sont définies comme suit :

0-5

Par ailleurs, les relations de passage de paramètres S en paramètres T sont données par la formule suivante :

$$\text{---}$$

0-6

En positionnant la source RF sur le port 1 du VNA, la mise en cascade du DUT ou quadripôle à mesurer avec les réseaux d'erreur revient à écrire :

0-7

En considérant la source RF sur le port 2 du VNA, on généralise ainsi la relation de l'équation (0-7) :

0-8

On obtient finalement la matrice de mesure M :

En mesurant 3 quadripôles supposés parfaitement connus, on dresse ainsi un système de 12 équations pour les 8 termes d'erreur  $e_{ij}$  inconnus :

0-10a

0-10b

0-10c

Il a été démontré ([Eul88]), ([Eul91a]) que pour déterminer les termes  $A_{ij}$  et  $B_{ij}$  des matrices de transfert,

- seules 7 des 12 équations du système ainsi établi suffisent à déterminer les termes  $A_{ij}$  à un facteur commun près
- le facteur commun  $\alpha$  lie en effet deux termes de la matrice  $A$  et il peut être choisi arbitrairement (en général, on choisit  $A_{22}=1$  ([Eul91b])) ;
- les termes  $B_{ij}$  sont déduits grâce à l'équation 0-10a),  $M_1$  et  $X_1$  étant parfaitement connus
- les 5 autres équations redondantes montrent qu'il n'est pas nécessaire de connaître tous les paramètres des 3 standards de calibration.

Dans la méthode TRL, on utilise les standards de calibration Thru, Line et Reflect. La calibration TRL ne nécessite qu'une connaissance partielle des paramètres de ces standards, les paramètres inconnus sont déterminés par le calcul proposé dans ce paragraphe.

Voici les caractéristiques de chacun de ces standards, avec les matrices de pseudo-transmission qui serviront au calcul ultérieur :

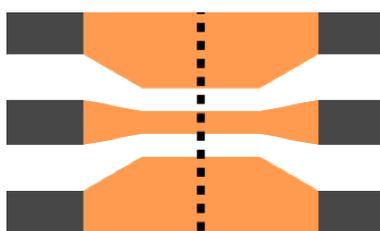


Figure 0-4 : Standard de calibration de type thru

La particularité du standard Thru est que les plans de référence en mesure directe et mesure inverse sont confondus. Les paramètres de transmission sont donc égaux à 1 et les paramètres de réflexion sont nuls :

0-11

Tous les paramètres du Thru sont connus. Le plan de référence est celle du standard Thru, soit en son centre.

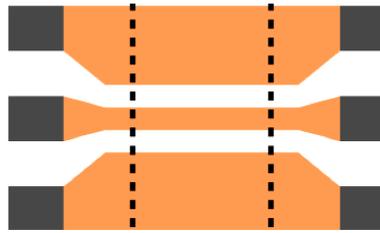


Figure 0-5 : Standard de calibration de type line

Le standard Line est caractérisé par des paramètres de réflexion nuls. Les paramètres de transmission sont en revanche non nuls ( $t_f$  en direct/forward et  $t_r$  en inverse/reverse), mais doivent être différents de 1 afin de ne pas confondre les plans de référence :

—

0-12

Seuls les paramètres de transmission de la Line sont inconnus. L'impédance de référence est également fixée par l'impédance caractéristique de la ligne.

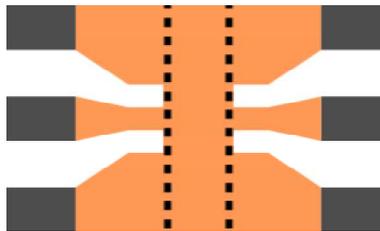


Figure 0-6 : Standard de calibration de type Reflect (Short)

Le standard Reflect est caractérisé par un fort coefficient de réflexion, noté  $r$ , identique dans les deux sens de mesure. On admettra aussi que les paramètres de transmission sont non nuls mais très faibles :

0-13

Le Reflect est totalement inconnu.

Le premier algorithme de résolution pour la méthode de calibration TRL a été introduit par Engen et Hoer ([Eng79]) en 1979 et un algorithme amélioré, plus robuste et plus rapide, a été proposé par Heuermann et Schiek ([Heu94]). C'est sur ce dernier que nous nous baserons.

Cependant, le formalisme des matrices de transfert (équation (0-9)) ne peut s'appliquer aux standards de calibration ayant un facteur de transmission nul ( $S_{12}=S_{21}=0$ ). Il est donc néces-

saire d'utiliser des matrices de pseudo-transmission en exprimant l'inverse d'une matrice par le produit de l'inverse de son déterminant et de la transposée de sa comatrice :

$$M = \frac{1}{\underbrace{a_3 b'_3 - b_3 a'_3}_{\frac{1}{m_x}}} \underbrace{\begin{pmatrix} b_0 & b'_0 \\ a_0 & a'_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_3 & a'_3 \\ b_3 & b'_3 \end{pmatrix}^T}_{M'} \quad 0-14$$

En admettant que la matrice de transfert du Thru est la matrice Identité ( $X_1=I$ ), les équations (0-10x) sont reformulées comme suit :

$$M_1 = AB^{-1} \quad 0-15a$$

$$M'_2 = Am_{2x}X_2B^{-1} = AX'_2B^{-1} \quad 0-15b$$

$$M'_3 = Am_{3x}X_3B^{-1} = AX'_3B^{-1} \quad 0-15c$$

A ce stade, il reste à déterminer le deuxième quadripôle, la Line, et le troisième quadripôle, le Reflect. Pour ce faire, on extrait l'expression de la matrice  $B^{-1}$  de l'équation 0-15a et on l'injecte dans les équations (0-15b, 0-15c) :

$$M'_2M_1^{-1} = AX'_2A^{-1} \quad 0-16a$$

$$M'_3M_1^{-1} = AX'_3A^{-1} \quad 0-16b$$

De même qu'en multipliant par les équations 0-16a et 0-16b, on obtient :

$$M'_2M_1^{-1}M'_3M_1^{-1} = AX'_2X'_3A^{-1} \quad 0-17$$

On exploite les propriétés des matrices semblables, exprimées dans les équations 0-16a, 0-16b et 0-17, notamment les invariants de trace et de déterminant. On obtient ainsi 5 équations permettant de déterminer  $t'_f$ ,  $t'_r$ ,  $r$ ,  $T_f$  et  $T_r$ , en fonction des termes  $\beta_i$  étant issus de la mesure :

$$\beta_1 = \text{trace} (M'_2M_1^{-1}) = \text{trace} (X'_2) \quad 0-18a$$

$$\beta_2 = \det (M'_2M_1^{-1}) = \det(X'_2) \quad 0-18b$$

$$\beta_3 = \text{trace} (M'_3M_1^{-1}) = \text{trace} (X'_3) \quad 0-18c$$

$$\beta_4 = \det (M'_3M_1^{-1}) = \det(X'_3) \quad 0-18d$$

$$\beta_5 = \text{trace} (M'_2M_1^{-1}M'_3M_1^{-1}) = \text{trace} (X'_2X'_3) \quad 0-18e$$

Des équations 0-18a et 0-18b, on déduit que :

$$\begin{cases} \beta_1 = t'_r + \frac{1}{t'_f} \\ \beta_2 = \frac{t'_r}{t'_f} \end{cases} \quad 0-19$$

$$d'o\grave{u} \begin{cases} t'_r = \frac{\beta_1}{2} \pm \sqrt{\frac{\beta_1^2}{4} - \beta_2} \\ t'_f = \frac{t'_r}{\beta_2} \end{cases} \quad 0-20$$

L'indétermination sur le signe dans l'expression de  $t'_r$  est levée en considérant que la Line, étant un standard passif, doit satisfaire la condition suivante :  $|t_r, t_f| < 1$ .

De même, des équations 0-18c, 0-18d et 0-18e, on déduit que :

$$\begin{aligned} T'_f &= \frac{1}{\beta_5 - t'_r \beta_3} \\ T'_r &= T'_f \beta_4 \\ r' &= \pm \sqrt{T'_r T'_f - \beta_3 T'_f + 1} \end{aligned} \quad 0-21$$

L'indétermination de signe sur le coefficient de réflexion du Reflect est simplement levée en choisissant un circuit ouvert ( $r > 0$ ) ou un court-circuit ( $r < 0$ ).

Par ailleurs, une simplification supplémentaire proposée dans ([Heu94]) serait de considérer le coefficient de transmission de la Line en inverse comme nul ( $t_r = 0$ ). Par conséquent, les systèmes d'équation 0-20 et 0-21 seraient modifiés de la manière suivante :

$$\begin{aligned} t'_f &= \frac{1}{\beta_1} \\ T'_f &= \frac{1}{t'_f \beta_5} \\ T'_r &= T'_f \beta_4 \\ r' &= \pm \sqrt{T'_r T'_f - \beta_3 T'_f + 1} \end{aligned} \quad 0-22$$

On déduit finalement  $t_f, t_r, r, T_f$  et  $T_r$  de  $t'_f, t'_r, r', T'_f$  et  $T'_r$  en multipliant ou divisant par  $m2x$  ou  $m3x$ .

En conclusion, la méthode de calibration TRL apparaît comme rapide et robuste, reposant essentiellement sur la caractérisation du standard Line.

En comparaison à la méthode de calibration SOLT, elle ne requiert pas des standards de calibration de qualité métrologique. En effet, le standard Reflect peut être imparfait, seul le signe de son facteur de réflexion importe au calcul, et les standards Thru et Line, dont l'usage est parfaitement maîtrisé, doivent seulement avoir des facteurs de réflexion nuls.

L'impédance de référence étant fixée par l'impédance caractéristique de la ligne, cette dernière est précisément déduite de la mesure de la constante de propagation faite lors de la

calibration (**[Mar91a]**). Cependant, son principal inconvénient est sa limitation en basse fréquence imposée par le standard Line. En effet, étant donné que le coefficient de transmission doit être différent de 1, cela impose une certaine longueur de ligne :

$$S_{21} = e^{-\gamma l} = e^{-j\beta l} \neq 1 \Leftrightarrow \beta l = \frac{2\pi l}{\lambda_g} \neq k\pi \Leftrightarrow l \neq \frac{\lambda_g}{2} \quad 0-23$$

En pratique, on utilise deux lignes de longueur  $l_1$  et  $l_2$  telles qu'en milieu de bande, on ait :

$$l_2 - l_1 = \frac{\lambda_g}{4} \quad 0-24$$

La longueur d'onde étant inversement proportionnelle à la fréquence, la longueur de ligne sera évidemment d'autant plus élevée que la fréquence sera faible.

En pratique, on observe un effet de pertes à basse fréquence en mesurant une ligne coplanaire. On peut également minimiser cet effet de pertes à basse fréquence en utilisant un standard stub-Open (pointes posées) plutôt qu'un standard air-Open (pointes en l'air), car la transition sondes-substrat est modélisée dans les termes d'erreur par la calibration dans le cas stub-Open, et non pas dans le cas air-Open (**[Pur93]**).

Afin de s'affranchir de cette limitation à basse fréquence, il est également possible d'utiliser plusieurs tronçons de lignes de longueur différente. Il s'agit alors de la méthode « multi-line TRL » (**[Mar91b]**), qui s'avère encore plus précise que la méthode TRL classique et permet de repousser les limites en basse fréquence, avec un large panel de lignes de longueurs différentes. La calibration multi-line TRL avec des standards sur substrat silicium nécessite par conséquent une place considérable sur un wafer de silicium, ce qui se traduit par un coût élevé.

Une autre méthode, la méthode LRM, voire LRRM, dérivée de la TRL, permet de couvrir une large bande de fréquences avec une plus grande facilité de mise en oeuvre que la multi-line TRL.

La méthode de calibration Thru-Reflect-Match (TRM) a été introduite par Eul et Schiek en 1988 (**[Eul88]**) comme une alternative à la méthode de calibration Thru-Reflect-Line (TRL).

Les variantes, les méthodes de calibration Line-Reflect-Match (LRM) et Line-Reflect-Reflect-Match (LRRM), consistent à remplacer le standard Thru par un standard Line, alors considéré comme un Thru de longueur non nulle. L'algorithme de résolution reste cependant inchangé par rapport à la calibration TRM. Nous présenterons donc dans un premier temps la méthode de calibration TRM.

En général, la calibration TRM se fait sur un kit de calibration sur substrat d'alumine (ISS).  
Voici les motifs ISS et caractéristiques de chacun de ces standards :

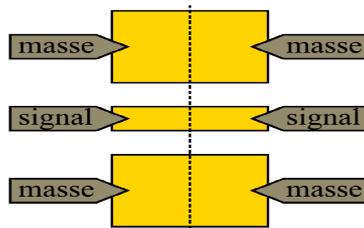


Figure 0-7 : Standard de calibration de type thru.

La particularité du standard Thru est que les plans de référence en mesure directe et mesure inverse sont confondus. Le coefficient de transmission est donc égal à 1 :

0-25

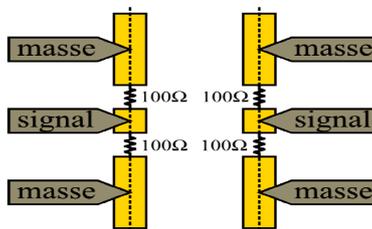


Figure 0-8 : Standard de calibration de type Match.

Le standard Match, modélisé comme une ligne de transmission de longueur infinie, est caractérisé par des coefficients de réflexion nuls et des coefficients de transmission nuls ou très faibles (pour simplifier les calculs, on considérera la transmission inverse nulle ([Van01])) :

0-26

L'impédance de référence correspondra à l'impédance caractéristique du standard Match.

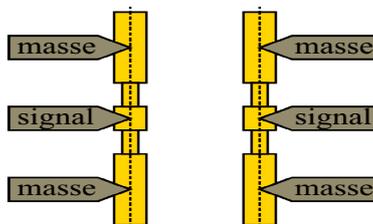


Figure 0-9 : Standard de calibration de type reflect (Short).

Le standard Reflect est caractérisé par un fort coefficient de réflexion, noté  $r$ , identique dans les deux sens de mesure. On admettra aussi que les coefficients de transmission sont non

nuls mais très faibles (pour simplifier les calculs, on considérera la transmission inverse nulle ([Van01])) :

$$S_R = \begin{pmatrix} r & 0 \\ T_f & r \end{pmatrix}; T_R = X_3 = \frac{m_{3x}r}{T_f} \begin{pmatrix} -m_{3x}r^2 & m_{3x}r \\ -m_{3x}r & 1 \end{pmatrix} \quad 0-27$$

Afin de déterminer les caractéristiques inconnues des standards,  $t_f$ ,  $r$  et  $T_f$ , on utilise les mêmes manipulations de matrices et équations que pour la méthode TRL.

On obtient alors :

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \text{trace}(X'_2) = \frac{1}{t'_f} \Leftrightarrow t'_f = \frac{1}{\beta_1} \\ \beta_2 &= \text{trace}(X'_2 X'_3) = \frac{1}{t'_f T'_f} \Leftrightarrow t'_f = \frac{\beta_1}{\beta_2} \\ \beta_3 &= \text{trace}(X'_3) = \frac{1 - r'^2}{T'_f} \Leftrightarrow r' = \pm \sqrt{1 - \frac{\beta_1 \beta_3}{\beta_2}} \end{aligned} \quad 0-28$$

Encore une fois, l'indétermination de signe sur  $r'$  est levée en choisissant un standard Reflect de type court-circuit/Short ( $r < 0$ ) ou de type circuit ouvert/Open ( $r > 0$ ) et on revient à  $t_f$ ,  $r$  et  $T_f$ , en multipliant ou divisant  $t'_f$ ,  $r'$  et  $T'_f$  par  $m_{2x}$  ou  $m_{3x}$ .

Parmi ses variantes LRM ([Eul88]), ([Dav89]) et LRRM ([Pur01], ([Dav90])), toutes deux utilisées en pratique, la calibration LRRM se différencie principalement de la calibration LRM par le fait qu'elle ne nécessite qu'une mesure du standard Match sur un seul port alors que la calibration LRM requiert la mesure du standard Match sur les deux ports.

Contrairement à la calibration TRL, le plan de référence est situé à l'extrémité des pointes. Un des avantages bien connu de la LRM/LRRM est son insensibilité au positionnement des sondes. Avec un recouvrement (overlap) du motif ISS de 25  $\mu\text{m}$  par les sondes, la précision des mesures a été démontrée jusqu'à 40 GHz ([Dav90]). Concernant l'overlap, sa correction est d'ailleurs optimisée par l'utilisation d'un standard stub-Open plutôt qu'un standard air-Open ([Pur93]).

Dans les méthodes de calibration TRM, LRM ou LRRM, le standard Match peut être imparfait, tout ce qui importe est de mesurer un dipôle bien défini à chaque port. La calibration repose ainsi essentiellement sur la détermination de l'impédance caractéristique du standard Match, qui fixera l'impédance de référence des mesures. Rappelons que le standard Match est modélisé par une résistance en série avec une inductance ([Dav90]) :

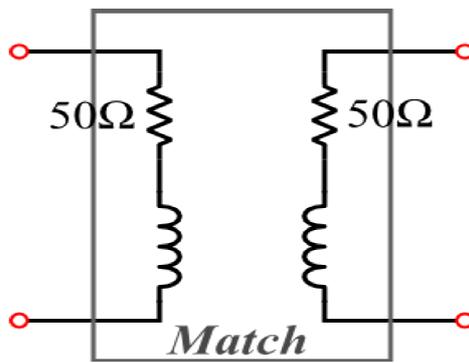


Figure 0-10 : Modélisation du standard Match par une résistance et une inductance série.

L'utilisation d'un deuxième standard Reflect de type Open dans la calibration LRRM permet une détermination directe de l'inductance de charge du standard Match ([Dav90]). Aussi, la mesure L-R-R permet d'apporter 6 équations utiles sur les 7 du modèle à 8 termes d'erreur, la septième étant apportée par la mesure du standard Match.

La calibration LRRM est par ailleurs plus précise que la calibration LRM pour les trois raisons suivantes ([Van01]) :

- ✓ L'algorithme de résolution TRM/LRM suppose que les facteurs de réflexion sont parfaitement identiques au port 1 et au port 2 pour le standard Match, par conséquent, toute légère différence dans la résistance entre chaque port induira une incohérence dans la mesure, ce qui est naturellement évité lors de la mesure du standard Match sur un seul des deux ports ;
- ✓ un désalignement entre le matériau résistif et le motif métallique entrainera une mesure de réactance différente aux deux ports, ce qui est également évité lors de la mesure du standard Match sur un seul des deux ports ;
- ✓ la calibration LRRM utilisant deux standards Reflect choisis arbitrairement, le choix d'un Reflect de type court-circuit et d'un Reflect de type circuit ouvert, soit deux standards diamétralement opposés dans l'abaque de Smith, permet d'éviter de possibles imprécisions dans le calcul des termes d'erreur.

En conclusion, la méthode de calibration LRRM apparaît comme une méthode aussi précise que la méthode de calibration TRL, avec une répétabilité favorisée par l'insensibilité du posé des pointes mais avant tout, avec une utilisation large bande possible en l'absence de limitation de bande passante. C'est la méthode la plus utilisée au laboratoire IEMN pour les mesures large bande en bande millimétrique et submillimétrique.



*Contributions scientifiques  
de l'auteur*

1. A. Westlund, **P. Sangaré**, G. Ducournau, P. A. Nilsson, C. Gaquière, L. Desplanque, X. Wallart, J. Grahn "Terahertz Detection in InAs Self-Switching Diodes at Room Temperature", [\*Appl. Phys. Lett.\*](#) **103**, 133504 (2013).
2. **Sangaré P.**, Ducournau G., Grimbert B., Brandli V., Faucher M., Gaquière C., Íñiguez-de-la-Torre A., Íñiguez-de-la-Torre I., Millithaler J. F., Mateos J. and González T., "Experimental Demonstration of Direct Terahertz Detection at Room-Temperature in Al-GaN/GaN Asymmetric Nanochannels", [\*J. Appl. Phys.\*](#) **113**, 034305 (2013).
3. Íñiguez-de-la-Torre A., Íñiguez-de-la-Torre I., Mateos J., González T., **Sangaré P.**, Faucher M., Grimbert B., Brandli V., Ducournau G. and Gaquière C., "Searching for THz Gunn oscillations in GaN planar nanodiodes", [\*J. Appl. Phys.\*](#) **111**, 113705 (2012).
4. G. Ducournau, A. Westlund, **P. Sangaré**, C. Gaquière, P. A. Nilsson, I. Íñiguez-de-la-Torre, J-F Millithaler, T. González, J. Mateos and J. Grahn, "200 GHz communication system using unipolar InAs THz rectifiers," 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2013), Mainz, Germany, September 2013
5. J. Torres, P. Nouvel, A. Penot, L. Varani, **P. Sangaré**, B. Grimbert, M. Faucher, G. Ducournau, C. Gaquière, I. Íñiguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. González, "Room temperature terahertz detection using self-switching nanodiodes," 15th International Symposium on "Ultrafast Phenomena in Semiconductors" (15-UFPS), Vilnius, Lithuania, August 2013
6. J. Torres, P. Nouvel, A. Penot, L. Varani, **P. Sangaré**, B. Grimbert, M. Faucher, G. Ducournau, C. Gaquiere, I. Iniguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. Gonzalez, "A room temperature THz heterodyne detector based on self-switching nanodiodes," 18th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDISON 18), Matsue, Japan, July 2013
7. Íñiguez-de-la-Torre, J. F. Millithaler, A. Íñiguez-de-la-Torre, J. Mateos, **P. Sangaré**, G. Ducournau, C. Gaquière and T. González, "Geometry optimization for sub-THz Gunn emission: a V-shape GaN nanodevice," 18th International Conference on Electron Dynamics

in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDISON 18), Matsue, Japan, July 2013

8. J. F. Millithaler, I. Íñiguez-de-la-Torre, T. González, **P. Sangaré**, G. Ducournau, C. Gaquière and J. Mateos, "Noise in Terahertz detectors based on semiconductor nanochannels," 22th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF 2013), Montpellier, France, June 2013
9. T. González, J. F. Millithaler, I. Íñiguez-de-la-Torre, A. Íñiguez-de-la-Torre, B. G. Vasallo, S. Pérez, **P. Sangaré**, G. Ducournau, C. Gaquière, Y. Alimi, L. Zhang, A. Rezazadeh, A. M. Song, A. Westlund, J. Grahn and J. Mateos, "Room-temperature semiconductor nanodiodes for THz detection and emission", European Materials Research Society (E-MRS), Strasbourg, France, May 2013
10. J. Mateos, J. F. Millithaler, I. Íñiguez-de-la-Torre, A. Íñiguez-de-la-Torre, B. G. Vasallo, S. Pérez, **P. Sangaré**, G. Ducournau, C. Gaquière, Y. Alimi, L. Zhang, A. Rezazadeh, A. M. Song, A. Westlund, J. Grahn and T. González, "Semiconductor Nanodevices for Room Temperature THz Detection and Emission," International Workshop on Optical Terahertz Science and Technology (OTST 2013), Kyoto, Japan, April 2013
11. Mateos J., Millithaler J. F., Íñiguez-de-la-Torre I., Íñiguez-de-la-Torre A., Vasallo B. G., Pérez S., **Sangaré P.**, Ducournau G., Gaquière C., Alimi Y., Zhang L., Rezazadeh A., Song A. M., Westlund A., Grahn J. and González T., "Room Temperature THz Detection and Emission with Semiconductor Nanodevices". 9<sup>th</sup> Spanish Conference on Electron Devices (CDE). Oral. Valladolid (Spain), February 2013. Published in [IEEE Conference Publications](#), (2013).
12. Millithaler J. F., Íñiguez-de-la-Torre I., González T., Mateos J., **Sangaré P.**, Ducournau G. and Gaquière C., "Monte Carlo analysis of thermal effects in self-switching diodes"., 9<sup>th</sup> Spanish Conference on Electron Devices (CDE). Oral. Valladolid (Spain), February 2013. Published in [IEEE Conference Publications](#), (2013).

13. **Sangaré P.**, Ducournau G., Grimbert B., Brandli V., Faucher M., Gaquière C., “GaN-based nano rectifiers for THz detection”. 37<sup>th</sup> International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Oral [Invited]. Wollongong (Australia), September 2012. Published in [IEEE Conference Publications](#), (2012).
14. Gaquière C., Ducournau G., **Sangaré P.**, Faucher M. ,Grimbert B., Íñiguez-de-la-Torre I., González T., Íñiguez-de-la-Torre A. and J. Mateos, “THz Applications at Room Temperature Based on Self Switch Diodes Using wide Bandgap Material”, IEEE International Microwave Symposium (IMS), Oral, Montréal (Canada), June 2012.
15. Gaquière C., Ducournau G., **Sangaré P.**, Grimbert B., Faucher M., Íñiguez-de-la-Torre I., Íñiguez-de-la-Torre A., González T. and Mateos J. “Wide band gap self switching nanodevices for THz applications at room temperature”, 41<sup>st</sup> European Microwave Conference (EuMC). Oral. Manchester (UK), October 2011. Published in [IEEE Conference Publications](#), (2011).
16. Gaquière C., Ducournau G., **Sangaré P.**, Grimbert B., Faucher M., Íñiguez-de-la-Torre I., Íñiguez-de-la-Torre A., González T. and Mateos J. “Wide band gap self switching nanodevices for THz applications at room temperature”, 6<sup>th</sup>European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC). Oral. Manchester (UK), October 2011. Published in [IEEE Conference Publications](#), (2011).
17. **Sangaré P.**, Grimbert B., Faucher M., Lepilliet S., Ducournau G. and Gaquiere C. “Nanocomposants AlGaN/GaN : application à la détection THz“, 17èmes Journées Nationales Micro-ondes (JNM). Oral. Brest (France), May 2011.
18. **Sangaré P.**, Ducournau G., Grimbert B., Faucher M., and Gaquiere C. “Novel AlGaN/GaN Electronic Nano-Devices: Application for sub-terahertz waves detection”, 6<sup>emes</sup> Journées Téràhertz (JTHz). Poster. La Grande-Motte (France), May 2011.