

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité ELECTRONIQUE

Par

Simon Vandembrouck

Composants Plasmoniques à base d'hétérojonction AlGaIn/GaN pour les applications Terahertz

Soutenance devant la commission d'examen le 3 décembre 2009

Membres du jury :

D. THERON	Président du jury
C. GAQUIERE	Directeur de thèse
F. ANIEL	Rapporteur
B. DAUDIN	Rapporteur
J. F. Lampin	Examineur
C. Sirtori	Examineur
D. Dolfi	Examineur

*A mon frère, à Sophie.
A mes parents.*

Remerciements

Ce travail a été réalisé à l'institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur A. CAPPY et financé par l'université de Lille 1.

Je remercie Monsieur le Professeur A. CAPPY de m'avoir accueilli au laboratoire de l'IEMN durant ces trois années.

Je tiens à remercier Monsieur D. THERON, directeur de recherche au CNRS de me faire l'honneur de présider la commission d'examen.

J'exprime toute ma reconnaissance et ma sympathie à Monsieur le Professeur C. Gaquière, pour son encadrement, sa confiance et sa gentillesse ainsi que son soutien qui m'a permis de réaliser une partie du travail présenté à l'Université de Harvard aux Etats-Unis.

J'exprime toute ma reconnaissance à Messieurs F. ANIEL et B. DAUDIN qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Je remercie J. LAMPIN, C. SIRTORI et D. DOLFI qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen.

Je tiens à remercier les personnes qui ont participé à ces travaux de près ou de loin en commençant par le personnel de la salle blanche de l'IEMN, à savoir P. TILMANT, A. LEROY et A. FATORINI pour leur réactivité lors des dépôts métalliques, M. FRANCOIS pour son enseignements au masqueur électronique et enfin à toutes les autres personnes souvent oubliées qui font que la salle blanche fonctionne.

Merci à Elisabeth Delos pour son temps accordé et ses précieux conseils lors des mesures hyperfréquence.

Je n'oublie pas Z. BOUGRIOUA qui nous à fourni beaucoup de d'hétérojonctions ALGAN/GaN épitaxiées au CHREA. Je la remercie pour son temps accordé et ses précieux conseils sur la physique et la croissance du nitrure de Gallium.

Merci à J. LAMPIN et G. DUCOURNEAU pour leur aide et leur disponibilité lors des mesures THz réalisées à l'aide du banc femtoseconde.

Merci à toute l'équipe de MC2 pour leurs soutien tout au long de ces années, à commencer par M. WERQUIN pour ses conseils, N. VELLAS de m'avoir fait confiance.

TABLE DES MATIERES

Introduction

Chapitre 1

1. Détection	5
1.1. Détection cohérente	5
1.2. Détection non cohérente.....	26
2. Emission THz	33
2.1. Emission THz continue	33
2.2. Emission THz pulsée	41
3. Conclusion	43

Chapitre 2

1. Introduction	52
2. Généralités sur les plasmas.....	53
2.1. Définition et nature essentielle d'un plasma	53
2.2. Un plasma est un milieu à comportement collectif.....	54
2.3. Un plasma est un milieu macroscopiquement neutre	55
2.4. Un plasma est naturellement instable.....	55
2.5. Détermination des fréquences de résonance plasma.....	56
3. Les oscillations de plasma dans les transistors HEMT pour le THz.....	60
3.1. Généralités sur la théorie Dyakonov-Shur.....	60
3.2. Principe de la détection et de l'émission au THz d'après la théorie Dyakonov-Shur: 67	
3.3. Les approches expérimentales relatives à la détection et l'émission THz à l'aide des ondes plasma	82
4. Les résultats expérimentaux.....	88
4.1. Réalisations technologiques.....	88
4.2. Mise en œuvre expérimentale.....	91
4.3. Détection THz mesurée sur des composants HEMT AlGaIn/GaN	92
5. Conclusion	93

Chapitre 3

1. Modélisation des guides à onde plasma.....	103
--	------------

1.1.	Simplification des structures pour mieux étudier les ondes plasma.....	103
1.2.	Modélisation électrique du guide grâce au modèle de Drude dans le domaine fréquentiel	106
1.3.	Implémentation du modèle complet dans le domaine temporel	116
2.	Réalisations technologiques	125
2.1.	Choix de la couche épitaxiée.....	125
2.2.	Description de la couche T1104.....	126
2.3.	Procédé technologique pour la fabrication des guides à onde plasma	128
3.	Mesures temporelles par laser femtoseconde	134
3.1.	Principe de base de la mesure temporelle	134
3.2.	La génération d'une impulsion électrique par voie optique.....	136
3.3.	Principe de l'échantillonnage électro-optique en temps réel.....	138
3.4.	Echantillonnage électro-optique à l'aide de l'effet Franz-Keldysh	139
3.5.	Mesure des guides à onde de plasma	142
4.	Conclusion	144

Chapitre 4

1	Introduction	150
2	Principe de la croissance des nanofils.....	151
2.1	Les différentes approches pour la synthèse de nanofils 1D	151
2.2	Optimisation de la croissance 1D.....	154
3	Croissance des nanofils GaN/AlN/AlGaN	154
3.1	Description des étapes de la croissance	154
3.2	Etude de l'hétérojonction AlGaIn/GaN sur les nanofils.....	157
3.3	Détermination de la mobilité des porteurs dans les fils	157
4	Fabrication des transistors à effet de champ à base de nanofils.....	159
4.1	Choix du substrat pour la fabrication des composants	159
4.2	Transfert des nanofils sur les substrats dédiés à la fabrication des transistors	162
4.3	Les étapes de la fabrication des transistors	163
5	Caractérisation des transistors à effet de champ	166
5.1	Caractérisation statique des composants	166
5.2	Caractérisation des transistors en régime hyperfréquence.....	169

6	Conclusions	191
----------	--------------------------	------------

Conclusion

INTRODUCTION

Les applications dans la gamme de fréquence TeraHertz sont prometteuses et font l'objet de nombreuses études scientifiques. Les multiples intérêts scientifiques et technologiques suscités par le domaine des ondes millimétriques découlent essentiellement du fait que l'énergie des photons au TeraHertz corresponde à de nombreuses excitations de la matière. Ainsi, le rayonnement TeraHertz permet l'excitation des phonons dans les cristaux, les rotations des molécules ainsi que les transitions intrabandes dans les multi-puits quantiques...La spectroscopie TeraHertz est donc possible et permet d'apporter des outils supplémentaires pour l'analyse des composés de l'atmosphère (polluants) ou la détection de matière comme les explosifs. Le domaine de l'astrophysique s'intéresse également depuis longtemps au rayonnement TeraHertz et a d'ailleurs été moteur dans le développement des technologies afférentes, en particulier à travers des projets internationaux. Ainsi de grandes avancées technologiques ont pu être réalisées. Les radiomètres astronomiques sont devenus tellement sensibles qu'aujourd'hui ce sont leurs sites d'implantation qui limitent la sensibilité des mesures. Finalement, du fait de l'absorption élevée de l'eau dans cette gamme de fréquence et de la faible énergie des photons, l'imagerie TeraHertz en champs proche présente un réel intérêt notamment dans le domaine médical. Cette technologie permettrait de réaliser des images possédant un contraste nouveau et surtout non dangereux pour le patient contrairement aux rayons X.

Bien que ces applications soient très prometteuses, de nombreux verrous technologiques demeurent. Les sources de rayonnement TeraHertz sont peu nombreuses et nécessitent bien souvent un refroidissement cryogénique rendant leur utilisation complexe et contraignante. Les progrès technologiques ont permis de réduire les dimensions des composants électroniques à l'échelle nanométrique ce qui permet de diminuer les temps de transit des électrons dans le canal et ainsi d'atteindre plusieurs centaines de gigahertz de fréquence de coupure. Cependant la montée en fréquence au TeraHertz semble difficile à atteindre et se heurte aux limites de la physique et de la technologie en matière de procédés de fabrication. Du côté des composants photoniques, les photodiodes rapides de type UTC-PD (photodiodes unipolaires) associées à des antennes large bande ont permis de générer quelques μW à température ambiante. L'arrivée des lasers à cascade quantique permet d'avoir des sources fonctionnant à quelques TeraHertz. Cependant puisque le quanta d'énergie des photons associés au rayonnement TeraHertz est plus faible que l'énergie thermique à température ambiante voir même à température de l'azote liquide (77K), les composants photoniques basés sur les transitions entre-sous-bande ou inter-sous-bande doivent fonctionner à température cryogénique.

Dans ces travaux nous avons étudié la possibilité de développer un nouveau type de composant fonctionnant au régime TeraHertz à température ambiante. La théorie a été proposée pour la première fois par deux chercheurs russes Dyakonov et Shur en 1993. Le principe consiste à utiliser les oscillations spatio-temporelles collectives du plasma d'électrons confinés dans un puits quantique. Ces oscillations ont déjà été observées dans les années 70 mais l'aspect innovant est d'utiliser des conditions aux limites d'un transistor à effet de champ (court circuit côté source et circuit ouvert côté drain), pour atteindre un régime d'amplification de l'onde plasma. La théorie montre que l'existence de ces ondes de plasma dans les puits quantiques permettrait de réaliser des détecteurs accordables en fréquence pouvant fonctionner au régime THz. De plus en respectant certaines conditions un régime d'instabilité pourrait s'établir au sein du composant, ce qui permettrait d'envisager la réalisation de source TeraHertz elles même accordable. La principale motivation de ces

Chapitre 1

**Description des différentes techniques pour
détecter et émettre un rayonnement THz.**

Il existe un grand nombre de méthodes pour générer ou détecter un rayonnement électromagnétique à des fréquences autour du TeraHertz. L'objectif de ce chapitre est de passer en revue sommairement les différentes techniques existantes. Pour des raisons de synthèse certains points ne seront abordés que de façon superficielle mais le lecteur sera renvoyé vers les ouvrages détaillés. Ce chapitre propose un tour d'horizon des différentes techniques pour réaliser l'émission et la détection impulsionnelle et continue dans la bande THz afin d'introduire le sujet principale de nos travaux, les oscillations plasma dans les hétérojonctions AlGa_N/Ga_N pour la réalisation de détecteurs THz.

Table des matières

1. Détection	6
1.1. Détection cohérente	6
1.1.1. Pourquoi une détection hétérodyne ?	6
1.1.2. Synoptique d'une chaîne de réception	7
1.1.3. Le mélangeur élément clé de la chaîne de réception.....	7
1.1.4. Les multiplicateurs	8
1.1.5. Principe du mélangeur.....	9
1.1.6. Mélangeur à base de diodes Schottky	10
1.1.7. Mélangeur à base de jonction SIS a effet Josephson	13
1.1.8. Bolomètres à électrons chauds	16
1.1.9. Mélangeur à diode HBV	17
1.1.10. Les structures TBJ.....	20
1.1.11. Les oscillateurs locaux	20
1.2. Détection non cohérente.....	27
1.2.1. Avantages d'utiliser la détection directe	27
1.2.2. Les bolomètres	27
1.2.3. Bolomètres à thermistance	31
1.2.4. Détection à double puits quantiques dans les hétérojonction AlGaAs/GaAs ..	31
1.2.5. Détecteur pyroélectriques.....	33
1.2.6. Détecteurs acousto-optique	33
2. Emission THz.....	34
1.3. Emission THz continue	34
1.3.1. Les lasers à semi-conducteurs	34
1.3.2. Laser CO2	36
1.3.3. Les générateurs à tubes	37
1.3.4. Photo-mélange continu à base de photoconducteurs.....	37
1.4. Emission THz pulsée	42
3. Conclusion	44

Introduction

L'engouement actuel pour le domaine THz (plage du spectre EM comprise entre 100 GHz et 10 THz) qui couvre le fossé séparant l'électronique hyperfréquence de l'infrarouge lointain résulte du fort intérêt non seulement scientifique mais également du fort potentiel applicatif de dispositifs performants dans cette bande de fréquence. Ce rapprochement entre le domaine optique et hyperfréquence est rendu possible par les progrès technologiques ainsi que par une meilleure compréhension des phénomènes physiques. Ainsi à la fin des années 80 la spectroscopie THz a vu le jour. Les technologies permettant d'atteindre le THz étant encore rares et complexes à mettre en oeuvre, les spectres THz restent aujourd'hui peu connus. Alors que l'énergie des photons THz correspond à de nombreuses excitations de la matière. Ainsi ce rayonnement permet d'exciter des phonons dans les cristaux, les rotations des molécules ainsi que des transitions intrabandes. La spectroscopie rotationnelle est possible et ouvre de nouvelles possibilités dans l'analyse de composés comme celles de polluants ou d'autres substances. Le rayonnement THz est sensible aux modes des vibrations collectifs ce qui en fait un candidat idéal pour l'étude des structures ordonnées, assemblées. La faible énergie des photons terahertz rend la spectroscopie THz compatible avec la biologie, on pourra ainsi pour chaque entité biologique identifier leur fréquence caractéristique. L'imagerie par contraste sélectif basée sur les fréquences de résonance spécifiques peut être réalisée. Une imagerie médicale non ionisante pourrait voir le jour et apporter un nouveau contraste voir remplacer l'imagerie par rayon X dont les dangers sont bien connus. Le problème pourrait venir de la grande longueur d'onde du rayonnement comparativement aux rayons X, limitant ainsi la résolution des images réalisées. Une méthode pour remédier à ce problème serait de développer des techniques d'imagerie en champs proches. Certaines équipes de recherche y travaillent déjà.

De manière générale les matériaux comme l'eau, les molécules polaires, et de nombreux diélectriques sont absorbants dans le domaine terahertz. Les matériaux non polaires, non métalliques et secs sont transparents. Ces propriétés permettent de concevoir des systèmes de détection sans contact puisque des matériaux comme le papier, le bois, la céramique et les murs sont transparents au terahertz. Dans le contexte géopolitique actuel où les menaces terroristes se multiplient, des dispositifs d'imagerie et de détection dans le but de détecter des armes cachées ainsi que des explosifs sont déjà en expérimentation.

Ce chapitre comprend deux parties. La première évoque les techniques pour détecter le rayonnement THz. Il y a principalement deux méthodes, la détection cohérente et la détection directe. La deuxième partie traite les différentes techniques pour émettre un rayonnement THz. Là encore, deux techniques permettent d'émettre des photons THz : L'émission d'impulsions et l'émission continue.

1. Détection

On distingue les détecteurs qui ne sont pas sensibles à la phase de l'onde incidente, on les classe dans les détecteurs incohérents, par opposition aux détecteurs cohérents (récepteurs hétérodynes aux fréquences $<100\text{GHz}$).

1.1. Détection cohérente

1.1.1. Pourquoi une détection hétérodyne ?

La détection hétérodyne possède la meilleure sensibilité. On l'appelle détection cohérente par opposition à la détection directe car elle permet de mesurer l'amplitude et la phase du signal THz incident. La dynamique de ce type de détecteur est donc beaucoup plus élevée que les détecteurs directs. Nous verrons dans le paragraphe 1.1.3 que le mélangeur constitue un élément clé de la chaîne de détection. Enfin la détection cohérente permet de faire de l'interférométrie car la phase du signal est conservée. Il est donc possible de réaliser des réseaux de détecteurs, d'améliorer le pouvoir de résolution des systèmes d'imagerie ou bien encore d'envisager dans l'avenir des formats de modulation complexes pour les télécommunications comme le PSK (Phase Shift Keying).

1.1.2. Synoptique d'une chaîne de réception

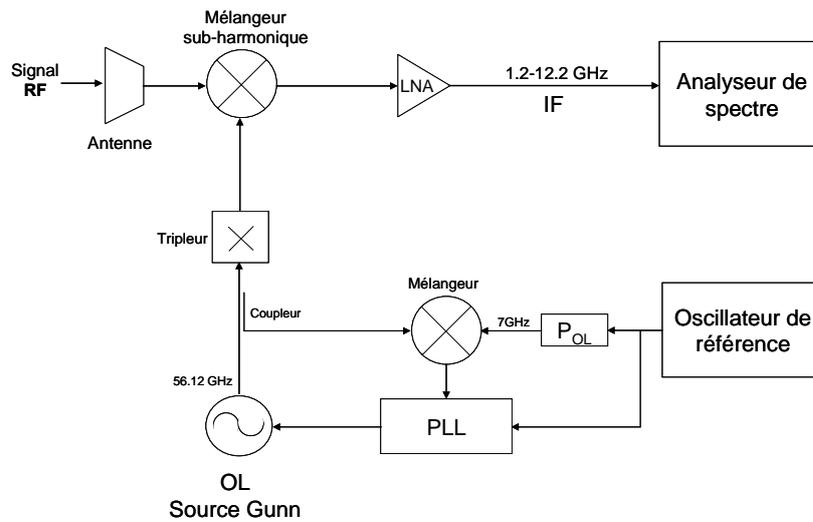


Figure 1 Synoptique d'une chaîne de réception typique

La figure ci-dessus illustre le principe de fonctionnement d'une chaîne de détection hétérodyne. Le signal RF est capté par le système grâce à l'antenne. L'oscillateur local stabilisé en fréquence et en phase grâce à la boucle de contre-réaction et la PLL fonctionne à 56.12 GHz dans cet exemple. Le signal issu de l'oscillateur local est injecté dans un tripleur de fréquence. On obtient donc un signal à 168.36GHz pour attaquer le mélangeur sub-harmonique directement derrière l'antenne et réaliser l'abaissement en fréquence entre 1.2 et 12.2 GHz. Par conséquent si le mélangeur travail sur la troisième harmonique de la fréquence fondamentale de l'oscillateur local, le signal RF analysé par l'analyseur de spectre aura une fréquence comprise entre 503.88 et 514.08 GHz.

1.1.3. Le mélangeur élément clé de la chaîne de réception

La formule de Friis qui donne le facteur de bruit d'une chaîne complète nous indique que le premier élément d'une chaîne de réception détermine en grande partie le niveau de bruit généré par celle-ci. (La formule de Friis s'applique à une série d'amplificateurs adaptés..)

$$F_{1+2+3+\dots} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \dots$$

$$F_n \text{ est le facteur de bruit du } n^{\text{ième}} \text{ élément en dB} \quad (1)$$

$$G_n \text{ le gain du } n^{\text{ième}} \text{ élément}$$

Le bruit propre du premier étage est très important car il détermine le seuil de détectabilité du signal radio fréquence. Une chaîne de réception hyperfréquence possède la plupart du temps un amplificateur fort gain et faible bruit (LNA) comme premier élément de la chaîne. Des

progrès considérables ont été réalisés ces dernières années au niveau des procédés technologiques de fabrication, ce qui permet aujourd'hui d'avoir des transistors HEMT possédant un facteur de bruit inférieur à 0.5dB à 30 GHz. Cependant il n'existe pas aujourd'hui de composant capable d'amplifier directement un signal THz. Les composants les plus rapides sont de type HBT et peuvent avoir une fréquence de coupure supérieure à 400GHz [1] pour un facteur de bruit autour de 2dB. Cependant le gain associé à ces composants à 400GHz est faible et il est nécessaire de repousser les limites des procédés technologiques qui peuvent laisser des doutes quant à la réalisation de futurs composants fonctionnant à plusieurs THz.

Par conséquent cela explique pourquoi le signal RF attaque directement le mélangeur. Plusieurs inconvénients existent avec l'utilisation de ce type de composant. Tout d'abord celui-ci est usuellement un composant passif à ces fréquences et par conséquent celui-ci possède des pertes notamment de conversion souvent élevées. Nous rappelons que le facteur de bruit d'un élément passif est directement ses pertes, donc l'utilisation d'un élément passif comme premier élément d'une chaîne de réception n'est pas le cas idéal pour avoir une chaîne sensible. Néanmoins les performances des radiomètres aujourd'hui sont très bonnes grâce à l'utilisation de mélangeur à base de matériaux supraconducteurs fonctionnant à très basse température. Mais ces radiomètres nécessitent des infrastructures lourdes et contraignantes pour fonctionner à température cryogénique.

1.1.4. Les multiplicateurs

De plus le mélangeur doit être pompé par un oscillateur local. Or il n'existe pas de composants électronique capable d'osciller dans la bande de fréquence 1-3 THz. Seules les diodes résonantes à effet tunnel sont capables d'osciller autour de 700GHz [2], les autres sources millimétriques comme les diodes Gunn ou Impatt ne sont capables d'osciller à des fréquences de quelques centaines de GHz [3]. C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser des circuits multiplicateurs pour générer les signaux THz grâce à des composants non linéaires. La fréquence de sorties du multiplicateur peut correspondre à de multiples harmoniques du signal d'entrée, toutefois la puissance en sortie est bien plus faible qu'à celle en entrée. Un signal pompe peut être généré à 100GHz avec une puissance de l'ordre de 200-300mW par des amplificateurs HEMT mais les multiplicateurs à harmonique d'ordres élevés ne sont pas envisageables pour atteindre 1-3THz à cause des pertes élevées. Pour cela des multiplicateurs

à pertes plus faibles peuvent être réalisés mais l'ordre des harmoniques doit être réduit. On utilise souvent des multiplicateurs d'ordre deux ou trois disposés en cascade. La principale source de problèmes rencontrés avec l'électronique THz sont les pertes diélectriques dans le substrat. La solution usuellement utilisée est d'amincir au maximum celui-ci afin d'éviter les modes de substrat qui pourraient apparaître. La technologie développée pour les MEMS peut être utilisée pour atteindre des épaisseurs de substrat de 1 - 3 μm [4]. C'est seulement de cette façon qu'on peut augmenter la puissance à la sortie des étages multiplicateurs. Ainsi des multiplicateurs ont été réalisés en utilisant les techniques illustrées figure 2. Les circuits d'adaptations ont aussi été réalisés sur membrane GaAs de 3 μm d'épaisseur supportée par le block guide d'onde et suspendu dans l'air en enlevant complètement le substrat en dessus du plan de masse du circuit. Des résultats intéressants ont été obtenus avec cette technique puisque des doubleurs à 400 GHz et 800 GHz délivrant une puissance de sortie de quelques mW associé à un rendement de 15-20% sont obtenus. Par ailleurs la première diode Schottky fonctionnant autour de 1 THz a été réalisée sur membrane. Ce composant délivre 70 à 100 μW à 1.2 THz à température ambiante, 120 μW à 120K et 250 μW à 50K [5].



Figure 2 Réalisation d'un doubleur à 400GHz grâce à la technologie MEMS. La diode Schottky est placée à l'entrée du guide.

1.1.5. Principe du mélangeur

Nous allons évoquer dans ce paragraphe le principe de base d'un mélangeur. Il s'agit ici simplement d'expliquer ce qui réalise la fonction de mélange. La partie technologique ne sera pas abordée ici, nous renvoyons le lecteur à la section 1.1.6.

Le principe est d'utiliser les propriétés non linéaires des composants comme une diode Schottky pour redresser un signal alternatif. Ce redressement implique l'apparition d'une

composante continue proportionnelle au carré de la tension alternative. La relation liant le courant à la tension dans une diode Schottky est de la forme :

$$I = I_0 \left(e^{\frac{V}{V_0}} - 1 \right) \text{ pour } V \ll V_0 \quad (2)$$

Pour une fréquence donnée une tension sinusoïdale à l'entrée de la diode s'écrit en fonction du temps

$$V = V_1 \cos(\omega t) \quad (3)$$

Le courant en sortie de la diode en fonction du temps après passage de l'onde s'écrit :

$$I = I_0 \left[\frac{V_1}{V_0} \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^2 \cos^2(\omega t) + \dots \right] \quad (4)$$

$$\approx \frac{I_0}{4} \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^2 + I_0 \frac{V_1}{V_0} \cos(\omega t) + \frac{I_0}{4} \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^2 \cos(2\omega t)$$

On voit apparaître un terme quadratique $\frac{I_0}{4} \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^2$ qui correspond à la composante continue

et

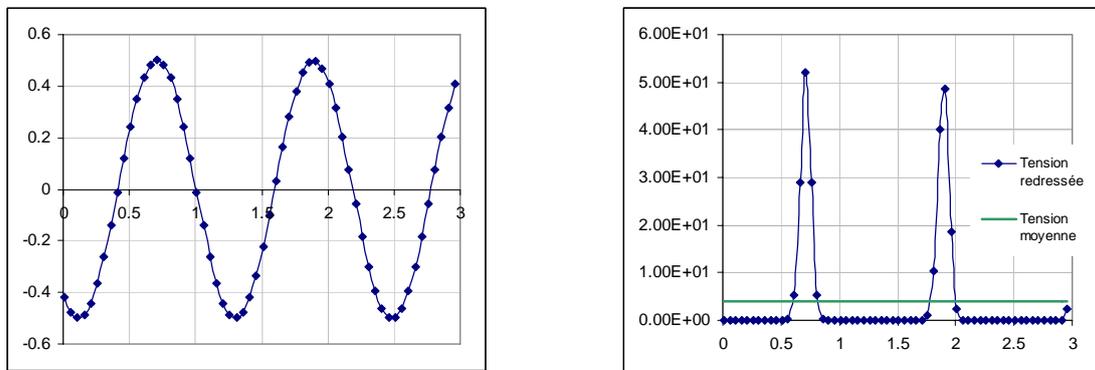


Figure 3 Illustration de la fonction mélangeur. A gauche un signal sinusoïdal pure à droite la signal redressé et la composante continue qui apparaît en vert.

1.1.6. Mélangeur à base de diodes Schottky

1.1.6.1. Définitions d'une diode Schottky

Sans entrer dans les détails de la physique du contact Schottky, ce type de diode est réalisé en déposant un métal sur un matériau semi-conducteur. Les électrons diffusent du métal vers le

semi-conducteur s'il est dopé (p) ou du semi-conducteur vers le métal s'il est dopé (n) jusqu'à alignement des niveaux de fermi. Cet alignement induit une courbure de la bande de conduction et de valence du matériau semi-conducteur, qui se traduit par l'apparition d'une barrière de potentiel qu'il faut dépasser par la polarisation pour avoir un courant, il s'agit d'un contact Schottky.

1.1.6.2. Intégration des diodes Schottky dans les mélangeurs

Les diodes Schottky sont couramment utilisées dans la réalisation de mélangeurs sub-millimétriques à température ambiante [5,6,7,8,9]. Ces mélangeurs présentent l'avantage d'être compacts. En effet les progrès en matière de procédés lithographiques ont permis d'intégrer ces mélangeurs en topologie planaire. Cette miniaturisation permet d'intégrer directement l'antenne ainsi que les accès de l'oscillateur local sur la même structure. Il est donc possible de réaliser des matrices de détecteurs pour constituer les pixels d'une image. Ce type de matrice a pu être réalisé en technologies silicium afin d'abaisser le de coût de fabrication. De plus les détecteurs superhétérodynes à base de diode Schottky peuvent fonctionner à température ambiante, ce qui est un avantage considérable lorsqu'on connaît les contraintes des mesures cryogéniques. Cependant on peut améliorer la sensibilité du détecteur en le refroidissant.

En effet à l'origine le contact entre le métal et le semi-conducteur était réalisé à l'aide d'une pointe métallique (contact de type « whisker ») (figure 4). Cela permettait de réduire la surface de contact afin de ne pas engendrer d'éléments extrinsèques parasites contribuant à limiter les performances du dispositif et limiter l'influence des supports (dispersion, pertes). Cependant ces détecteurs sont souvent embarqués sur des satellites, donc pour des raisons de fiabilité et de performance cette technologie a été remplacée par les diodes planaires grâce au développement et au progrès des procédés de fabrication nanométrique. Cette nanotechnologie est envisagée pour le projet MAMBO sur Mars premier, STEAM, ACECHEM, et offre l'avantage d'être plus robuste aux vibrations. On peut aussi intégrer sur membrane des mélangeurs en structures micro-usinées permettant d'atteindre une très grande sensibilité jusqu'à 2.5 THz. La figure 8 illustre un exemple de réalisation de ce type de mélangeur. Cependant la difficulté d'une micromécanique trop pointue peut être contournée en réalisant une structure en guide d'onde. Dans ce cas la diode est directement alimentée par une antenne collectant le signal THz ainsi que celui de l'oscillateur local se propageant dans le guide. L'application actuelle de ce type de mélangeur en structure ouverte se situe dans le

domaine submillimétrique jusqu'à plus de 5 THz, la figure 9 illustre un exemple de ce type de mélangeur commercialisé par la société FARRAN.

Un autre inconvénient majeur des détecteurs à base de diodes Schottky est qu'ils sont bruyants. En effet la température de bruit générée par ces détecteurs est plus élevée comparée aux détecteurs à base de Bolomètres à électrons chauds (HEB) ou jonction à base de métaux supraconducteurs (SIS). Dans les applications THz, le seuil de sensibilité est toujours repoussé vers des valeurs de plus en plus faibles. Les diodes Schottky nécessitent une puissance de l'oscillateur local relativement importante (quelques mW). Cette puissance importante contribue aussi à l'augmentation du bruit généré par le composant et la montée en fréquence. En effet afin de réduire les pertes de conversion, il est nécessaire de minimiser la capacitance de jonction, ce qui consiste principalement à réduire la surface de l'anode. Cette réduction a pour conséquence d'induire une forte densité de courant traversant l'anode, chauffant considérablement les électrons causant une augmentation de l'excès de bruit généré. Enfin le rendement des multiplicateurs est relativement faible. Il est donc difficile d'atteindre une puissance de l'ordre du milliwatt dans le régime THz au niveau de l'oscillateur local.

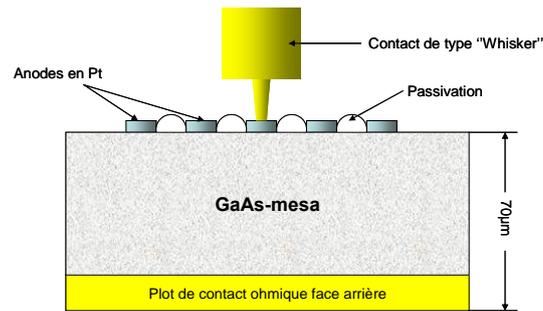


Figure 4 Schéma d'une diode Schottky sur AsGa a contact de type « whisker »

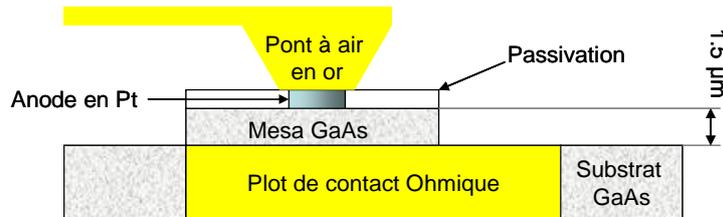


Figure 5 Schéma d'une diode Schottky a topologie planaire

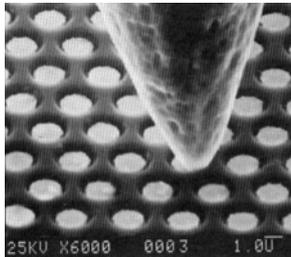


Figure 6 Mélangeur à simple diode (SE) Schottky AsGa, à contact de type « whisker » (diode U. Va, USA)



Figure 7 Diode Schottky planaire AsGa

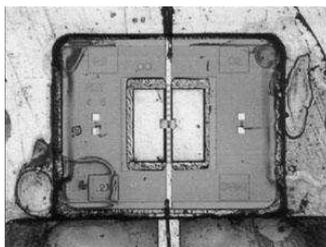


Figure 8 Mélangeur 2.5 THz du JPL circuit et diodes sur membranes



Figure 9 Mélangeur en structure ouverte commercialisé par la société FARRAN

1.1.7. Mélangeur à base de jonction SIS a effet Josephson

1.1.7.1. Principe de fonctionnement d'une jonction Josephson

L'effet Josephson est caractérisé par un courant circulant entre deux supraconducteurs couplés et séparés par une couche très mince (quelques dizaine d'Angstrom) isolante. La structure ainsi réalisée est de type SIS (Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur) est appelée

une jonction de Josephson. Cet effet fut prédit par le physicien anglais Brian David Josephson en 1962 [10] Les équations de base décrivant la dynamique de l'effet Josephson sont :

$$\begin{aligned} U(t) &= \frac{\hbar}{2e} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \\ I(t) &= I_c \sin(\Phi(t)) \end{aligned} \quad (5)$$

$U(t)$ et $I(t)$ sont la tension et courant circulant à travers la jonction de Josephson et $\Phi(t)$ est la différence de phase entre les fonctions d'onde des deux supraconducteurs. I_c est une constante représentant le courant critique de la jonction. Ce courant critique est un paramètre important du composant qui peut être affecté par la température ou l'application d'un champ magnétique. Enfin la constante $\frac{\hbar}{2e}$ est le quanta de flux magnétique. Il y a trois effets prédits par Josephson :

- ❖ L'effet Josephson continu : celui-ci est lié à l'existence d'un courant traversant l'isolant en l'absence de champ électromagnétique externe. Les porteurs traversent l'isolant par effet tunnel. Le courant de Josephson continu est proportionnel au sinus de la différence de phase des fonctions d'ondes entre les deux supraconducteurs et est compris entre $-I_c$ et $+I_c$.
- ❖ L'effet de Josephson alternatif : lorsqu'on fixe une tension V_{dc} à la jonction, la phase varie linéairement avec le temps et le courant sera alternatif avec une amplitude I_c une fréquence $\frac{2e}{\hbar} U_{DC}$. La jonction de Josephson se comporte alors comme un convertisseur tension-fréquence.
- ❖ L'effet Josephson inverse :

Dans ce cas la jonction se comporte comme un convertisseur fréquence-tension.

On peut utiliser les propriétés non linéaires de l'effet tunnel d'une jonction SIS pour réaliser des détecteur et mélangeurs au GHz et THz.

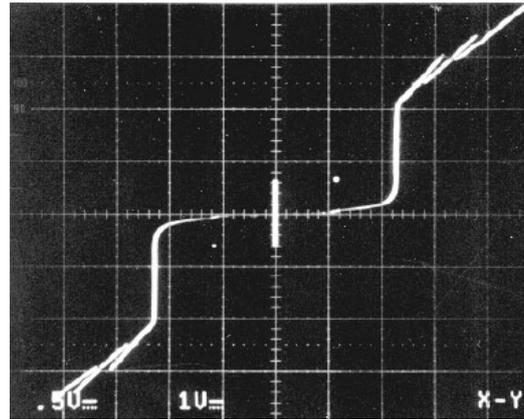


Figure10 Caractéristique électrique courant-tension d'un mélangeur SIS à 4.2K. l'échelle horizontale est de 5mV par division et l'échelle verticale 1 mA par division [11]

Les électrons peuvent ainsi traverser la barrière soit par paire de Cooper soit électron par électron (quasi particule). Les mélangeurs à jonction SIS à base de Nb/AlOx/Nb sont le plus couramment utilisés pour la radioastronomie.

Ce type de mélangeur présente l'avantage de nécessiter une très faible puissance délivrée par l'oscillateur local, ce qui en fait aussi les mélangeurs les plus performants jusque 1.2 THz [12, 13,14,15,16]. L'inconvénient de ce types mélangeurs est qu'ils nécessitent d'être refroidis à très basse température parfois inférieur à 2K pour une jonction à base de Pb. De plus la fréquence de fonctionnement est limitée par l'énergie associées au gap des matériaux et l'effet capacitif de la jonction empêche un fonctionnement au-delà de 700GHz voir 1.2 THz [17] grâce à quelques optimisations. En effet l'augmentation des pertes dans le supraconducteur dégrade très fortement les performances du mélangeur [11].

1.1.7.2. Exemple d'intégration dans les mélangeurs

Une brève description d'une réalisation d'un mélangeur à base de jonction SIS peut être réalisée [18]. Il s'agit d'un mélangeur quasi-optique employant une jonction NbN/MgO/NbN ainsi qu'un substrat NbN/MgO/NbN pour les lignes micro-ruban. Ce mélangeur est composé d'une lentille hémisphérique en MgO avec une couche anti-réflexion et une antenne log-périodique auto-adaptative en fréquence qui permet d'injecter le signal THz sur les jonctions SIS. Ce type d'antenne présente l'avantage, du fait de sa géométrie d'être adaptée sur une très large bande de fréquence. Les jonctions SIS ont une taille de 0.6 μ m de largeur et une longueur de 15.5 μ m. Ces dimensions influent directement l'impédance caractéristique de la jonction (figure 12). Le mélangeur montre une caractéristique I-V intéressante. La température minimale de bruit est de 334K à 678 GHz. La température de bruit augmente

progressivement à 672K à 820 GHz. Ce comportement est principalement du à l'augmentation des pertes de la jonction entre les lignes micro-ruban et les jonctions SIS.

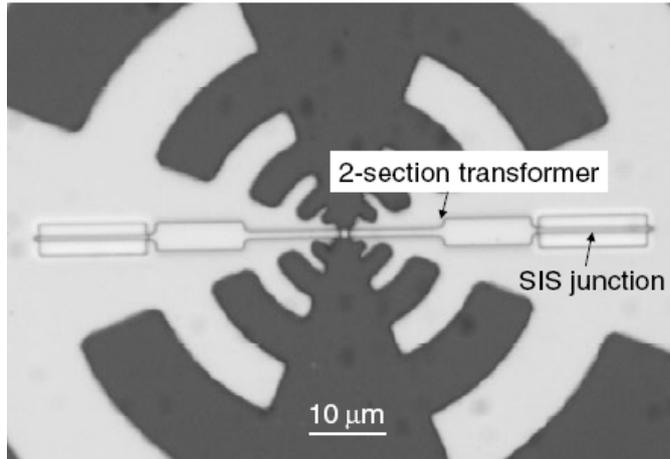


Figure 11 Photo optique du mélangeur [18]

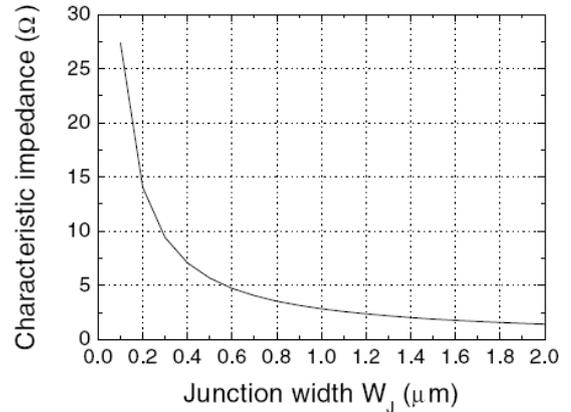


Figure 12 Impédance caractéristique d'une jonction SIS distribuée en fonction de sa largeur à 1 THZ [18].

1.1.8. Bolomètres à électrons chauds

1.1.8.1. Une utilisation détournée du bolomètre

Un bolomètres est composé principalement de deux parties (nous renvoyons le lecteur en section 1.2.2.2 pour plus de détails) :

- ❑ L'absorbeur qui transforme les photons incidents en chaleur
- ❑ Un thermomètre qui comme son nom l'indique mesure la température. Sa caractéristique électrique dépend de la température. Ainsi la chaleur est transmise de l'absorbant vers le thermomètre.

Un bolomètre à électrons chauds se compose d'un micro pont à supraconducteur. L'échauffement des électrons du à l'absorption d'une onde incidente modifie la résistance électrique du film. Mais si le barreau est utilisé dans les bonnes conditions, cette modification n'est pas linéaire il est alors possible de réaliser la fonction de mélangeur car ce type de bolomètre présente une constante de temps très courte.

Les mélangeur HEB sont actuellement les détecteurs hétérodynes les plus sensibles jusqu'à 1.2 THz [19,20]. Ils combinent une bonne sensibilité (8 à 15 fois la limite du quantum), une bande passante de l'IF de l'ordre de 4-6 GHz [21,22] et une large bande passante RF de 0.7 à

5.2 THz. De plus les HEB nécessitent une puissance très faible au niveau de l'OL pour fonctionner (10nW) ce qui en fait un élément clé pour les systèmes embarqués sur satellite par exemple. Cette puissance peut être diminuée en réduisant la taille du HEB de manière à augmenter la densité de courant critique. Cependant la large bande passante RF et la faible puissance requise pour l'OL d'un tel mélangeur peut engendrer une détection directe caractérisée par un courant de polarisation du barreau de NbN lorsque l'on commute le signal RF par une charge de calibrage de type corps noir à 300K ou 77K (auto-échauffement). C'est pourquoi la sensibilité aux faibles signaux diffère lorsqu'une charge à 300K et 77K est utilisée. Il est donc nécessaire de caractériser l'effet de détection directe pour des petits volumes de NbN destinés aux HEB refroidit par phonon [23].

La bande passante des mélangeurs à base de bolomètre à électrons chauds n'est pas limitée à la fréquence correspondant au gap du matériau puisque son fonctionnement est relié à l'agitation et donc l'échauffement des électrons dans le composant. La principale limitation de ce type de mélangeur est que la bande passante de l'IF est limitée par la constante de temps thermique τ_{th} . L'efficacité de conversion obéit à la relation :

$$\frac{\eta(f)}{\eta(0)} = \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_{3dB}}\right)^2} \quad (6)$$

Où la bande passante à 3dB est donnée par $f_{3dB} = \frac{1}{2\pi\tau_{th}}$. Les mélangeurs à base de bolomètres à électrons chauds utilisant un pont micrométrique ou nanométrique de Nb emploient l'interaction électrons-phonons comme mécanisme principale de refroidissement.

1.1.9. Mélangeur à diode HBV

1.1.9.1. Principe de la diode varactor HBV

La diode varactor à hétérojonction (HBV) a été inventée il y a plus de 10 ans par Kollberg et Rydberg [24]. Ce type de composant a démontré de bonnes aptitudes pour réaliser des multiplicateurs en onde millimétrique et submillimétrique. La diode HBV est un composant unipolaire constitué de structures en couche symétriques. Un matériau à large bande interdite non dopé est pris en sandwich avec deux matériaux à faible gap moyennement dopés n. Une barrière de potentiel se crée, ce qui empêche les électrons de passer librement à travers la structure. Puisque la diode HBV présente une caractéristique C-V symétrique autour de 0V (figure 13), celle-ci peut fonctionner sans polarisation et produire des harmoniques impaires.

En effet lorsque la diode est pompée par un signal alternatif, une région « déplétée » se crée, imposant une caractéristique C-V non linéaire. En distribuant ce type de diode le long d'une ligne de propagation, on obtient une ligne possédant un comportement non linéaire capable de mélanger les signaux.

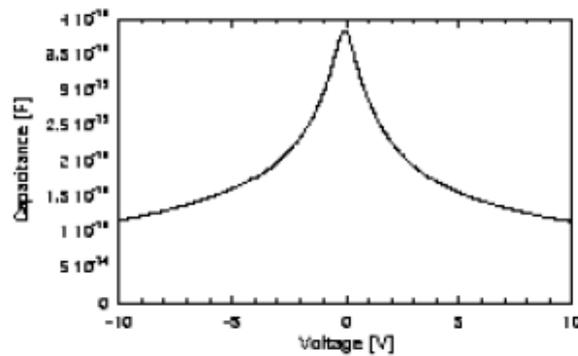


Figure 13 courbes mesurées typiques pour une diode HBV. A gauche C/V et à droite I/V, Chalmers [25]

L'avantage des diodes HBV contrairement aux diodes planaires Schottky est de pouvoir empiler plusieurs barrières, ce qui augmente la tenue en puissance.

1.1.9.2. Exemple utilisant différentes technologies

Il existe différentes technologies pour réaliser des multiplicateurs à base de diode HBV.

- les tripleurs à base de diode HBV InP: nous pouvons citer un exemple de réalisation de ce type de multiplicateur grâce à la collaboration entre l'IEMN, l'observatoire de Paris et AStrium dans le cadre d'un projet mené par l'ESA et le CNES. Un circuit monolithique a été développé incorporant des diodes HBV sur InP [26]. Une série de 2x2 barrières constituant 4 diodes HBV sont connectées en série avec des ponts à air

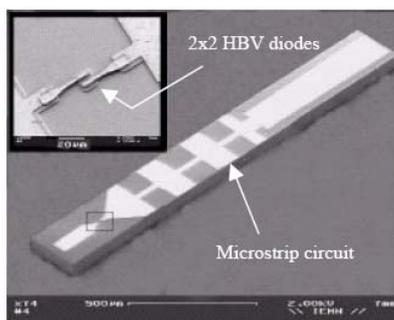


Figure 14 vue d'une diode HBV 2x2 basée sur une barrière InP 2x2 fabriqué à l'IEMN

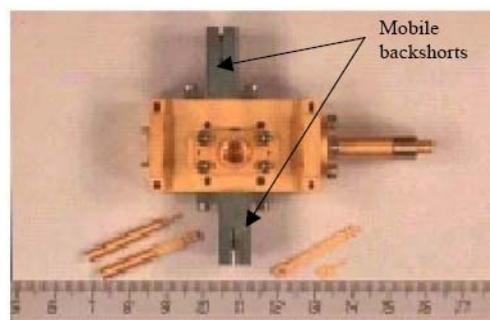


Figure 15 Photo du système à guide intégrant le tripleur à base de diode HBV.

Le circuit est monté dans un bloc guide d'onde. Cette technologie a montré de bonnes performances à 288GHz [26] avec une puissance de sortie de 6mW pour un rendement de

6%. D'autres barrières 2x2 HBV ont établi l'état de l'art avec 9mW à 250 GHz pour un rendement de 12%.

- les tripleurs à base de diode HBV GaAs

L'université de Chalmers a choisi de développer des diodes planaires HBV sur GaAs [27]. Une série de 2x2 jonctions est encore une fois connectée. Une structure en fineline a été utilisée dans un guide d'onde. Des performances de 0.8mW à 128 GHz ont été obtenues [28].

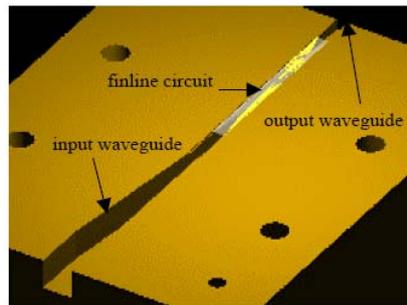


Figure 16 Dimensionnement de la finline à l'aide d'un simulateur EM

les tripleurs à diode HBV à ligne de transmission non linéaire.

Cette technique a été étudiée par l'université de Chalmers et l'IEMN pour augmenter la tenue en puissance en distribuant plusieurs diodes HBV le long d'une ligne de propagation. Le design présenté par Chalmers est un tripleur utilisant 15 diodes HBV montées sur un circuit en « fineline » (fig. 17). Ce tripleur délivre une puissance de 10mW à 130 GHz [27].

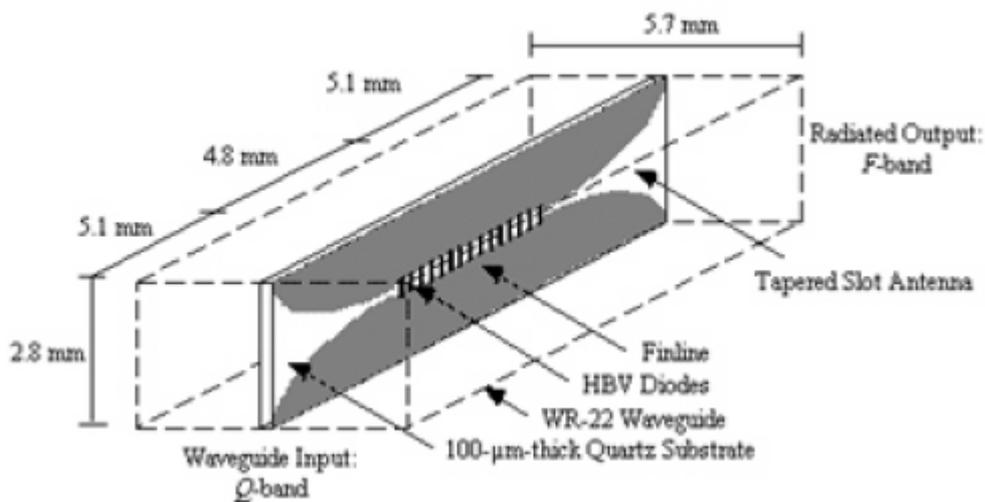


Figure 17 La ligne de transmission non linéaire tripleur de fréquence à base de diode HBV consiste en deux antennes à fentes ouvertes et une finline chargée par 15 diodes HBV.

1.1.10. Les structures TBJ

Le terme TBJ signifie T-Branch Junction. Les jonctions évoquée utilisent les hétérojonctions GaInAs/AlInAs sur substrat InP. Ces hétérojonctions présentent l'avantage d'être compatibles avec les technologies utilisées pour les HEMT ainsi qu'une mobilité importante à température ambiante (14000Vcm^{-2}) grâce au taux d'indium élevé (70%). De ce fait, le libre parcours moyen des électrons dans ces hétérojonctions peut atteindre 100 nm à température ambiante. Ce libre parcours moyens, qui représente caractérise la distance moyenne entre deux collisions successives subies par les électrons, a été déterminé par simulation Monte Carlo [29]. Par conséquent si on réalise deux électrodes espacées d'une distance de l'ordre de 100 nm, on peut atteindre un régime de transport quasi balistique. Cela signifie que les électrons n'interagissent pas avec le milieu entre les deux électrodes. Par conséquent la fréquence de coupure du dispositif dans ce mode de transport peut être très élevée et pourrait atteindre le THz. Le transport balistique ont été identifié à l'aide de structures TBJ [30] grâce à l'apparition d'un potentiel négatif sur la branche du milieu quand les branches latérales sont configurées en push-pull. Dans le cas contraire (i.e. en présence d'un transport diffusif ou faiblement non stationnaire), le potentiel au niveau de la branche centrale reste nul. Cependant une tension négative a été observée pour des tensions élevées bien au delà de celles attendus pour un transport balistique. Certains auteurs [29] attribuent cela au peuplement des vallées latérales par les électrons qui modifient le potentiel le long du composant. Dans tout les cas, ces composants présentent des non linéarités, ce qui permet d'envisager de réaliser des mélangeurs à base de TBJ.

1.1.11. Les oscillateurs locaux

1.1.11.1. Introduction aux oscillateurs locaux

Les récepteurs hétérodynes nécessitent l'utilisation d'oscillateurs locaux (OL) afin de réaliser le battement avec le signal et ainsi les phénomènes observé à la fréquence d'intérêt dans une bande de fréquence plus accessibles aux traitements. Ces oscillateurs doivent satisfaire plusieurs critères :

- ❑ La puissance minimum afin de réaliser la fonction demandée
- ❑ La pureté spectrale pour obtenir une bonne résolution

- ✚ Eventuellement une agilité en fréquence avec stabilisation de la fréquence et de la phase pour la spectrométrie à haute résolution.

En dessous de 60GHz on utilise couramment des diodes Gunn AsGa dont la puissance peut atteindre 200mW à cette fréquence. Cependant si la consommation doit être réduite pour l'application, l'emploi d'un oscillateur à transistor (DRO) suivi d'un multiplicateur à varactor peut être intéressante si seulement quelques mW en sortie sont requis.

Au-delà de 60GHz jusqu'à 120 GHz les sources Gunn utilisent généralement des diodes InP (>100mW à 120 GHz). Les sources à diode Impatt sont exclues comme source OL car trop bruyantes bien que la puissance à des fréquences supérieures à 100GHz soit suffisante. Cet excès de bruit de phase vient du fait de la nature statistique de processus d'avalanche.

Les sources Gunn à diode AsGa peuvent fonctionner sur harmonique en fournissant une puissance de quelques dizaines de milliwatt jusque 120 GHz et quelques mW pour les diodes Gunn InP jusque 300GHz.

Au-delà de 100-120 GHz, les tubes (klystron, carcinotron) prennent le relais. Les lasers submillimétriques ne peuvent pas être embarqués facilement et consomment beaucoup. Il est donc souvent nécessaire de faire appel à la multiplication de fréquence permettant la réalisation d'une chaîne OL à état solide jusqu'à des fréquences submillimétriques.

Les diodes Schottky AsGa sont souvent utilisées pour la génération d'harmoniques, ces dernières permettent une meilleure efficacité pour des rangs de multiplications peu élevés.

Au-delà de 300 GHz, il est nécessaire d'associer plusieurs multiplicateurs en cascade. On se heurte alors au peu d'efficacité dans le domaine submillimétrique bien que la puissance en sortie soit suffisante pour alimenter des mélangeurs Schottky et SIS.

1.1.11.2. Diode Gunn AsGa

L'appellation diode est en fait un abus de langage. En effet on l'appelle sous cette dénomination car il s'agit d'un barreau de semi-conducteur à deux accès, dopé uniquement N. Les diodes Gunn sont apparues dans les années 60-65 grâce aux travaux de John Gunn. Ces diodes permettent de faire des oscillateurs bons marcher et compactes pour les applications hyperfréquence comme les radars.

La diode Gunn fait partie de la famille des TED (Transferred Electronic Devices) et utilise la mobilité différentielle des électrons dans le GaAs. Cette mobilité différentielle est causée par

le transfert des électrons d'une vallée à haute mobilité vers une autre vallée à plus faible mobilité sous l'effet d'un champ électrique.

Lorsque le barreau de GaAs est polarisé dans la région de mobilité différentielle négative, les charges de polarité identiques s'accumulent exponentiellement. Un grand nombre de modes peuvent apparaître dans une diode Gunn mais nous traiterons uniquement le mode principale, le « transit time mode ». Lorsque le barreau est polarisé, un domaine (une zone où des électrons en excès sont présents) se crée à la cathode. Le nombre de porteurs croît exponentiellement en se déplaçant vers l'anode sous l'effet du champ électrique jusqu'à ce que la chute de potentiel implique que le champ en dehors du domaine tombe en dessous du seuil E_{th} . Ainsi le domaine qu'on peut appelé « mur » disparaît quand il est collecté à l'anode et le champ remonte alors dans le barreau au dessus du seuil et un nouveau domaine est généré. De courtes impulsions de courant apparaissent ainsi espacées approximativement par le temps de transit des domaines. Aux bornes de la diode, le courant et la tension sont déphasés de sorte que la diode présente une résistance négative. Si on place la diode dans une cavité résonante, on forme un oscillateur délivrant un signal à la fréquence de résonance de la cavité.

1.1.11.3. Diode Gunn InP

Le principe de fonctionnement des diodes Gunn InP est exactement le même que pour les diode GaAs présentée au paragraphe 1.1.11.2. Cependant la limitation en fréquence d'une diode Gunn est essentiellement limitée par le temps de transfert intervallé. Ce temps est plus court sur InP que sur AsGa c'est pourquoi les diodes Gunn InP peuvent fonctionner plus haut en fréquence. A titre d'exemple les oscillateurs Gunn InP peuvent générer 30mW à 193 GHz, 3mW à 300GHz et plus de 1mW à 315GHz [31].

1.1.11.4. Les tubes

Les amplificateurs à tube sont utilisés depuis longtemps pour réaliser des amplificateurs et des sources hyperfréquences. Ils ont permis de générer de très fortes puissances continues à des fréquences non atteignables par les amplificateurs à état solides pendant très longtemps. Ces amplificateurs à tube bénéficient d'une grande expérience de la part des constructeurs et sont aujourd'hui largement utilisés dans les applications radars et spatiales. Nous allons aborder dans ce paragraphe le principe de fonctionnement du klystron et du carcinotron.

1.1.11.4.1. Klystrons

Prenons le cas d'un composant qui génère un faisceau d'électron. Ce flux d'électron traverse un tube dans lequel est réalisé un vide poussé (comme dans un tube cathodique). Les électrons sont accélérés à l'aide d'un champ électrique et traversent le tube à vitesse constante. Si on insert sur le parcours du faisceau une grille sur laquelle est appliquée un champs électrique alternatif. Le potentiel des grilles adjacentes sera alterné positif et négatif. Par conséquent les électrons approchant la grille à potentiel positif seront accélérés alors que ceux approchant le potentiel négatif seront ralentis. Ainsi dans les zones de ralentissement il y aura une accumulation d'électrons et l'inverse dans la zone d'accélération, créant une modulation de densité de porteurs le long du tube en fonction du temps, on l'appel l'effet de modulation de vitesse. En allemand on dit que les électrons se déplacent en « Klystern » d'où le nom de Klystron. L'utilisation des grilles périodiques est réalisée dans la carciotrons (paragraphe 1.1.11.4.2).

En réalité dans un klystron les grilles sont remplacées par des cavités résonantes. Chaque cavité est accordée individuellement et des bobines sont placées entre chacune d'elle pour focaliser le faisceau d'électron. Un klystron peut être soit à cavité externe ou interne et refroidi à air, eau (figure 18).

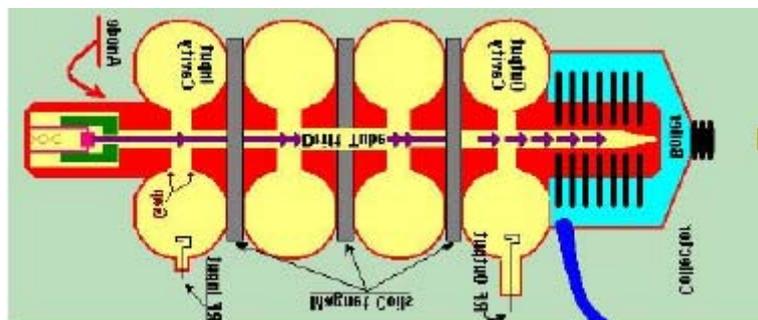


Figure 18 Schéma d'un klystron

Le faisceau parcourant le tube est excité par le signal hyperfréquence destiné à être amplifié. Celui-ci génère un signal alternatif passant dans le gap entre les cavités et le faisceau. La vitesse des électrons est modulée avec le signal RF en entrée. Chaque cavité est successivement accordée de manière à produire une amplification linéaire, la cavité de sortie qui est la dernière. Un couplage avec une ligne de transmission est réalisé en sortie pour récupérer le signal amplifié. Tout comme les amplificateurs à transistors, les tubes peuvent être utilisés en classe A, B, AB, C et être utilisés comme oscillateurs et mélangeurs.

Etant donné que les klystrons sont capables de fonctionner à très forte puissance, il est indispensable de bien focaliser le faisceau d'électrons pour éviter toute collision des électrons

avec la structure qui pourrait provoquer la destruction du klystron. Cette focalisation est assurée par les bobines placées entre chaque cavité. Le collecteur est situé au bout du parcours du faisceau. Son rôle est d'absorber l'énergie du faisceau et peut être refroidi par eau.



Figure 19 Exemple de réalisation de klystron.

La figure 19 illustre un klystron encombrant. Ils sont généralement composés de plusieurs cavités. Cependant il existe aussi des klystrons reflex où une seule cavité est utilisée (figure 20, figure 21). Les électrons sont réinjectés dans la cavité à l'aide du réflecteur sur lequel est appliqué une tension négative de répulsion. Ce type de klystron est généralement plus compact.

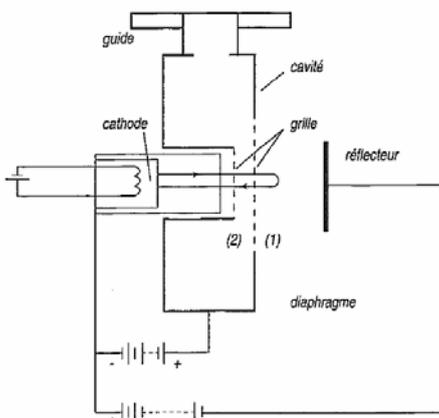


Figure 20 Schéma d'un klystron reflex

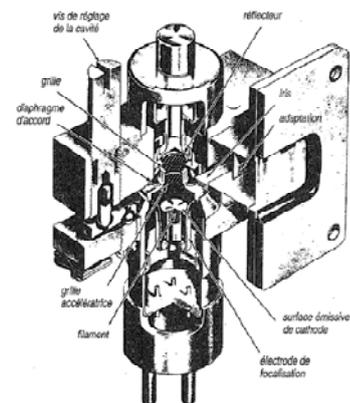


Figure 21 Vue en coupe d'un klystron reflex

Les klystrons sont généralement utilisés pour générer des signaux hyperfréquences de forte puissance dans les gammes de fréquence inférieures à 180 GHz.

1.1.11.4.2. Carcinotrons

Les carcinotrons se rapprochent des klystrons. Ils font partie de la famille des amplificateurs à tube. Le carcinotron, plus communément désigné « backward wave oscillator» (BWO), est une variante d'une technologie cinquantenaire, le tube à onde progressive. Il s'agit d'un tube à vide muni d'un canon à électrons focalisés au moyen d'un champ magnétique intense et progressivement décélérés jusqu'à atteindre l'anode. Dans le cas du carcinotron les cavités résonantes du klystron sont remplacées par une grille. Une onde électromagnétique se propageant en sens contraire du faisceau électronique le long de la grille est ainsi générée et peut être extraite du tube au moyen d'une antenne située à son extrémité. Le principe d'interaction entre le faisceau d'électron et la grille est décrit paragraphe 1.1.11.4.1. Le faisceau THz obtenu par ce moyen peut être accordé en réglant la tension d'accélération des électrons. Le BWO est simple d'utilisation, le rendant intéressant pour des applications d'imagerie.

1.1.11.5. Les amplificateurs hyperfréquence à état solide

Les progrès réalisés en croissance de matériaux et l'amélioration des résolutions de lithographie par faisceau d'électrons notamment permettent aujourd'hui de réduire les dimensions des composants destinées à amplifier un signal hyperfréquence. Ainsi des records en matière de fréquence de coupure ont été atteints. Ainsi une fréquence de coupure moyenne ($F_{moy} = \sqrt{F_t F_{max}}$) de 628 GHz a pu être extrapolée en mesure sur des transistors à effet de champ InAs ayant une longueur de grille de 30nm réalisé au MIT. [32]. Une image TEM du composant est illustrée figure 22. Un état de l'art est présenté figure 23 pour les transistors HEMT et HBT. On remarque que les travaux du MIT [32] constitue l'état de l'art à 628 GHz. Ce résultat démontre que les transistors peuvent fonctionner à très haute fréquence. Cependant, le régime THz n'est pas vraiment atteint et les perspectives de montée en fréquence supérieure restent critiques, les longueurs des grilles ultimes semblent se rapprocher. Comme il est montré sur la figure 23, certains composants présentent des fréquences de coupure en tension supérieures au régime THz avec des composants HBT mais la fréquence de coupure en courant se situe à 200 GHz ce qui fait une fréquence moyenne de coupure aux alentours de 500 GHz. La réalisation de ces composants demeure toutefois intéressante pour les applications THz car ils peuvent être employés pour amplifier le signal d'un oscillateur comme une diode oscillant à quelques centaines de GHz (souvent de puissance trop faible) afin d'alimenter des étages multiplicateurs.

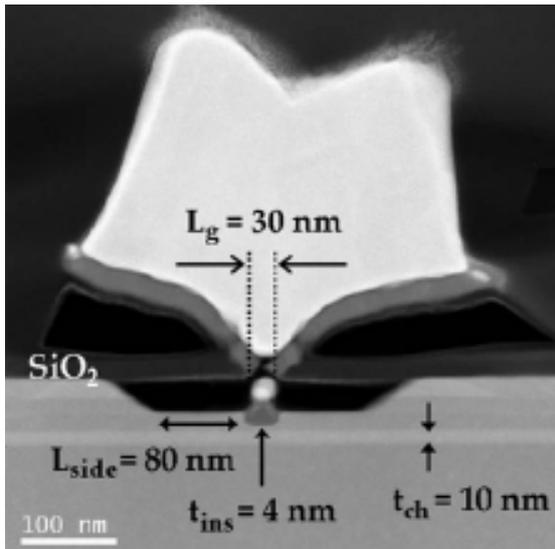


Figure 22 Image TEM d'un transistor pHEMT InAs 30 nm [32]

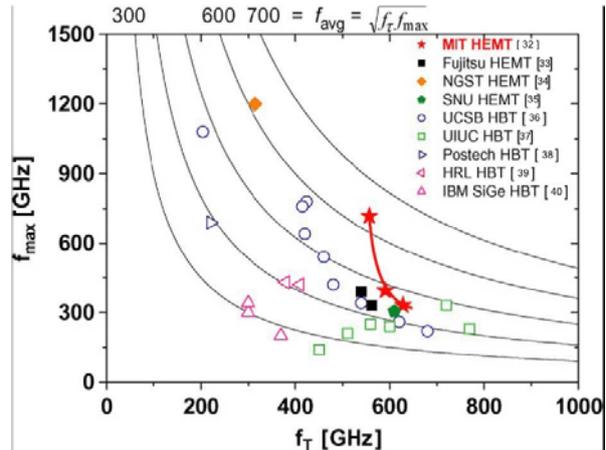


Figure 23 Etat de l'art des différentes filières en matière de fréquence de coupure [32]. En ordonnée la fréquence de coupure en tension et en abscisse la fréquence de coupure en courant.

Les accès de ces composants sont souvent à ligne coplanaire ou micro-ruban. Les structures en guide d'onde demeurent de bons candidats pour ces applications mais la réalisation de la transition entre le mode de propagation en guide d'onde et le mode coplanaire ou micro-ruban reste un challenge technologique. Ainsi des transition en guide WR2.2 ont pu être réalisées [33]. La transition (figure 24) fonctionne à des fréquences autour de 300GHz. Le dimensionnement de la cellule a été optimisé de manière à minimiser les pertes d'insertions. Le gain ainsi obtenu est d'environ 14dB à 300 GHz (figure 25) en utilisant des transistors pHEMT sur substrat InP de longueur de grille 35nm.

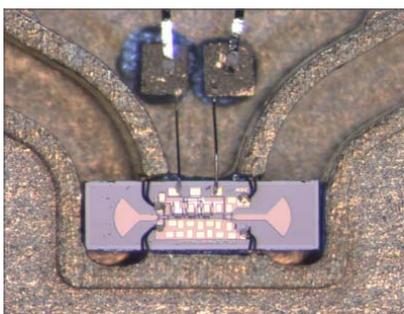


Figure 24 Photo d'une puce intégrée en technologie monolithique avec sa transition guide d'onde/ligne micro-ruban ainsi que la chaîne d'amplification. Les bonding permettent d'établir la polarisation de grille et de drain [33].

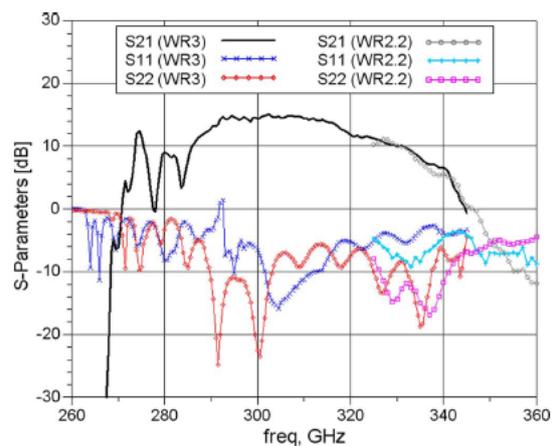


Figure 25 Paramètres S de l'amplificateur à guide d'onde mesurés [33].

1.2. Détection non cohérente

1.2.1. Avantages d'utiliser la détection directe

Le principal avantage de la détection réside dans le fait de ne pas utiliser d'oscillateur local. Leur réalisation est donc beaucoup plus simple et facile à mettre en oeuvre. De plus la bande passante de ce type de détecteur peut être très élevée, leur sensibilité peut donc être très grande. Les bolomètres sont les dispositifs les plus utilisés pour détecter le rayonnement THz de façon non cohérente. D'énormes progrès ont été réalisés et les sensibilités de ces dispositifs ont très fortement augmentées grâce à l'utilisation des métaux supraconducteurs.

1.2.2. Les bolomètres

1.2.2.1. Introduction

Le principe du bolomètre est de transformer un rayonnement incident en chaleur pour élever la température d'un corps muni d'un thermomètre. A l'origine les bolomètres ont été introduits au début du 20^{ème} siècle grâce aux travaux de Herschel étudiant la mesure du rayonnement dans le proche infra rouge. Depuis ces travaux pionniers d'énormes progrès ont été réalisés. La sensibilité des bolomètres a gagné plusieurs ordres de grandeur, notamment grâce à l'accessibilité des mesures inférieures à 1K, ce qui permet toujours de détecter des rayonnements de plus en plus faibles et aussi d'abaisser le temps de mesure. Ainsi on atteint 10^{-17} W/Hz^{1/2} en fonctionnant à 100mK (c'est la cas de la mission spatiale Planck de l'ESA). Des sensibilités de l'ordre de 10^{-20} W/Hz sont envisagées dans des développements futurs.

Un détecteur a pour fonction de transformer une quantité physique en un signal mesurable, généralement un signal électrique (tension, courant ou charge). Avec un bolomètre, on cherche à mesurer l'énergie d'un rayonnement (photon ou particules) en la transformant d'abord en chaleur. La mesure implique donc la réalisation de l'équilibre thermodynamique d'un système dont on mesurera la température. La réalisation pratique du système à l'équilibre thermique peut être très variée : Ce sera classiquement un matériau diélectrique ou métallique, mais cela peut également être un ensemble d'électrons découplés thermiquement du réseau cristallin (découplage électrons-phonons) comme dans le cas d'un bolomètre à électrons chauds. Les bolomètres modernes découplent en général la fonction d'absorption de l'énergie et celle de la mesure de température (bolomètres composites).

Aujourd'hui les bolomètres sont très performants et permettent une détection large bande pour des rayonnements de longueur d'onde comprise entre 0.2mm et 3mm. En dessous de 0.2mm les photoconducteurs (Ge :Ga contraint à 4K) offre une meilleure sensibilité.

1.2.2.2. Modèle du bolomètre idéal

Les comportements électriques et thermiques des bolomètres ont été largement discutés depuis le début du développement de ces détecteurs avec les travaux de Jones (1953) [34,35,36]. Les principales caractéristiques statiques et dynamiques (à basse fréquence) d'un bolomètre peuvent être décrites avec un modèle simple (figure 26). Il est basé sur les hypothèses suivantes :

- L'absorbeur et le thermomètre sont isothermes à la température T
- La résistance du thermomètre ne dépend que de la température T (on néglige les effets non ohmiques) on se place donc pour des puissance incidente absorbées relativement faible pour ester en régime linéaire.
- La puissance thermique entre l'absorbeur et le bain (T_0) ne dépend que des températures T et T_0 (on néglige donc les effets dynamiques).

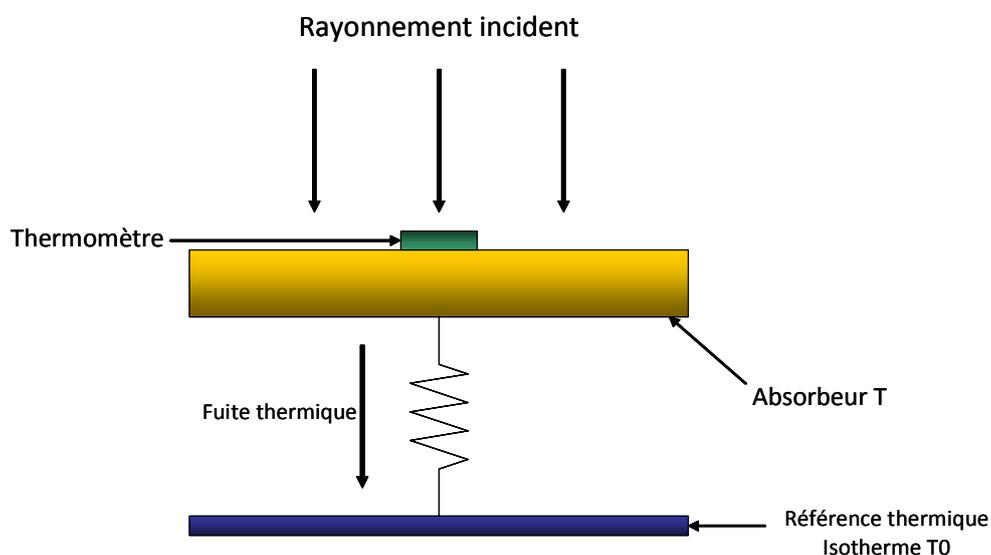


Figure 26 Schéma d'un bolomètre idéal

Le principe de fonctionnement est le suivant. L'absorbeur comme son nom l'indique absorbe le rayonnement incident. Cette absorption se traduit par une élévation de température du corps. Cette énergie sous forme d'agitation thermique est transmise en partie au thermomètre dont la caractéristique généralement électrique dépend de la température. L'autre

partie de l'énergie est perdue de façon passive par l'intermédiaire de la fuite thermique. Ce raisonnement peut être traduit par l'équation suivante :

$$C \frac{d\tilde{T}}{dt} = \tilde{P}_{ray} + \tilde{P}_{elec} - G_d \tilde{T} \quad (7)$$

Où

P_{ray} est la puissance total incident (W)

P_{elec} est la puissance électrique dissipée dans le thermomètre

$C = C(T)$ la capacité thermique à la température d'équilibre de l'absorbeur

$G_d = \frac{dP_{fuite}}{dT}$ la conductance thermique dynamique

Il est à noter que nous introduisons la puissance moyenne électrique P_{elec} . Celle-ci est apportée par la polarisation du thermomètre. Nous allons voir que cette puissance correspond à une contre réaction qui influe directement sur la constante de temps du bolomètre. En effet lorsque la température du thermomètre augmente, sa résistance augmente aussi et donc la puissance dissipée par le thermomètre augmente. Ainsi si le rayonnement incident se présente comme un pic de Dirac dans le domaine temporel, il existe un temps nécessaire pour l'établissement de l'équilibre thermodynamique. Ce temps est le résultat de deux processus entrant en compétition à savoir la puissance électrique apportée par le thermomètre à l'absorbeur ainsi que les fuites passives du bolomètre.

1.2.2.3. Quelques exemples de réalisation de bolomètres

1.2.2.3.1. Le 'spider web bolometer' (Caltech)

Le 'Spider Web Bolometer' a été développé à Caltech et est actuellement utilisé dans la plupart des expériences sensibles pour la mesure du rayonnement cosmologique ($\lambda=0.8-2.4\text{mm}$) [37,38]. Son originalité vient de la réalisation de l'absorbeur qui est usiné par attaque chimique pour réaliser une grille. Si le pas de la grille est petit devant la longueur d'onde, elle se comporte comme une couche résistive continue. La fraction de surface occupée par la grille est de l'ordre de quelques pourcent de la surface totale. L'épaisseur de métal, pour atteindre la condition d'adaptation entre l'impédance du vide (377Ω) et l'absorbeur, est augmentée dans la même proportion. Ainsi l'or est utilisé comme absorbeur. La fuite thermique peut être rendue très faible grâce à la bonne tenue mécanique du nitrure et à la faible masse suspendue. Dans la vue illustrée sur la figure 27, la grille absorbante possède un diamètre de 2.6mm, les poutres ont une largeur de $4\mu\text{m}$ et une épaisseur de $1\mu\text{m}$. Le thermomètre est un cristal de NTD-Ge de $255\mu\text{m}^3$ rapporté manuellement.



Figure 27 Vue du 'Spider Web Bolometer'

Les performances obtenues sont résumées dans le Tableau 1. Le terme NEP est anglo-saxon et signifie Noise Equivalent Power. Ce terme définit la sensibilité d'un détecteur optique, il détermine la puissance qu'il faut apporter au détecteur qui intègre le signal sur la bande passante utile pour obtenir un rapport Signal/Bruit unitaire. Plus le NEP est faible plus le détecteur est sensible. Le paramètre τ représente la constante de temps du bolomètre et C sa capacité thermique.

T de fonctionnement	NEP	τ	C
300mK	$1,5 \cdot 10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$	11ms	1pJ/K
100mK	$1,5 \cdot 10^{-18} \text{ W/Hz}^{1/2}$	1,5ms	0,4pJ/K

Tableau 1 Performance du bolomètre « spider ».

1.2.2.3.2. Le bolomètre à antenne

Une évolution dans le principe de séparation des fonctions d'un bolomètre consiste à utiliser une antenne plane pour capter l'onde électro-magnétique incidente (figure 28). L'énergie peut alors être dissipée dans un élément résistif dont le dimensionnement suit des conditions d'adaptation d'impédance qui dépendent de la géométrie de l'antenne et de la nature du substrat. Ainsi, le bolomètre ne comporte que l'élément dissipatif et sa taille ne dépend plus de la longueur d'onde incidente. Des applications existent à température ambiante [39]. A basse température, les réalisations sont encore à l'état de démonstration [40], même si les avantages de ces dispositifs à basse température ont été mis en évidence par l'équipe de J.Mees et al [41]. Cependant le détecteur utilisé par cette équipe fonctionne à 4K et le thermomètre est aussi l'élément dissipatif. Il est constitué d'un mince film de Nb réalisé

par lithogravure électronique et suspendu dans le vide. La résistance à l'état normal doit réaliser la condition d'adaptation $R = Z_0 / \sqrt{2(1 + \epsilon)}$, ce qui donne 75Ω sur le silicium. La sensibilité à la température est liée à la formation d'une zone à l'état normal au centre dont l'étendue dépend de la puissance dissipée.

1.2.3. Bolomètres à thermistance

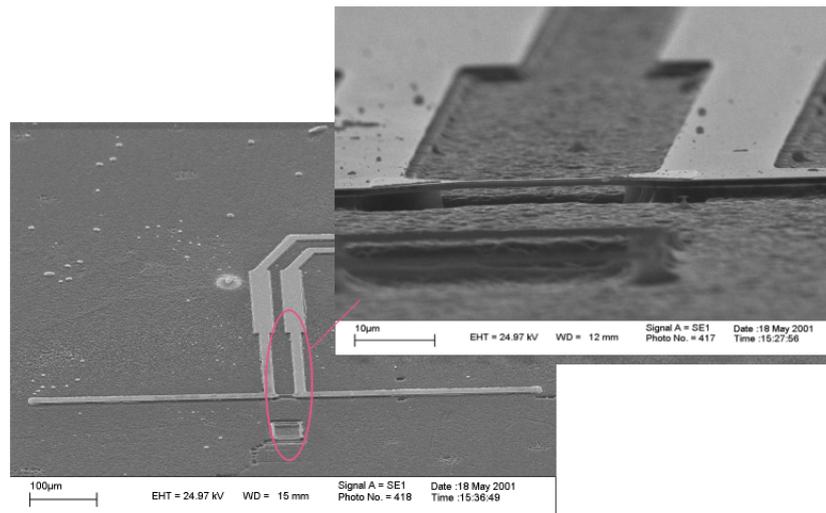


Figure 28 Réalisation d'un bolomètre à antenne dipôle (info Meteorex, Finlande)

Les bolomètres à thermistance fonctionnent comme les autres bolomètres à l'exception que la mesure de la température est réalisée par une thermistance. La résistance ainsi variable est parcouru par une courant proportionnelle à la température. Celle ci est placée généralement dans un pont de Wheatstone afin d'augmenter la sensibilité. Lorsque la valeur de la résistance varie, le pont est déséquilibré ce qui se traduit par une variation du courant. Il est ainsi possible de remonter à la température grâce à l'étape de calibrage du bolomètre en fonction de la température faite au préalable.

1.2.4. Détection à double puits quantiques dans les hétérojonction AlGaAs/GaAs

L'équipe de Serapiglia et Al ont étudié et réalisé un nouveau type de détecteur basé sur l'utilisation de deux puits quantiques dans une double hétérojonction AlGaAs/GaAs. Ces détecteurs appelés TACIT, pour Tunable Antenna Coupled Intersubband THz ont été, théoriquement étudiés comme détecteur quadratique [42] et comme récepteurs hétérodynes

[43]. La théorie prédit pour ces composants une génération de bruit faible, une grande rapidité, une accordabilité et une puissance nécessaire pour l'oscillateur local faible pour des températures accessibles par simple refroidisseurs mécaniques.

Un TACIT est composant à 4 accès. La zone active, délimitée par un méso, est constituée de 2 puits quantiques constitués par les hétérojonctions AlGaAs/GaAs. Grâce au passage d'électrons par effet tunnel entre la barrière séparant les deux gaz d'électrons, les charges peuvent osciller par effet de couplage entre les puits. Le mode collectif est appelé plasmon inter-sous-bande (ISP) et se produit à une fréquence caractéristique F_{is} . Quand un champ électrique oscillant à une fréquence proche de cette résonance est appliqué, celui-ci se couple entre les deux grilles en vis vis-à-vis du composant. Une partie de la puissance est dissipée dans les gaz 2D sous forme de chaleur. Cette puissance chauffe les électrons et cette élévation de température s'accompagne d'une augmentation de la résistance de drain donc une augmentation de la tension de drain si celui-ci est polarisé à courant constant. La Figure 29 illustre le principe de fonctionnement d'un TACIT.

L'onde THz est couplée à la structure grâce aux 2 antennes dipôles. Cette onde se couple aux lignes coplanaires de type CPW (coplanar wave guide) puis sur les grilles. Des filtres passe bas sont réalisés pour empêcher le signal THz de remonter dans la partie polarisation continue. En faisant varier la tension des grilles, on fait varier la densité de porteurs dans le canal et donc la fréquence caractéristique de résonance. La structure est donc accordable en fréquence. Pour plus de détails sur la fabrication et la caractérisation de ce type de composant, nous renvoyons le lecteur aux travaux de Serapiglia et Al [44]

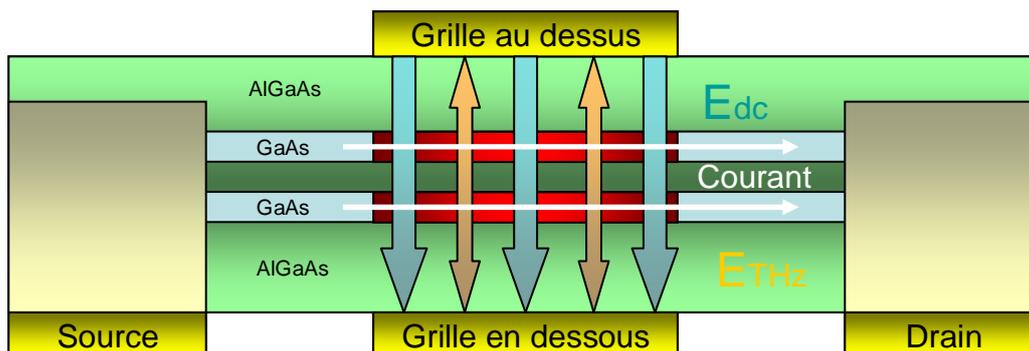


Figure 29 Illustration du principe de fonctionnement d'un TACIT.

1.2.5. Détecteur pyroélectriques

Ces détecteurs fonctionnent aussi par une mesure de leur échauffement suite à l'absorption de radiation, mais cette fois en basant la mesure sur leur caractère ferroélectrique. Pour des températures inférieures à la température de Curie, de tels matériaux présentent une forte polarisation intrinsèque. Celle-ci est perturbée par un échauffement du matériau. Une simple mesure de différence de potentiel permet donc de détecter la présence de radiation électromagnétique sur une très large bande spectrale. Des caméras pyroélectriques sont disponibles pour l'imagerie de sources thermiques et leur emploi s'étend très bien au régime THz.

1.2.6. Détecteurs acousto-optique

Les détecteurs acousto-optique ou plus communément appelés cellule de Golay sont utilisés en spectroscopie infrarouge et THz. Ce détecteur consiste en un petit cylindre métallique fermé d'un côté par un corps noir et un métal flexible de l'autre, constituant le diaphragme. Le cylindre est rempli d'un gaz (Xénon) et reste hermétique. Quand les photons heurtent le corps noir, celui-ci transforme l'énergie du photon en chaleur qui est transmise au gaz. Ce gaz se dilate sous l'effet de la température et provoque ainsi une déformation du diaphragme. Une lumière est focalisée sur le diaphragme de sorte que la lumière réfléchie sur celui-ci est récupérée par une cellule photovoltaïque. Ainsi le déplacement du diaphragme engendre une variation de la réponse de la cellule de Golay. Le principal avantage de ce type de détecteur est qu'il est très large bande. Sa réponse est linéaire sur toute la plage de fonctionnement. Le temps de réponse reste relativement rapide, de l'ordre de 10 ms. Cependant ce type de détecteur reste cher et encombrant (figure 30).

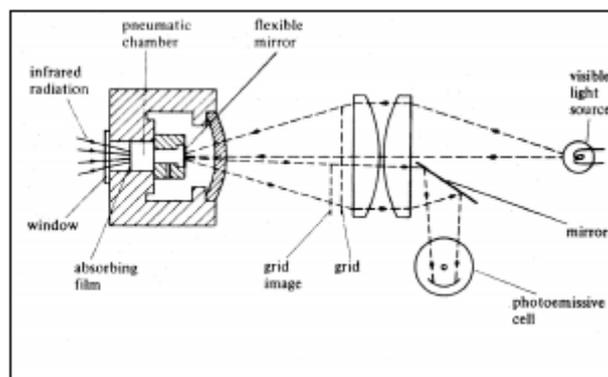


Figure 30 Schéma de fonctionnement d'une cellule de Golay typique

2. Emission THz

2.1. *Emission THz continue*

Cette partie est dédiée à la génération continue d'une onde THz, par opposition à la partie 1.4 qui traite l'émission pulsée. La génération continue d'un signal THz est très importante notamment pour la spectroscopie THz haute résolution, les détecteurs THz et les communication ultra large bande.

2.1.1. Les lasers à semi-conducteurs

Le sujet de cette section est d'actualité car l'enjeu de réaliser des sources miniaturisées au THz fonctionnant à température ambiante devient urgent. C'est pourquoi il y a un nombre très important de propositions de lasers basés sur les semi-conducteurs pour le régime THz. Ces propositions résultent de calculs complexes, cependant les résultats expérimentaux sont peu nombreux. Les lasers THz peuvent être appelés de différentes façons, les masers ou tasers, mais ils ont en communs l'inversion de population entre deux ou plusieurs niveaux d'énergie discrets. Les résultats expérimentaux disponibles montrent que, malgré les efforts qui ont été réalisés depuis plus de vingt ans, les lasers fonctionnent correctement au THz mais à basse température. Cependant il y a quelques résultats importants à retenir.

Le premier laser à base de semi-conducteur fonctionnant au THz fut un cristal de Ge dopé p placé entre deux miroirs [45]. Le champ THz est produit grâce à l'inversion de la population de trous entre les trous légers et les trous lourds induit par les champs électrique et magnétique perpendiculaires. Ces champs accélèrent les trous lourds jusqu'à une énergie proche des phonons optiques et une partie est transformée dans la bande des trous légers où les trous sont accumulés. L'inversion de la population produit un rayonnement THz qui peut être accordé de 1-4 THz en ajustant le champ magnétique. Le laser p-Ge a une faible efficacité et fonctionne entre 4-5K.

Un autre type de structure qui fait l'objet de nombreuses études est le laser a cascade quantique. Ces composants sont réalisés à l'aide d'hétérojonctions qui permettent de créer artificiellement des niveaux intermédiaires d'énergies. L'étude des propriétés des hétérostructures a été dopée par la recherche sur le laser THz. Ce type de laser a été proposé pour la première fois en 1971 [46] comme source dans l'infrarouge lointain. Dans un laser a cascade quantique la lumière produite par la transition d'un porteur entre deux niveaux d'énergie est amplifiée grâce à l'effet tunnel assisté par photon d'un seul type de porteur dans

une séquence de puits quantique couplés (super réseau) qui ont un diagramme des bandes d'énergie en forme marche d'escalier comme il est illustré figure 31. L'implémentation pratique de ce type de laser fut pour la première fois réalisée en 1994 dans les laboratoires de Bell. Ce type de laser est très différent des lasers classiques car c'est un laser unipolaire où seuls les électrons ou les trous interviennent. Il est donc possible d'utiliser les transitions de la même bande, bande de conduction ou de valence. Le caractère discret des niveaux d'énergie, appelés sous-bande, au sein de la même bande est le résultat du confinement des porteurs au niveau de l'hétéro-structure. La fréquence de radiation est ainsi déterminée par la différence d'énergie entre les sous bandes. Les énergies des sous-bandes sont déterminées par l'épaisseur du semi-conducteur qui joue le rôle de puits quantique où se confinent les porteurs impliqués dans l'effet laser. Les transitions radiatives peuvent avoir lieu entre un niveau d'énergie excité et un niveau d'énergie de base dans un même puit quantique ou entre deux puits adjacents. Dans ce cas la transition est appelée oblique. Dans les deux cas le champ appliqué doit aligner le niveau d'énergie bas et haut des transitions de telle sorte que les porteurs puissent passer par effet tunnel entre les puits adjacents.

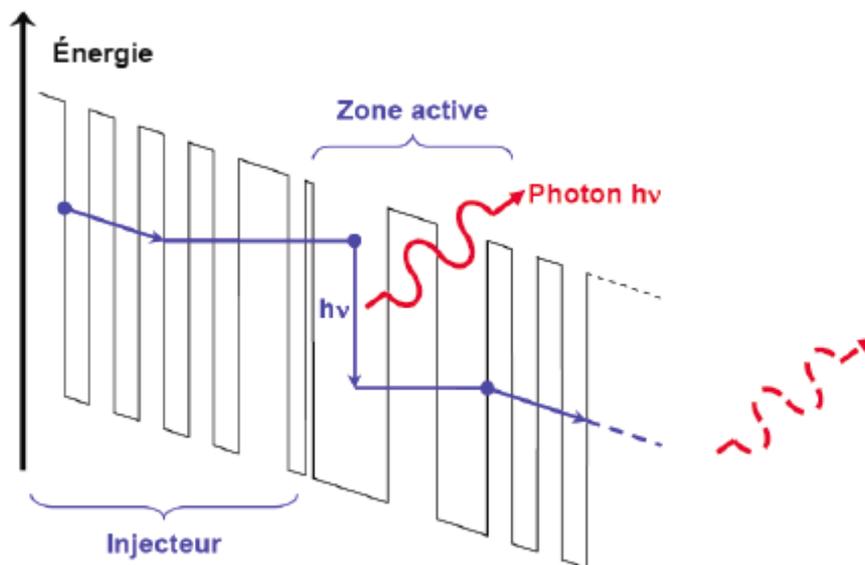


Figure 31 Schéma représentant les niveaux énergétiques de puits quantiques réalisés au moyen d'une hétérostructure de semi-conducteurs. Les électrons sont injectés par la gauche et descendent l'escalier énergétique au moyen de transitions radiatives.

L'inversion de la population (en particulier les électrons) entre les sous-bandes engendrant les transitions radiatives a lieu dans tout les puits quantique de la structure. La population des niveaux hauts augmente par rapport aux niveaux bas grâce à la déplétion rapide par effet

tunnel des électrons vers les niveaux hauts du puit quantique adjacent. C'est pourquoi comme dans une cascade, chaque électron génère idéalement un nombre de photons égal au nombre total de puits quantiques présent dans la structure.

Une revue de l'état de l'art a été réalisée pour les lasers à cascade quantique [47,48] ainsi qu'une analyse détaillée des différents types de laser à cascade quantique et leur modélisation peut être trouvée dans la référence [49].

Les hétérostructures InGaAs/InAlAs/InP et GaAs/AlAs ont été utilisées pour générer l'infrarouge lointain à température ambiante pour une longueur d'onde comprise entre 17-90 μ m. Le premier laser à cascade quantique fonctionnant au THz reporté est très récent [50]. La réalisation d'un laser à cascade quantique au THz rencontre des difficultés ainsi que des limitations dues à la grande longueur d'onde dans cette gamme de fréquence. En effet il est nécessaire de réaliser la croissance de couches épaisses pour les structures. A titre d'exemple pour le laser fonctionnant à 4.4 THz, celui-ci possède 104 périodes, chaque période contenant 7 puits quantiques couplés et chaque puit possède deux barrières AlGaAs/GaAs ce qui fait au total 728 puits quantiques [50] ! Ce laser délivre environ 2 mW à 4.4 THz et fonctionne à une température de 50K. La puissance de sortie chute très rapidement avec l'augmentation de la température et devient pratiquement nulle à température ambiante. Enfin il faut signaler que pour ces types de lasers à cascade quantique sont basés sur les électrons comme porteurs et l'émission des photons se fait parallèlement à la structure. La température de fonctionnement des lasers à cascade quantique peut être augmentée en remplaçant l'InP ou le GaAs dans les hétérostructures par du Silicium. Ainsi un laser fonctionnant au THz basé sur des hétérojonctions Si/SiGe à température ambiante pourrait être envisagé grâce à l'absence de phonons optiques. Un tel laser est aussi unipolaire mais les porteurs mis en jeu sont les trous. La fréquence de fonctionnement est déterminée par l'énergie entre les sous-bandes et les photons sont émis perpendiculairement à la structure, on parle alors de laser VCSEL.

Enfin des masers fonctionnant au THz basés sur le temps de transit des phonons dans le GaN en volume a été proposé [51]. Les calculs ont montré que ces masers pouvaient fonctionner à 30K.

2.1.2. Laser CO₂

Traditionnellement les laser à gaz génèrent une onde continue dans la bande de fréquence 0.9-3 THz pour une puissance de sortie comprise entre 1-30mW. Un laser à gaz consiste en un laser à CO₂ qui pompe une cavité généralement remplie de gaz comme le CH₄, N₂ qui

détermine la fréquence de fonctionnement du laser. Les sources laser à gaz ne possèdent aucune accordabilité et sont vraiment encombrantes puisque les dimensions peuvent atteindre 2.5m. Cependant une miniaturisation de ce type de laser a pu être réalisée récemment et délivrant 30mW à 2.5THz. Ses dimensions sont de 75x30x10cm³ pour un poids de 20 Kg [52].

2.1.3. Les générateurs à tubes

Générer une onde électromagnétique THz à l'aide d'oscillateur à base de système à tube sous vide de type klystron ou carinotron n'est pas impossible techniquement. Cependant la limitation principale aujourd'hui dans leur montée en fréquence est la limitation en matière de miniaturisation. Les progrès en matière de micro-usinage laisse penser que des projets pourraient voir le jour dans le but de développer des nano-klystron pour générer un signal THz. Le principe de fonctionnement est présenté au paragraphe 1.1.11.4.

2.1.4. Photo-mélange continu à base de photoconducteurs

2.1.4.1. Photo-mélange par création d'un plasma en volume dans un matériau semi-conducteur

Le matériau souvent utilisé pour ce genre de technique est le GaAs cru à basse température. Celui présente l'avantage d'avoir une courte durée de vie des porteurs du fait de la présence de nombreux pièges dus aux conditions de croissance ainsi qu'une tension de claquage élevée et une mobilité suffisamment importante. Le photomélange consiste à utiliser deux lasers continus, l'un d'eux étant accordable. En focalisant ces deux lasers sur un barreau de GaAs à des longueurs d'ondes correspondant à des énergies supérieures au gap du matériau, on crée des paires électrons-trous. Un photo-courant est ainsi induit, battant à une fréquence égale à la différence de fréquence entre les deux lasers, du à la non linéarité intrinsèque du plasma créé. Quand cette différence de fréquence atteint le THz le photocourant se propage le long d'une ligne de transmission ou rayonne dans l'espace libre grâce à une antenne. Il y a deux types de photo-mélangeurs, discret et distribué. Les photo-mélangeurs discrets peuvent être à gap micrométrique ou les structures MSM interdigitées avec une tension de polarisation élevée entre les électrodes et éclairés par les deux lasers. Les photo-mélangeurs agissent alors comme une source de courant discrète et alimente une antenne au THz. Les photo-mélangeurs distribués sont basés sur le même principe mais le champ crée par le laser se propage le long de la structure du mélangeur et n'est pas localisé en un point

Il existe différentes configurations de photo-mélangeurs discrets associés à un grand nombre de géométries différentes d'antennes. Pour des raisons de synthèse nous n'allons en présenter qu'une liste non exhaustive dans ce chapitre. Un photo-mélangeur peut être modélisé comme un photoconducteur avec une conductance $G(t)$ variable dans le temps. Cette photoconductance est en parallèle avec une capacité C , qui dépend de la géométrie du photoconducteur. Le circuit équivalent est dessiné figure 32 où $Z_A = R_A + iX_A$ est l'impédance de l'antenne permettant de rayonner.

Si on considère que la puissance optique incidente qui illumine le semi-conducteur est de la forme :

$$P_i(t) = P_1 + P_2 + (P_1 P_2)^{1/2} \left\{ \cos \left[2\pi (f_2 - f_1) t + \cos \left[2\pi (f_2 + f_1) \right] t \right] \right\} \quad (8)$$

Où P_1 et P_2 sont les puissance optiques des deux lasers et f_1 et f_2 leurs fréquences de fonctionnement respectives. L'énergie des photons des deux laser hf_1 et hf_2 doivent être plus élevée que le gap du semi-conducteur à savoir 1.4eV pour le GaAs BT. La fréquence qui module la photo-conductance est $|f_1 - f_2| = f_{THz}$ et car le terme dans l'équation (8) contenant la somme des fréquences varie en un temps plus court que la durée de vie des porteurs générés τ . La variation temporelle de la conductance est donnée par [9] :

$$G(t) = G_0 \left\{ 1 + \beta \sin(\omega_{THz} t) \left[1 + (\omega_{THz} \tau)^2 \right] \right\}^{-1/2} \quad (9)$$

G_0 et β dépendent de la puissance optique incidente $P_0 = P_1 + P_2$ et de la géométrie des électrodes. La chute de tension V au niveau de la photo-conductance est décrite à l'aide du schéma équivalent par l'équation :

$$C \frac{dV}{dt} = \frac{(V_b - V)}{Z} - G(t)V \quad (10)$$

Où V_b représente la tension seuil pour permettre l'établissement du courant photo-induit et Z l'impédance de l'antenne.

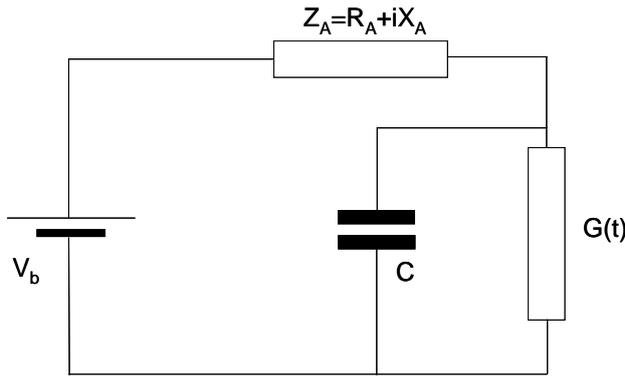


Figure 32 Schéma équivalent du photo-mélangeur

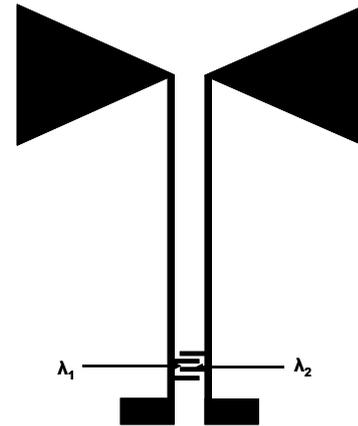


Figure 33 Peigne MSM avec ligne de propagation terminée par une antenne large bande "Bow Tie"

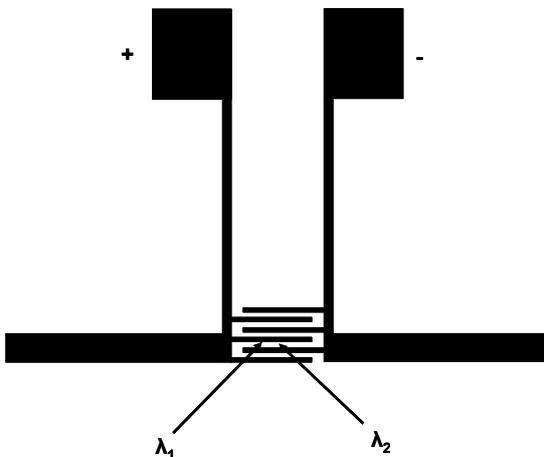


Figure 34 Peigne MSM intégré avec une antenne dipôle résonnant

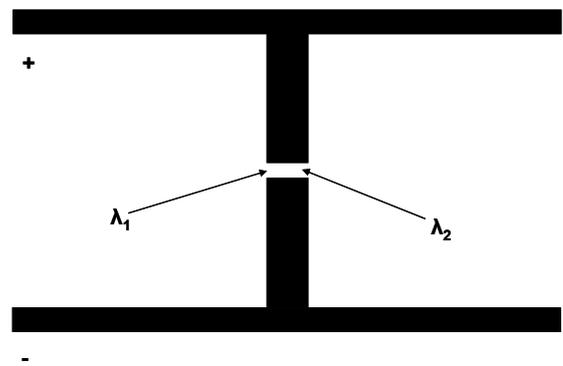


Figure 35 Antenne dipôle en H. La coupure au milieu permet de générer le photo-courant après focalisation des lasers

En résolvant l'équation (10) en considérant V sinusoïdal, $P_1=P_2=P_0/2$ et que l'antenne possède une impédance purement résistive ($Z_A=R_A$) on obtient la puissance rayonnée au THz

$$P_{THz} = \frac{(G_0 V_b)^2 R_A}{2 \left[1 + (\omega_{THz} \tau)^2 \right] \left[1 + (\omega_{THz} R_A C)^2 \right]} \quad (11)$$

L'équation (11) permet de déterminer la puissance maximale qu'on peut atteindre dans le cas idéal d'un photo-mélangeur. Celle-ci montre que pour avoir une puissance rayonnée la plus élevée possible il faut avoir une durée de vie des porteurs la plus courte possible, d'où l'intérêt d'utiliser du GaAs BT, ainsi qu'une faible valeur de capacité. Il faut donc pour limiter cette capacitance avoir des électrodes les plus petites possibles. L'équation (11) suggère aussi d'avoir une résistance de l'antenne R_A élevée pour avoir une puissance rayonnée importante au THz. c'est pourquoi les photo-mélangeurs utilisent le plus souvent des antennes dipôles, antennes à double dipôles ou encore des antennes à double fentes ou même des papillons

(Bow tie) qui présentent une résistance de rayonnement d'environ 300 Ohms quand la structure est correctement polarisée et que la fréquence est proche de la fréquence de résonance [53,54,55]. La puissance THz rayonnée peut aussi être écrite comme :

$$P_{THz} = \frac{R_A \eta^2 \lambda_1 \lambda_2 \left(\frac{e}{hc}\right)^2 P_1 P_2}{2 \left[1 + (\omega_{THz} \tau)^2\right] \left[1 + (1 + \omega_{THz} R_A C)^2\right]} \quad (12)$$

Où η est l'efficacité quantique externe. L'expression (12) montre qu'on peut augmenter la puissance THz en augmentant la puissance des lasers. Cependant il a été observé que lorsque qu'on atteint des puissances laser de l'ordre de 10mW les photo-mélangeurs sont détruits par les phénomènes thermiques [56]. Malgré tous les efforts qui ont été réalisés, la puissance fournie par les photo-mélangeurs au THz reste faible, environ 1 μ W à 1THz et 0.2 μ W à 2THz. Ceci s'explique par le fait que l'efficacité externe quantique est faible, ce qui veut dire que tous les photons incidents ne créent pas de paire électron trou. Des travaux on pu montrer que l'efficacité est de l'ordre de 0.008% [57].

2.1.4.2. Photomélangement à l'aide de photodiodes

Les technologies basées sur la photonique sont très prometteuses pour la génération d'onde THz. De plus celles-ci permettent d'atteindre des bandes passantes très élevées tout en générant des puissances relativement élevées. Le photomélangement peut être créé par le battement de deux lasers à l'aide d'un élément non linéaire (1.1.5). Cet élément non linéaire peut être réalisé par formation d'un plasma dans un matériau comme il a été expliqué dans le paragraphe précédent. Cependant l'élément non linéaire peut aussi être réalisé par l'emploi de photodiode de type PIN fonctionnant à des longueurs d'ondes compatibles avec les longueurs d'ondes utilisées dans les télécommunications ce qui les rend intéressant pour leur faible coût. La génération photo induite à l'aide de photodiodes PIN a été reportée jusqu'à 1 THz [58].

Cependant l'utilisation des photodiodes PIN nécessite un compromis entre la puissance de sortie et la bande passante [20]. De ce fait la puissance obtenue à 1 THz est souvent limitée à quelques nW [58], ce qui reste faible pour les applications expérimentales. Néanmoins il est possible d'augmenter la puissance de sortie en utilisant des photodiodes à transport de charge unipolaire de type UTC-PD (Uni-Travelling-Carrier PhotoDiode). En effet contrairement à une diode PIN qui fait intervenir le transport et la recombinaison des électrons et des trous photo-générés, les UTC-PD ne mettent en jeu uniquement le transport d'électrons qui possèdent une mobilité bien plus grande que les trous. Ainsi les UTC-PD permettent d'obtenir simultanément une bande passante élevée tout en maintenant une puissance de sortie

acceptable. A titre d'exemple une bande passante à 1.04 THz a été reportée pour une puissance de $10.9 \mu\text{W}$ [59]. L'intégration monolithique des UTC-PD avec antenne intégrée est possible [59,60]. Elle permet d'atteindre le régime THz en éliminant les pertes par réflexion dans les lignes de transmission.

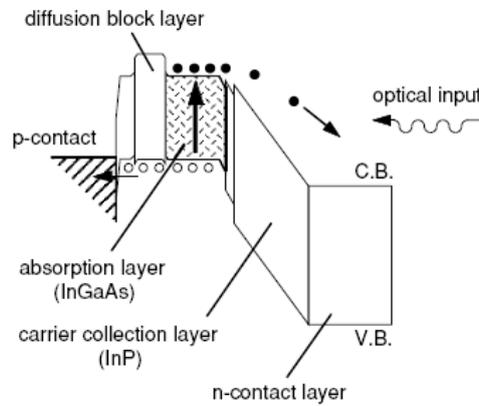


Figure 36 Diagramme de bande d'une UTC-PD

Le diagramme de bande d'une UTC-PD est illustré figure 36. La zone active consiste en une couche fine de semi-conducteur neutre à faible gap (InGaAs) et une couche à plus grand gap non dopée ou faiblement dopée n jouant le rôle de collecteur d'électrons (InP). Quand un signal optique arrive sur le composant, des porteurs minoritaires photo-générés (des électrons) dans l'InGaAs passent dans la bande de conduction puis diffusent et/ou dérivent dans la zone déplétée collectrice (InP). Ainsi les UTC-PD sont gouvernées uniquement par le transport des électrons, ce qui fait la différence essentielle avec les diodes PIN. La figure 37 montre une diode montée directement sur antenne de type log-périodique très large bande en technologie monolithique. La Figure 38 montre l'intégration quasi optique d'une diode UTC-PD. Celle-ci est placée derrière une lentille en silicium qui permet de focaliser le signal, provenant de la source à détecter, sur la diode afin d'augmenter la sensibilité du détecteur.

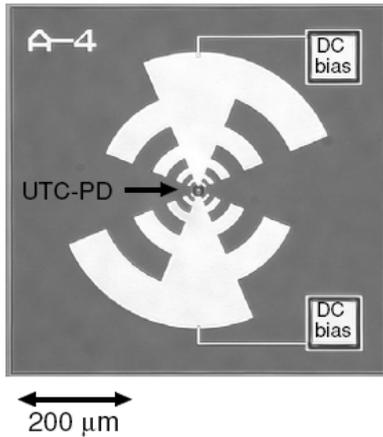


Figure 37 UTC-PD fabriquée en technologie monolithique intégrant une antenne log-périodique [21]

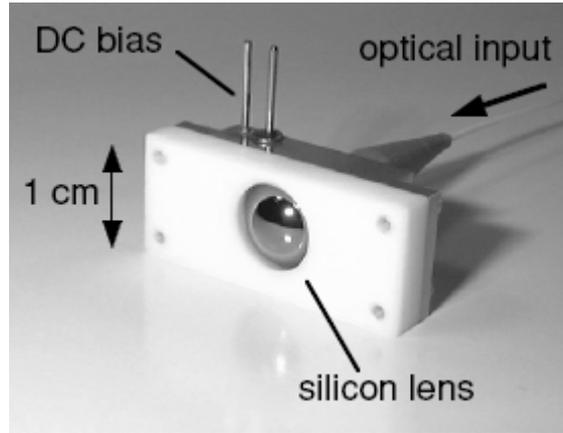


Figure 38 Exemple d'intégration d'une UTC-PD avec un système quasi optique

2.2. Emission THz pulsée

2.2.1 La rectification optique

La rectification optique est une technique utilisant un cristal non linéaire « rectifiant » le champ électrique oscillant rapidement d'un laser pulsé afin de générer une polarisation quasi-statique $P(t)$ (statique par rapport à l'onde électromagnétique mais variante dans le temps par rapport à la génération du pulse laser) qui suit l'enveloppe des impulsions. Si l'enveloppe des impulsions laser est une gaussienne dans le temps, la polarisation le sera aussi. Une telle polarisation optique dépendante du temps rayonnera un champ électromagnétique transitoire

en champ lointain et s'écrira $E(t) \propto \frac{\delta^2 P}{\delta t^2}$. Les premiers travaux expérimentaux sur la

rectification furent menés par Yang et al [23] sur un cristal non linéaire en LiNbO_3 . Plus tard d'autres équipes firent de la rectification sur d'autres matériaux comme le LiTaO_3 [61,62,63], GaAs [64,65], GaSe [66,67] en utilisant des laser pulsés femtoseconde pour augmenter la bande passante THz [68]. A notre connaissance aucune expérimentation sur la rectification à l'aide de GaN n'a été réalisée. La difficulté réside dans le fait de se procurer sur GaN en volume (il faut un cristal de quelques centaines de μm d'épaisseur).

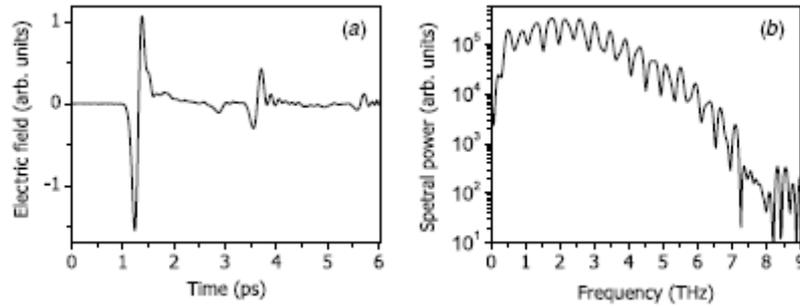


Figure 39 A gauche le champ électrique généré dans du GaAs semi-isolant, utilisant une structure en réflexion. A droite le spectre de puissance THz obtenu.

Cependant la rectification optique chute rapidement lorsque des impulsions THz de plus forte puissance sont requises. Pour cela les commutateurs photo-conductifs sont plus adaptés.

2.2.2. Les commutateurs photo-conductifs

Les commutateurs photo-conductifs sont réalisés de la même manière qu'un photo-mélangeur. Une tension de polarisation est appliquée entre deux électrodes et la région inter-électrodes est soumise à un pulse laser femtoseconde. Si la longueur d'onde de l'impulsion laser correspond à une énergie supérieure au gap du matériau, des paires électrons-trous sont créés dans le semi-conducteur qui se mettent en mouvement sous l'effet du champ électrique. Un courant d'intensité croissante transitoire très rapide dans le temps est ainsi créé. Ce courant génère un champ électromagnétique transitoire selon $E(t) \propto \frac{\delta J}{\delta t}$ contenant la composante THz. une antenne est souvent employée pour améliorer le rayonnement en champ lointain ainsi que des systèmes quasi-optiques peuvent être mis en place pour focaliser le signal généré. Van Exter et Grischkowsky reportent la génération de 38nW au THz en utilisant une antenne photoconductrice [69]. Andrews et al reportent une émission de 30 μ W au THz sur du GaAs semi-isolant [70]. La difficulté principale hormis la mise en œuvre expérimentale de ce type de dispositif consiste à avoir des matériaux possédant une mobilité des porteurs relativement élevée pour permettre une forte augmentation du courant dans le temps tout en ayant une durée de vie des porteurs faible pour éviter les problèmes thermiques qui pourraient détruire le matériau. C'est deux paramètres sont antagonistes, un compromis doit être réalisé. Le GaAs cru à basse température demeure un bon candidat pour ce type d'application. A notre connaissance aucunes expérimentations n'ont été réalisées sur GaN.

3. Conclusion

En conclusion de chapitre, nous avons essayé de dresser l'éventail des techniques employées pour détecter et émettre le rayonnement THz. Dans cette approche, la détection cohérente à, dans un premier temps été évoquée. Celle-ci permet de développer des détecteurs très sensibles et permet de détecter le signal en amplitude et en phase. De plus la détection cohérente permet d'accorder en fréquence le signal THz détecté dans la limite de fonctionnement des mélangeurs. Cet aspect demeure très intéressant pour les applications dédiées à la spectrométrie THz ou les futures systèmes conçus pour les télécommunications. Néanmoins ce type de détection reste très complexe à mettre en œuvre et de ce fait sont très onéreuses. Celles-ci sont souvent dédiées aux applications spatiales destinées à la radioastronomie.

La détection non cohérente a ensuite été abordée. De nos jours la plupart des systèmes de détection THz non cohérent sont réalisés à l'aide de bolomètres. Les progrès en matières de procédé de fabrication lithographique ont permis l'élaboration de bolomètres à sensibilité jamais atteinte jusqu'à présent. Un bolomètre est souvent associé à une antenne large bande ou un dispositif quasi optique afin de permettre l'intégration du signal sur une très large bande de fréquence et ainsi augmenter la sensibilité. En revanche, la détection directe ne permet pas d'accorder en fréquence le signal détecté contrairement à la détection cohérente. Enfin la détection non cohérente est plus simple à mettre en œuvre car elle ne nécessite pas de mélangeur et d'oscillateur local.

La deuxième partie de ce chapitre a présenté les différentes méthodes existantes pour émettre un rayonnement THz. Deux types d'émission ont ainsi été présentées ; l'émission continue et pulsée. Les premières sources continues de rayonnement THz ont été les lasers à CO₂. Ce type de laser reste très encombrant et ne permet pas d'être intégré dans les dispositifs embarqués. Depuis un certain nombre d'années se sont développés les lasers à semi-conducteur capables d'émettre un rayonnement THz, il s'agit des lasers à cascade quantique. A l'origine ce type de laser fonctionnait à température cryogénique mais les progrès ont permis d'augmenter la température de fonctionnement. A ce jour les lasers à cascades quantiques sont très prometteurs pour la conception de sources THz continue compactes fonctionnant à températures non cryogéniques.

Enfin l'émission THz pulsée est réalisée en focalisant le plus souvent un faisceau laser à impulsion ultra courte sur un matériau sur lequel un photo commutateur associé à une antenne

a été fabriqué. La fréquence du laser doit correspondre à une énergie supérieure au gap du matériau de manière à libérer des porteurs au niveau du photo-commutateur. Généralement les laser employés sont à impulsion ultra courte (~ 100 fs) ce qui permet de générer des impulsions de courant photo induit de très courte durée, possédant des composantes spectrales dans les gammes de fréquence THz. Cependant la génération THz pulsée reste très délicate à mettre en œuvre, nécessite du matériel onéreux et n'est pas compatible avec les systèmes embarqués.

Cette étude tente de montrer l'étendue des différentes techniques pour émettre et détecter le rayonnement THz. Cependant malgré les progrès réalisés, il reste toujours difficile de développer des sources et détecteurs compacts, accordable en fréquence et fonctionnant à température ambiante. C'est en 1993 que M. Dyakonov et M. Shur eurent l'idée d'utiliser les transistors destinés aux applications hyperfréquence à des fréquences supérieures à leur fréquence de coupure pour réaliser des détecteurs voir des émetteurs accordables en fréquence fonctionnant au régime THz. Le principe repose sur l'existence des ondes de plasma dans le canal des transistors à hétérojonction et fait l'objet du chapitre suivant.

Références bibliographiques

- [1] Onur Esame, Yasar Gurbuz, Ibrahim Tekin, Ayhan Bozkurt. “Performance comparison of state-of-the-art heterojunction bipolar devices (HBT) based on AlGaAs/GaAs, Si/SiGe and InGaAs/InP”. *Microelectronics Journal* 35 901–908, 2004.
- [2] Moumita Mukherjee, Nilraton Mazumder¹, Sitesh Kumar Roy and Kushalendu Goswami. “GaN IMPATT diode: a photo-sensitive high power terahertz source”. *Semicond. Sci. Technol.* 22 1258–1267, 2007.
- [3] Chien-Chung Chen; Main R. K. ; Haddad G. I. “High-power generation in IMPATT devices in the 100-200-GHz range”. *I.E.E.E. transactions on electron devices.* vol. 38, no8, pp. 1701-1705, 1991.
- [4] Hartnagel, Hans L. “Millimeter-Wave and Terahertz Devices Based on MEMS Concepts. In: Gallium Arsenide applications” symposium. GAAS 2002, 23-27 september 2002, Milano
- [5] Imran Mehdi¹, Erich Schlecht, Goutam Chattopadhyay, and Peter H. Siegel. “THz LOCAL OSCILLATOR SOURCES”. Presented at the Far-IR, Sub-mm & mm Detector Technology Workshop, Monterey, CA, 2002
- [6] P. H. Siegel, I. Mehdi, R. J. Dengler, T.H. Lee, D.A. Humphrey, A. Pease. “A 640 GHz Planar-diode Fundamental Mixer/Receiver”
- [7] Steven S. Gearhart, Student Member, Jeffrey Hesler, William L. Bishop, Thomas W. Crowe, and Gabriel M. Rebeiz. “A Wide-Band 760-GHz Planar Integrated Schottky Receiver”. *IEEE Microwave. Guided Wave Let.*, Vol. 3, No. 7, 1993
- [8] Thomas W. Crowe, William C.B. Peatman, Perry A.D. Wood and Xiaolei Liu. “GaAs Schottky barrier diodes for THz applications”. *IEEE MTT-S Digest*, 1992.
- [9] Stefano Barbieri, Jesse Alton. “Imaging with THz quantum cascade lasers using a Schottky diode mixer”. *Opt. Exp.* Vol. 13, No. 17 /6497, 2005.
- [10] B.D. Josephson, *Phys. Lett.*, 1, 251, 1962.
- [11] Y Uzawa, AKawakami, A Saito, M Takeda and Z Wang.” A submillimetre-wave SIS mixer using NbN/MgO/NbN trilayers grown epitaxially on an MgO substrate”. *Supercond. Sci. Technol.* 15 (2002) 1760–1765
- [12] M. Bin,a) M. C. Gaidis, J. Zmuidzinas, and T. G. Phillips, H. G. LeDuc. “Low-noise 1 THz niobium superconducting tunnel junction mixer with a normal metal tuning circuit”. *Appl. Phys. Lett.* 68 (12), 1996
- [13] Goutam Chattopadhyay, David Miller, and Jonas Zmuidzinas. “A 550-GHz dual polarized quasi-optical SIS mixer”. Tenth international symposium on space terahertz technology, march 16-18, 1999.
- [14] S.V. Shitov , B.D. Jackson, A.M. Baryshev, A.V. Markov, N.N. Iosad, J.-R. Gao, T.M. Klapwijk. “A low-noise double-dipole antenna SIS mixer at 1 THz”. *Physica C* 372–376 (2002) 374–377
- [15] J. Huang, J. Li, SP. Huang, J. Xu , Sheng-Cai Shi, and Ming-Jye Wang. “Performance of a 500 GHz SIS mixer with a distributed Junction array”. *IEEE APMC2005 Proceedings*.
- [16] B. D. Jackson, A. M. Baryshev, G. de Lange, and J.-R. Gao, S. V. Shitov, N. N. Iosad and T. M. Klapwijk. “Low-noise 1 THz superconductor–insulator–superconductor mixer incorporating a NbTiN/SiO₂/Al tuning circuit”. *App. Phys. Let.* Vol 79, No 3, 2001.

- [17] A. Karpov, D. Miller, F. Rice, J. A. Stern, B. Bumble, H. G. LeDuc, and J. Zmuidzinis. “Low Noise 1 THz–1.4 THz Mixers Using Nb/Al-AlN/NbTiN SIS Junctions”. *IEEE Trans. App. Superconductivity*, Vol. 17, No. 2, 2007.
- [18] Y Uzawa, AKawakami, A Saito, M Takeda and Z Wang.” A submillimetre-wave SIS mixer using NbN/MgO/NbN trilayers grown epitaxially on an MgO substrate”. *Supercond. Sci. Technol.* 15 (2002) 1760–1765.
- [19] E. M. Gershenzen G.N Goltsman IGG: *Sov Phys Semicond* 1990, 3(1582).
- [20] Prober DE: *Appl Phys Lett* 1993, 62(2119).
- [21] J.J.A. Baselmans JMH, R.Gao: *Appl Phys Lett* 2004, 84(1958).
- [22] A.D. Semenov H-WH, J. Schubert: *J Appl Phys* 2000, 88(6758).
- [23] J.J.A. Baselmans AB, S.F. Reker, M. Hajenius, T.M. Klapwijk, Yu Vachtomin, S. Maslennikov: Direct detection effect in small volume hoy electron bolometer mixers. *Appl Phys Lett* 2005, 86(163503).
- [24] E.L. Kollberg and A. Rydberg. « Quantum-barrier-varactor diode for high efficiency millimeter-wave multipliers ». *IEEE Electronic Letters*, Vol.25, pp 1696-1697, 1989.
- [25] « Heterostructure Barrier Varactors for High Efficiency Frequency Multipliers », L. Dillner, PhD report, Chalmers Univ.Technol., Göteborg, Sweden, 2000
- [26] « Monolithic Integrated Circuits Incorporating InP-based Heterostructure Barrier Varactors » T. David, S. Arscott, J.M. Munier, T. Akalin, P. Mounaix, G. Beaudin, D. Lippens, *IEEE Microwave and wireless components letters*, 2002
- [27] « Progress in HBV frequency multipliers », J. Stake, M. Ingvarson, L. Dillner, E. Kollberg, *IEEE 8th Int.Conf.on THz Electronics Proceedings*, Mu 141-144, Darmstadt Univ.Technol., 28-29 septembre 2000
- [28] « Planar HBV triplers and quintuplers for millimeter wavelengths » , A.O. Olsen, S. Kazemi, M. Ingvarson, E. Kollberg, J. Stake, *Proceedings of the 3rd ESA Workshop on Millimeter Wave Technology and Applications* , pp157-162, MilliLab, Espoo, Finlande, 21-23 mai 2003.
- [29] Javier Mateos, Beatriz G. Vasallo, Daniel Pardo, Tomás González, Emmanuelle Pichonat, Jean-Sébastien Galloo, Sylvain Bollaert, Yannick Roelens, and Alain Cappy. “Nonlinear Effects in T-Branch Junctions”. *IEEE Elec. Dev. Lett.*, Vol. 25, No.5, 2004.
- [30] Thèse soutenue par Jean-Sébastien Galloo à l’université de Lille 1. « Composants nanométriques balistiques de type GaInAs/AlInAs/InP pour applications Terahertz », 2005.
- [31] H. Eisele, A.R., G.I. Haddad, *IEEE Trans. Mw and Techniques*, 2000. 48: p. 626–630.
- [32] Dae-Hyun Kim and Jesús A. del Alamo. “30-nm InAs Pseudomorphic HEMTs on an InP Substrate With a Current-Gain Cutoff Frequency of 628 GHz”. *IEEE Elec. Dev. Lett.*, Vol. 29, No. 8, 2008.
- [33] Lorene Samoska, William R. Deal, Goutam Chattopadhyay, David Pukala, Andy Fung, Todd Gaier, Mary Soria, Vesna Radisic, Xiaobing Mei, and Richard Lai. “A Submillimeter-Wave HEMT Amplifier Module With Integrated Waveguide Transitions Operating Above 300 GHz”. *IEEE Trans. Micro. Theory Tech.*, Vol. 56, No. 6, JUNE 2008.
- [34] R.C.Jones, The general Theory of Bolometer Performance, *J.Opt.Soc.Am.*, Vol 43, N°1, 1953
- [35] J.C.Mather, Bolometer Noise : non-equilibrium theory, *Appl.Opt.*, Vol 21, N°6, 1982

- [36] J.C.Mather, Bolometers : ultimate sensitivity, optimization, and amplifier coupling, *Appl.Opt.*, Vol 23, N°4, 1984
- [37] J.J.Bock, D.Chen, P.D.Mauskopf, A.E.Lange, A Novel Bolometer For Infrared and Millimeter-Wave Astrophysics, *Space Science Reviews* 74 :229-235, 1995
- [38] P.D.Mauskopf, J.J.Bock, H.Del castillo, W.L. Holzapfel, A.E. Lange, Composite infrared bolometers with Si₃N₄ micromesh absorbers, *Appl.Opt.*, Vol 36, N°4 (1997).
- [39] D.B.Rutledge, *Integrated-Circuit antennas, Infrared and Millimeter Wave*, Vol.10, (1983) ISBN 0-12-147710-X.
- [40] D.P.Osterman et al, Antenna-coupled bolometer with a micromachined-beam thermal link, *APL* 71 (16), (1997)
- [41] J.Mees et al, New designs for antenna-coupled superconducting bolometers, *APL* 59 (18) (1991)
- [42] C. L. Cates, G. Briceno, M. S. Sherwin, K. D. Maranowski, K. Campman, and A. C. Gossard, *Physica E* 2, 463-7 (1998).
- [43] M. S. Sherwin, C. Cates, G. B. Serapiglia, Y. Dora, J. B. Williams, K. Maranowski, A. C. Gossard, and W. R. McGrath, in *Proceedings of Far-IR, Submm and mm Detector Technology Workshop (Monterey, CA, 2002)*.
- [44] G. B. Serapiglia, M. S. Sherwin, M. Hanson, M. F. Doty, P. Focardi, W. R. McGrath and A. C. Gossard. "Ultrafast Tunable Antenna-Coupled Quantum-Well THz Detectors Operating Above 100K". *IEEE, Sources, Detectors and Receivers Semiconductor, Superconductor and Other*, 2005.
- [45] J.N. Hovenier, M.C.D., T.O. Klaassen, W.T. Wenckebach, A.V. Muravjov, S.V. Pavlov, V.N. Shastin, *IEEE Trans. Mw. Th. Tech.*, 2000. 48: p. 670–676
- [46] R. Kazarionov, R.A.S., *Soviet Physics Semiconductors*, 1971. 5: p. 707–709.
- [47] F. Capasso, R.P., R. Martini, R. Colombelli, C. Gmachl, T.L. Myers, M.S. Taubman, R.M. Williams, C.G. Bethea, K. Unterrainer, H.Y. Hwang, D.L. Sivco, A.Y. Cho, A.M. Sergent
- [48] J. Faist, D.H., M. Beck, T. Aellen, M. Rochat, S. Blaser, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2002. 38: p. 533–546.
- [49] D. Dragoman, M.D., *Advanced Optoelectronic Devices*, 1999. Springer, Berlin.
- [50] R. K. ohler, A.T., F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A. Gilles Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi, *Nature*, 2002. 417: p. 156–159.
- [51] S. Starikov, P.S., V. Gruzinskis, L. Reggiani, L. Varani, J.C. Vassiere, J.H. Zhao, *Transactions on IEEE Electron Devices*, 2001: p. 438–443.
- [52] E.R. Brown, F.W.S., K.A. McIntosh, *J. App. Phys.*, 1993. 73: p. 1480–1484.
- [53] K.A. McIntosh, E.R.B., K.B. Nichols, O.B. McMahon, W.F. DiNatale, *App. Phys. Lett.*, 1996. 69: p. 3632–3634.
- [54] S. Matsuura, M.T., K. Sakai, *App. Phys. Lett.*, 1997. 70: p. 559–561.
- [55] S.M. Duffy, S.V., K.A. McIntosh, A. Jackson, A.C. Gossard, S. Matsuura, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2001. 49: p. 1032–1038.
- [56] S. Verghese, K.A.M., E.R. Brown, *App. Phys. Lett.*, 1997: p. 2743–2745.
- [57] Brown, E.R., *App. Phys. Lett.*, 1999. 75: p. 769–771.

- [58] Stohr A, Malcoci A, Sauerwald A, Mayorga I C, Gusten R and Jager D 2003 IEEE J. Lightwave Technol. 21 3062–70.
- [59] Hiroshi Ito, Fumito Nakajima, Tomo Fumi Furuta, Tadao Ishibashi. “Continuous THz wave generation using antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiode”. Semicond. Sci. Techno, 20, p191-198, 2005.
- [60] Stöhr A, Heinzlmann R, Hagedorn K, Gusten R, Schäfer F, Stüer H, Siebe F, van der al P, Krozer V, Feiginov M and Jäger D 2001 Electron. Lett. 37 1347–8.
- [61] Auston D H, Cheung K P, Valdmanis J A and Kleinman D A 1984 Phys. Rev. Lett. 53 1555.
- [62] Nuss M C, Auston D H and Capasso F 1987 Phys. Rev. Lett. 58 2355
- [63] Xu L, Zhang X-C and Auston D H 1992 Appl. Phys. Lett. 61 1784
- [64] Zhang X-C, Jin Y and Ma X F 1992 Appl. Phys. Lett. 61 2764
- [65] Zhang X-C, Yin Y, Yang K and Schowalter L J 1992 Phys. Rev. Lett. 69 2303.
- [66] Kaindl R A, Smith D C, Joschko M, Hasselbeck M P, Woerner M and Elsaesser T 1998 Opt. Lett. 23 861
- [67] Huber R, Brodschelm A, Tauser F and Leitenstorfer A 2000 Appl. Phys. Lett. 76 3191
- [68] Bonvalet A, Joffre M, Martin J L and Migus A 1995 Opt. Lett. 67 2907
- [69] Van Exter M and Grischkowsky D R 1990 IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 38 1684
- [70] Andrews S R, Armitage A, Huggard P G and Hussain A 2002 Phys. Med. Biol. 47 3705

Chapitre 2

Etude de la détection et la génération d'onde électromagnétique THz à l'aide des ondes de plasma dans les hétérojonctions AlGa_N/Ga_N.

Table des matières

1. Introduction	53
2. Généralités sur les plasmas.....	54
2.1. Définition et nature essentielle d'un plasma	54
2.2. Un plasma est un milieu à comportement collectif.....	55
2.3. Un plasma est un milieu macroscopiquement neutre	56
2.4. Un plasma est naturellement instable.....	56
2.5. Détermination des fréquences de résonance plasma.....	57
2.5.1. Cas d'un gaz d'électrons 3D	57
2.5.2. Cas d'un gaz d'électrons 2D confiné dans un puit quantique recouvert par une grille métallique.....	59
2.5.3. Cas d'un gaz d'électrons 2D confiné dans un puit quantique sans grille métallique	60
3. Les oscillations de plasma dans les transistors HEMT pour le THz	61
3.1. Généralités sur la théorie Dyakonov-Shur.....	61
3.1.1. Mise en évidence des ondes plasma se propageant dans un puit quantique recouvert par un métal.....	62
3.1.2. Mise en évidence de l'amplification des ondes plasma d'après la théorie Dyakonov-Shur	66
3.2. Principe de la détection et de l'émission au THz d'après la théorie Dyakonov-Shur: 68	
3.2.1. Détermination de la longueur critique de la grille du transistor.....	68
3.2.2. La détection résonante.....	73
3.2.3. La détection non résonante.....	77
3.2.4. La détection homodyne dans les transistors	79
3.2.5. L'émission THz à onde plasma	81
3.3. Les approches expérimentales relatives à la détection et l'émission THz à l'aide des ondes plasma	83
3.3.1. Maîtriser les conditions aux limites	83
3.3.2. Les oscillations à basse fréquence.....	84
3.3.3. Couplage entre l'onde électromagnétique et l'onde plasma	88
4. Les résultats expérimentaux.....	89

4.1. Réalisations technologiques	89
4.2. Mise en œuvre expérimentale.....	92
4.3. Détection THz mesurée sur des composants HEMT AlGaIn/GaN	93
5. Conclusion	94

1. Introduction

Lors de nos travaux nous nous sommes intéressé aux oscillations plasma dans les hétérojonctions dans le but de réaliser des détecteurs voir des émetteurs fonctionnant dans la gamme de fréquence THz. Nos travaux se sont donc basés dans un premier temps sur la théorie Dyakonov-Shur [4].

Ce chapitre s'articule en deux parties. La première a pour but de définir les notions basiques des plasmas ainsi que leur propriétés afin de situer le lecteur dans le contexte de notre étude. La deuxième partie présente la théorie Dyakonov-Shur qui est à l'origine de l'utilisation de transistors HEMT pour réaliser des détecteurs au THz ainsi que des émetteurs. Nous présenterons aussi dans cette partie les principaux résultats obtenus par l'équipe de Montpellier avec qui nous travaillons en collaboration, ainsi que les questions que nous nous sommes posées au fil de l'avancement dans ces travaux. La physique de cette thématique complexe et épineuse se situe à des gammes de fréquence (THz) pour lesquelles nous ne disposons pas toujours de banc de mesures nécessaire pour vérifier sans ambiguïté les théories. De plus la théorie Dyakonov-Shur repose sur des approximations qui ne permettent pas d'expliquer de façon satisfaisante les résultats expérimentaux. Il est clair que la difficulté de ce thème de recherche réside dans le fait qu'il faille résoudre simultanément plusieurs problèmes issus de domaines physiques différents, à savoir un problème d'électromagnétisme, hydrodynamiques pour ce qui est du comportement collectifs des électrons ainsi que quantique pour prendre en compte les interactions intrinsèques des électrons avec leur environnement.

Enfin la théorie repose sur une approche à une dimension, indiquant des possibilités mais ne permet pas de prendre en compte qualitativement les phénomènes qui se manifestent. Dans nos travaux nous nous sommes focalisés sur l'étude approfondie de la théorie Dyakonov-Shur à une dimension dans le but de comprendre la physique fondamentale de cette théorie. D'autres travaux ont tenté d'étendre le problème à plusieurs dimensions comme ceux de H. Marincho [1] ainsi que l'étude théorique menée dans le cadre du projet ANR Teragan, nous n'avons pas adopté cette approche dans un souci de synthèse.

2. Généralités sur les plasmas

2.1. Définition et nature essentielle d'un plasma

Un plasma est un milieu composé d'électrons et d'ions, libre de se mouvoir dans toutes les directions de l'espace ; ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique, composé exclusivement de particules électriquement neutres, par la nature de l'interaction qui existe entre les particules.

L'interaction entre particules chargées (attraction ou répulsion suivant la nature des charges en jeu) est à longue portée, puisque la force coulombienne entre particules est en $1/r^2$ et, de ce fait, chaque particule chargée peut interagir simultanément avec un très grand nombre d'autres particules chargées.

Dans le cas d'un puits quantique AlGaIn/GaN les électrons sont confinés dans un plan à deux dimensions à l'interface AlGaIn/GaN. Ces matériaux étant fortement piézo-électrique et pyroélectrique, un champ de polarisation intense s'oriente suivant la direction perpendiculaire au plan (100). Sa discontinuité à l'interface donne lieu à un plan de charge positif. Ainsi se forme un gaz 2D d'électrons ayant en vis-à-vis un plan de charges positif. [2] (figure 1).

Contrairement aux plasmas tridimensionnels (3D) les porteurs de charges ne peuvent pas se déplacer dans toutes les directions puisqu'ils sont confinés dans un puits quantique. Généralement lorsqu'on traite la physique des plasmas on ne s'intéresse qu'aux électrons, beaucoup plus léger que les ions positifs, alors considérés comme immobiles par rapport aux électrons en raison de l'inertie. Dans le cas d'une hétérojonction AlGaIn/GaN les charges positives peuvent être également considérées statiques puisqu'elles sont positionnées sur les atomes du cristal.

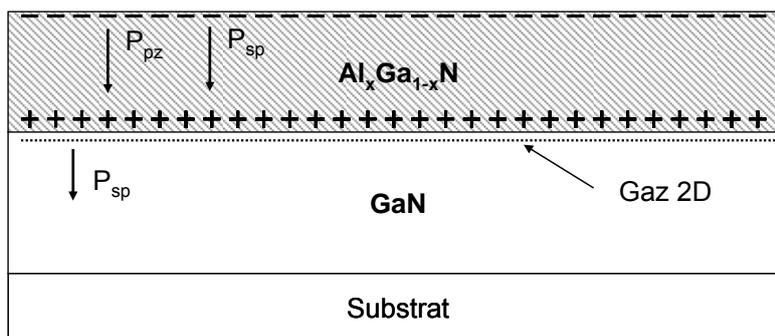


Figure 1 structure AlGaIn/GaN face Ga où le GaN est relaxé et AlGaIn contraint en tension. Représentation des champs de polarisation et des charges dans la structure. P_{sp} représente la polarisation spontanée et P_{pz} la polarisation piézoélectrique.

2.2. Un plasma est un milieu à comportement collectif

Considérons, à titre d'illustration, un plasma dont les particules seraient, en première approximation, quasiment au repos (agitation thermique très faible) et supposons que les ions et les électrons ne se recombinent pas pour former des atomes neutres : on aboutirait à un état stationnaire où spatialement, les charges positives et négatives alterneraient et seraient réparties de façon presque uniforme : à deux dimensions, on aurait schématiquement la distribution de la figure 2.

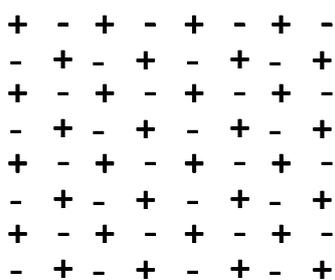


Figure 2 Répartition idéale des charges dans un plasma à très faible agitation thermique

Une répartition uniforme des charges signifie, en particulier, qu'il n'y a pas de variation locale importante de l'intensité du champ électrique. Cependant si par hypothèse une perturbation survient qui déplacerait même une charge, toutes les charges du voisinage vont se mouvoir pour compenser l'écart local à l'équilibre ainsi créé. Ceci montre que le plasma est constitué de particules capables d'un comportement collectif.

2.3. *Un plasma est un milieu macroscopiquement neutre*

Considérons un volume de plasma. Les particules chargées y sont en mouvement de façon aléatoire (agitation thermique) mais, du fait des forces coulombiennes qu'elles exercent, elles ne peuvent se déplacer les unes par rapport aux autres de manière à créer des différences locales de densité de charges trop importantes : l'écart (moyen) entre les charges croît avec l'énergie thermique mais décroît avec la densité des particules chargées. En effet d'après l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\nabla E = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (1)$$

Où E est l'intensité du champ électrique (local), ρ , la densité (locale) des charges et ε_0 la permittivité du vide. Plus ρ est grand, plus l'intensité de E est élevée et, en conséquence, plus les forces de rappel induites par une séparation des charges sont importantes. La distance maximale (moyenne) de non-neutralité électrique est appelée longueur de Debye notée λ_D . Par conséquent un plasma contenu dans un volume V beaucoup plus grand que la sphère de Debye, $\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3$ est macroscopiquement neutre. Pour cette raison, dans la mesure où les dimensions du volume de plasma sont très supérieures à la distance maximum de séparation permise entre particules, ce volume contiendra autant de charges positives que négatives. La valeur de λ_D est donnée par la relation :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{nq^2}} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{m_e \varepsilon_0}{nq^2} v_{th}^2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{v_{th}}{\omega_p} \approx \frac{v_{th}}{\omega_p} \quad (2)$$

Où k_B est la constante de Boltzmann, T la température du plasma, n la densité des porteurs, v_{th} la vitesse thermique des porteurs, m_e la masse effective des charges, q la charge élémentaire et ω_p la pulsation du plasma. L'équation (2) montre que le temps mis par un électron pour parcourir la longueur de Debye électronique est de l'ordre de la période d'oscillation des électrons du plasma.

2.4. *Un plasma est naturellement instable*

Si dans un plasma de dimensions largement supérieures à la longueur de Debye λ_D se produit un défaut de sorte qu'il n'y a plus neutralité électrique, se produit alors un défaut local de neutralité (résultant par exemple d'un mouvement aléatoire des particules), celle-ci sera rétablie du fait du comportement collectif des particules chargées. S'il y a peu ou pas de

collisions, ce mouvement de retour vers l'équilibre des charges prendra la forme d'une oscillation pendulaire autour de la position où il y a eu initialement rupture de neutralité.

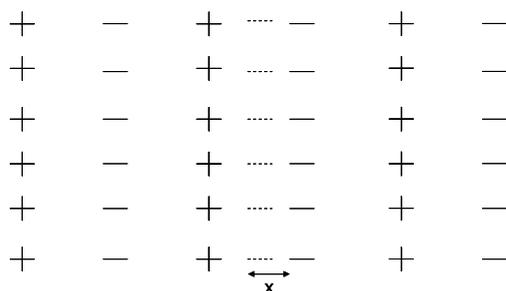


Figure 3 Illustration d'une perturbation d'un ensemble de charges réparties de façon équidistantes

Pour préciser le sens physique de ce phénomène, considérons la figure 3 qui est une représentation idéalisée de la distribution des ions et des électrons dans un plasma. Initialement, les charges y sont distribuées de façon alternée et équidistante de sorte que le champ électrique est nul là où se trouvent les particules chargées qui devraient donc demeurer, sans bouger, dans cet état d'équilibre. Si on déplace un groupe d'électrons sur une distance x par rapport à leur position initiale d'équilibre, il en résulte un champ électrique (champ donné par l'équation de Maxwell qui le relie à la charge d'espace) qui rappelle les électrons vers leur position d'origine, mouvement qui réduit d'autant l'intensité de ce champ. Cependant, les électrons ainsi accélérés ne pourront s'arrêter à leur position d'équilibre, continuant leur mouvement au-delà de ce point, engendrant ainsi un nouvel écart à l'équilibre électrique des charges et, donc, un champ électrique de sens opposé au champ initial. Les électrons continueront ainsi leur mouvement pendulaire autour de la position d'équilibre si des collisions ne viennent l'interrompre. Ce comportement collectif des électrons fait apparaître localement un mouvement oscillatoire dont la pulsation est donnée par la formule (8) établie au paragraphe suivant pour le cas d'un gaz d'électrons 3D.

2.5. Détermination des fréquences de résonance plasma

2.5.1. Cas d'un gaz d'électrons 3D

Nous allons résoudre simultanément les équations suivantes [3].

L'équation de transport simplifiée (où en particulier l'amortissement est négligé) :

$$\frac{\partial J}{\partial t} = \frac{Eq^2n}{m} \quad (3)$$

Et l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } J = 0 \quad (4)$$

J est la densité de courant donnée par la relation $J = qnv$, q la charge de l'électron, n la densité de porteurs et v leur vitesse moyenne, ρ la densité de charge induite par les porteurs hors équilibre ($q(n - n_0)$) où n_0 est la densité d'électrons moyenne.

En dérivant (4) par rapport au temps, on obtient la relation :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \text{div} \left(\frac{\partial J}{\partial t} \right) = 0$$

En utilisant la relation (3) et en négligeant le terme $\frac{\vec{E}_0 q^2 \nabla n}{m}$, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{q^2 n_0}{m} \text{div } E = 0 \quad (5)$$

L'équation de Maxwell-Faraday lie le champ électrique à la charge spatiale ρ due à la variation de densité de charge locale:

$$\text{div } E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (6)$$

ϵ_0 étant la permittivité du vide.

Par conséquent l'équation (5) peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{q^2 n_0}{m \epsilon_0} \rho = 0 \quad (7)$$

En partant du principe que le régime harmonique est atteint, la variation de la densité de porteurs locale peut s'écrire sous la forme $\rho = \rho_0 \exp(-j\omega t)$. Par conséquent l'équation (7) se résume à :

$$-\omega^2 \rho_0 \exp(-j\omega t) + \frac{q^2 n_0}{m \epsilon_0} \rho_0 \exp(-j\omega t) = 0$$

Ce qui donne la fréquence de résonance plasma :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{q^2 n_0}{m \epsilon_0}} \quad (8)$$

On obtient ainsi la relation liant la fréquence de résonance propre du plasma 3D en fonction de la densité de porteurs n_0 . Dans ce modèle, il n'y a pas la dépendance spatiale de la charge. Ainsi la fréquence plasma est indépendante des longueurs d'ondes. Cela ne sera plus le cas pour un gaz d'électron confiné dans un puits quantique.

2.5.2. Cas d'un gaz d'électrons 2D confiné dans un puit quantique recouvert par une grille métallique

Nous allons maintenant déterminer la fréquence de résonance plasma dans le cas d'un gaz d'électron 2D recouvert par une grille métallique. Pour simplifier le problème il faut se placer dans le cas d'un canal graduel c'est-à-dire que les variations de potentiel le long du canal se font sur une échelle de distance plus grande que la distance d entre le gaz 2D et la grille. Autrement dit le champ électrostatique entre la grille et le gaz 2D est dirigé perpendiculairement au canal. Dans cette hypothèse la concentration de porteurs dans le canal est proportionnelle à la tension appliquée sur la grille U_g :

$$\begin{aligned} qn &= -CU \quad \text{car } q < 0 \text{ ici} \\ U &= U_g - U_c - U_T \\ C &= \frac{\varepsilon}{d} \end{aligned} \quad (9)$$

Où C est la capacité sous la grille par unité de surface. $U_g - U_c$ est la différence de potentiel entre la grille et le canal et U_t est la tension seuil au pincement du canal. Le champ électrique dans le canal s'écrit de la forme :

$$\begin{aligned} E &= -\nabla U_c = \nabla U \\ \rho_s &= q(n_s - n_0) \end{aligned} \quad (10)$$

Où le terme $(n_s - n_0)$ représente la variation de la densité de porteurs par rapport à l'équilibre.

On en déduit la relation :

$$\text{div } E = -\frac{1}{C} \nabla \rho_s \quad (11)$$

La relation (5) peut être établie dans le plan. Dans ce cas ρ est la densité de charges par unité de surface, n_0 la densité moyenne de porteurs dans le gaz 2D et E le champ électrique dans le plan. Ainsi en utilisant la relation (11) et (5) on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho_s}{\partial t^2} - \frac{q^2 n_0}{m} \frac{1}{C} \Delta \rho_s = 0 \quad (12)$$

Donc

$$\frac{\partial^2 \rho_s}{\partial t^2} - \frac{q^2 n_0 d}{m \varepsilon} \Delta \rho_s = 0 \quad (13)$$

Le cas d'un gaz d'électron recouvert par une grille métallique peut être assimilé à un résonateur pour l'onde plasma. Ainsi les dimensions de la cavité résonante sont déterminées par les dimensions de la grille. Nous ferons maintenant l'hypothèse de l'onde plasma peut se propager le long du canal après une perturbation électromagnétique. Par conséquent la variation de densité de porteur dans le canal dépend du temps et de l'espace. Dans notre cas on considère que la dépendance spatiale de la densité de porteurs ne dépend que de l'axe x :

$$\rho_s(x, t) = \rho_s k e^{-j(\omega_p t + \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (14)$$

Avec $\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$ et $k = |\vec{k}|$.

ω_p est la fréquence de résonance propre du gaz 2D, et k le vecteur d'onde de l'onde plasma en utilisant la relation (13) et (14) on obtient :

$$\begin{aligned} -\omega_p^2 \rho_s k \exp(-j(\omega_p t + \vec{k} \cdot \vec{r})) - s^2 k^3 \rho_s \exp(-j(\omega_p t + \vec{k} \cdot \vec{r})) &= 0 \\ \Rightarrow -\omega_p^2 \rho_s(x, t) &= s^2 k^2 \rho_s(x, t) \\ \omega_p &= s |\vec{k}| \\ s &= \sqrt{\frac{q^2 n_0 d}{m \varepsilon}} \end{aligned} \quad (15)$$

On obtient alors le diagramme de dispersion de l'onde plasma $\omega(k)$ dans le cas d'un gaz d'électron recouvert par une grille métallique. Cette relation de dispersion est linéaire s étant la vitesse de l'onde plasma. Cette relation est linéaire grâce à la présence de la grille métallique qui permet de contrôler des charges sous l'hypothèse d'un canal graduel. En revanche cette relation ne reste pas linéaire si nous retirons la grille. Nous allons aborder ce cas dans le prochain paragraphe.

2.5.3. Cas d'un gaz d'électrons 2D confiné dans un puit quantique sans grille métallique

Dans le cas d'un gaz d'électrons 2D non recouvert d'une grille métallique, les lignes de champ électrique ne peuvent plus se replier sur le métal de la grille. Par conséquent les lignes de champs se replient sur elles même. L'hypothèse de l'onde plasma propagatrice est conservée. Par conséquent d'après la figure 4 on peut constater que pour une longueur de canal égale à la longueur d'onde plasma, la répartition des charges (la densité de porteur étant

identique à chaque longueur d'onde) implique que le champ électrique s'annule tout les $\frac{\lambda_p}{2}$, λ_p étant la longueur d'onde plasma.

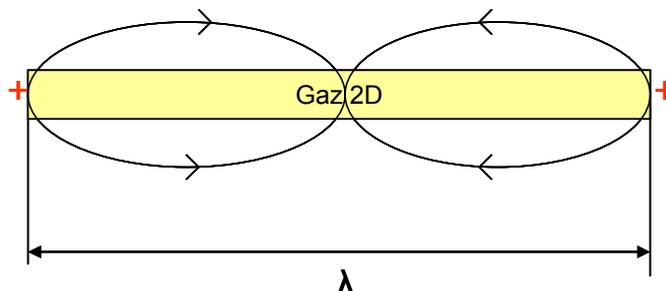


Figure 4 Représentation des lignes de champ électrique dans un gaz d'électrons de longueur égale à la longueur d'onde plasma

L'équation de Poisson (6) devient (voir l'annexe a la fin du chapitre pour le détails des calculs):

$$\text{div } E = \frac{\rho_s}{\varepsilon} k \quad (16)$$

Par analogie avec le cas du gaz d'électron 3D, la différence dans ce cas est que l'onde plasma se propage. L'équation (5) devient pour chaque vecteur d'onde \vec{k} :

$$\frac{\partial^2 \rho_s}{\partial t^2} + \frac{q^2 n_0}{2m} k \frac{\rho_s}{\varepsilon} = 0 \quad (17)$$

Donc :

$$-\omega_p^2 + \frac{q^2 n_0}{2m\varepsilon} k = 0 \quad (18)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{q^2 n_0 k}{2m\varepsilon}} \quad (19)$$

3. Les oscillations de plasma dans les transistors HEMT pour le THz

3.1. Généralités sur la théorie Dyakonov-Shur

L'idée d'utiliser les résonances plasma dans un transistor fut suggérée pour la première fois en 1993 par Dyakonov et Shur [4]. L'idée de Dyakonov fut d'utiliser les oscillations de plasma du gaz 2D dans les transistors à effet de champ destinés aux applications hyperfréquences pour obtenir des ondes à des fréquences beaucoup plus élevées que la

fréquence de coupure des transistors. Il se base pour cela sur un modèle hydrodynamique du gaz d'électrons et établit la relation de dispersion des ondes de plasma et retrouve l'équation (15) précédente. Le transistor peut être ainsi le siège d'oscillations plasma qui seraient portées par le flux d'électrons dans le canal. Cette onde plasma telle une vague sur un cours d'eau se propagerait le long du canal pour venir « rebondir » sur les extrémités du composant. Ainsi l'onde plasma pourrait suivre le flux de porteurs dans le canal (dépendant de la polarisation) ou alors remonter celui-ci après une réflexion sur une extrémité donnant lieu à une onde plasma stationnaire. De plus, Dyakonov montre dans ses travaux qu'il serait possible d'atteindre un régime d'amplification de l'onde plasma en respectant certaines conditions. En effet, il montre qu'en imposant un court circuit coté source et un circuit ouvert coté drain un régime d'amplification peut être obtenu, si on se place dans le cas simplifié d'un canal graduel. Dans ces conditions l'équation hydrodynamique d'Euler ainsi que l'équation de continuité de porteurs peuvent être résolues simultanément. Les deux paragraphes qui suivent tentent d'expliquer le concept de base de la théorie Dyakonov-Shur en montrant dans un premier temps que le canal d'un transistor à effet de champs peut être le siège d'une onde plasma incidente et réfléchié puis dans un deuxième temps et de manière la plus détaillée possible comment le régime d'amplification peut être atteint.

3.1.1. Mise en évidence des ondes plasma se propageant dans un puit quantique recouvert par un métal

Considérons le modèle d'un gaz d'électrons 1D illustré sur la figure 5 où L est la longueur du canal. Il est ainsi possible d'écrire en tout point le potentiel $U(x,t)$ et la vitesse des porteurs $v(x,t)$.

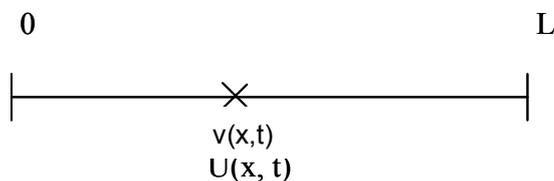


Figure 5 Schéma illustrant le modèle d'un gaz d'électrons 1D

$v(x, t)$ = vitesse des porteurs

$U(x, t)$ = potentiel

Le gaz d'électrons est considéré comme un fluide, de ce fait les équations hydrodynamiques d'Euler et de continuité peuvent être utilisées :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{U}{\tau} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0 \quad (21)$$

On se place dans le cas où les porteurs dans le canal ont une vitesse non nulle v_0 grâce à la polarisation. U étant le potentiel dans le canal et non de la grille.

De plus l'étude est réalisée uniquement à l'ordre 1 par conséquent les termes d'ordres supérieurs seront éliminés. Par conséquent U et v s'écrivent :

$$v = v_0 + v_1 e^{-j\omega t} \quad (22)$$

$$U = U_0 + U_1 e^{-j\omega t} \quad (23)$$

$$(20)(22)(23) \Leftrightarrow \left\{ \begin{aligned} & -j\omega v_1(x) e^{-j\omega t} + (v_0(x) + v_1(x) e^{-j\omega t}) \left(\frac{\partial v_0(x)}{\partial x} + \frac{\partial v_1(x)}{\partial x} e^{-j\omega t} \right) \\ & + \frac{q}{m} \left(\frac{\partial U_0(x)}{\partial x} + \frac{\partial U_1(x)}{\partial x} e^{-j\omega t} \right) + \frac{v_0}{\tau} + \frac{v_1 e^{-j\omega t}}{\tau} = 0 \end{aligned} \right\}$$

$$\Leftrightarrow \left\{ \begin{aligned} & -j\omega v_1(x) e^{-j\omega t} + v_0(x) \frac{\partial v_0(x)}{\partial x} + v_0(x) \frac{\partial v_1(x)}{\partial x} e^{-j\omega t} + \frac{q}{m} \frac{\partial U_0(x)}{\partial x} + \frac{q}{m} \frac{\partial U_1(x)}{\partial x} e^{-j\omega t} \\ & + v_1(x) \frac{\partial v_0(x)}{\partial x} e^{-j\omega t} + v_1(x) \frac{\partial v_1(x)}{\partial x} e^{-2j\omega t} + \frac{v_0}{\tau} + \frac{v_1(x) e^{-j\omega t}}{\tau} = 0 \end{aligned} \right\}$$

Dans un souci de simplification d'écriture on prendra comme convention :

$$v_0(x) = v_0$$

$$v_1(x) = v_1$$

En supprimant le terme en $e^{-2j\omega t}$ (pour conserver le problème à l'ordre 1) et en séparant la partie indépendante du temps de l'équation(20), on obtient :

$$v_0 \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{q}{m} \frac{\partial U_0}{\partial x} + \frac{v_0}{\tau} = 0 \quad (24)$$

Si on suppose la vitesse des électrons le long du canal constante $\left(\frac{\partial v_0}{\partial x} = 0 \right)$, on obtient :

$$v_0 = -\frac{q\tau}{m} \frac{\partial U_0}{\partial x} \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{-q\tau}{m} \quad (25)$$

On retrouve la formule bien connue liant la vitesse des porteurs à la mobilité :

$$v_0 = \mu \frac{\partial U_0}{\partial x} \quad (26)$$

Maintenant si on écrit les termes dépendants du temps, on obtient :

$$-j\omega v_1 e^{-j\omega t} + v_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} e^{-j\omega t} + \frac{q}{m} \frac{\partial U_1}{\partial x} e^{-j\omega t} + v_1 \frac{\partial v_0}{\partial x} e^{-j\omega t} + \frac{v_1 e^{-j\omega t}}{\tau} = 0 \quad (27)$$

$$\Leftrightarrow -j\omega v_1 + v_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{q}{m} \frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{v_1}{\tau} = 0 \quad (28)$$

$$\text{avec } v_1 \frac{\partial v_0}{\partial x} = 0$$

De même pour l'équation (21) :

$$(21) \Leftrightarrow -j\omega U_1 e^{-j\omega t} + \frac{\partial \left[(U_0 + U_1 e^{-j\omega t})(v_0 + v_1 e^{-j\omega t}) \right]}{\partial x} \quad (29)$$

$$(21) \Leftrightarrow -j\omega U_1 + U_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_0 \frac{\partial U_1}{\partial x} = 0 \quad (30)$$

On essaye maintenant de trouver des solutions analytiques. On cherche donc des solutions de type ondes propagatrices de la forme :

$$\begin{aligned} v_1 &= A e^{jkx} \\ U_1 &= B e^{jkx} \end{aligned} \quad \text{k étant le vecteur d'onde}$$

Tout d'abord (28) et (30) peuvent se réécrire sous la forme :

$$\begin{aligned} &\left\{ \begin{aligned} v_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{q}{m} \frac{\partial U_1}{\partial x} &= v_1 \left(\frac{j\omega\tau - 1}{\tau} \right) \\ U_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_0 \frac{\partial U_1}{\partial x} &= j\omega U_1 \end{aligned} \right\} \quad (31) \\ (31) &\Leftrightarrow \left\{ \begin{aligned} v_0 jk v_1 + \frac{q}{m} jk U_1 &= v_1 \frac{j\omega\tau - 1}{\tau} \\ U_0 jk v_1 + v_0 jk U_1 &= j\omega U_1 \end{aligned} \right\} \\ (31) &\Leftrightarrow \left\{ \begin{aligned} \left(v_0 jk - \frac{j\omega\tau - 1}{\tau} \right) v_1 + \frac{q}{m} jk U_1 &= 0 \\ U_0 jk v_1 + (v_0 jk - j\omega) U_1 &= 0 \end{aligned} \right\} \end{aligned}$$

Ce système n'admet de solution non nulle uniquement si le déterminant est nul :

$$(31) \Leftrightarrow \left(v_0 jk - \frac{j\omega\tau - 1}{\tau} \right) (v_0 jk - j\omega) + \frac{q}{m} k^2 U_0 = 0 \quad (32)$$

En notant s la vitesse de l'onde plasma, $s^2 = \frac{qU_0}{m}$ (33), et en développant l'équation (32) on

obtient :

$$(s^2 - v_0^2) k^2 - jk v_0 \left(\frac{-1 + 2j\omega\tau}{\tau} \right) - \frac{j\omega}{\tau} - \omega^2 = 0 \quad (34)$$

Au regard de l'équation(34), trois cas spécifiques peuvent être considérés :

- $v_0 = 0$ et $\frac{1}{\tau} = 0$:

Dans ce cas le régime de transport est balistique c'est-à-dire que la mobilité très grande et le courant moyen dans le canal est nul. On obtient la relation : $\omega = sk$ on retrouve bien le résultat du paragraphe 2.5.2. On note que cette relation est valable uniquement dans le cas d'un régime de transport balistique, c'est-à-dire une mobilité très grande. Cette condition reste difficile à obtenir en particulier dans le cas des hétérojonctions AlGaIn/GaN. En effet la mobilité des électrons dans ce type de structures peut atteindre $15000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à température cryogénique, ce qui reste relativement faible par rapport aux filière GaAs ou InGaAs.

- $v_0 = 0$ et $\frac{1}{\tau} \neq 0$:

Dans ce cas le régime de transport n'est pas balistique.

$$\text{Si } \frac{1}{\tau} \neq 0 \quad \text{et } v_0 = 0 \quad k = \pm \frac{1}{s} \sqrt{\omega^2 + \frac{j\omega}{\tau}} \quad (35)$$

- $v_0 \neq 0$ et $\frac{1}{\tau} \neq 0$:

Dans ce cas le transport n'est pas balistique et le courant moyen dans le canal n'est pas nul, c'est-à-dire que celui-ci est polarisé à courant constant.

Si $\frac{1}{\tau} = 0$ et $v_0 \neq 0$ comme dans le cas de la théorie de Dyakonov-Shur alors :

$$(s^2 - v_0^2)k^2 - jkv_0(2j\omega) - \omega^2 = 0 \quad (36)$$

$$(36) \Leftrightarrow (s^2 - v_0^2)k^2 + 2kv_0\omega - \omega^2 = 0$$

On obtient ainsi 2 solutions pour k vérifiant l'équation (36) :

$$k_1 = \frac{\omega}{v_0 + s} \quad k_2 = \frac{\omega}{v_0 - s}$$

Les solutions montrent qu'il peut exister deux ondes propagatrices dans des directions opposées, une onde incidente et une onde réfléchie dans le canal.

3.1.2. Mise en évidence de l'amplification des ondes plasma d'après la théorie Dyakonov-Shur

Démontrer une l'instabilité des ondes plasma dans un transistor revient à démontrer qu'il existe des solutions particulières de $k(\omega)$ pour lesquelles la partie imaginaire est non nulle qui correspond au terme d'augmentation de l'amplitude de l'onde. Dans cette approche les conditions aux limites imposées correspondant en régime dynamique à un court-circuit côté source ainsi qu'à un circuit ouvert côté drain. Ces conditions se traduisent mathématiquement par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \text{en } x = 0 \quad U_1(0) &= 0 \\ \text{en } x = L \quad J_1(L) = 0 &\Rightarrow U_0 v_1(L) + v_0 U_1(L) = 0 \end{aligned}$$

On se place dans le cas où $\frac{1}{\tau} = 0$ et $v_0 \neq 0$

Comme $k = \frac{\omega}{v_0 \pm s}$ et puisque $v_1 = A \exp^{jkx}$ et $U_1 = B \exp^{jkx}$ les équations (28) et (30) sont équivalentes. On choisit par exemple l'équation (28) qui s'écrit alors :

$$(v_0 jk - j\omega) v_1 + \frac{q}{m} jk U_1 = 0 \quad (37)$$

La solution recherchée est de la forme :

$$\begin{aligned} v_1 &= A e^{jk_1 x} + B e^{jk_2 x} \\ U_1 &= C e^{jk_1 x} + D e^{jk_2 x} \end{aligned}$$

$$\text{Avec } k_1 = \frac{\omega}{v_0 + s} \quad \text{et} \quad k_2 = \frac{\omega}{v_0 - s}$$

Les ondes incidentes et réfléchies sont indépendantes l'une de l'autre et représentent toutes les deux des solutions possibles formant ainsi une base pour toutes les solutions. Puisque celles-ci n'interfèrent pas entre elles, on peut résoudre le problème. Ainsi chaque projection de v_1 et U_1 sur cette base doit vérifier l'équation (37) :

$$\left\{ \begin{aligned} (v_0 jk_1 - j\omega) A + \frac{q}{m} jk_1 C &= 0 \\ (v_0 jk_2 - j\omega) B + \frac{q}{m} jk_2 D &= 0 \end{aligned} \right. \quad (38)$$

On obtient de (38) :

$$\frac{C}{A} = -\frac{m v_0 k_1 - \omega}{q k_1} \quad \text{et} \quad \frac{D}{B} = -\frac{m v_0 k_2 - \omega}{q k_2}$$

$$\text{Avec } k_1 = \frac{\omega}{v_0 + s} \quad \text{et} \quad k_2 = \frac{\omega}{v_0 - s}$$

$$\text{donc } \frac{C}{A} = \frac{m}{q}s \quad \text{et} \quad \frac{D}{B} = -\frac{m}{q}s$$

La condition aux limites $U_1(0) = 0$ impose $C + D = 0$.

De même la condition aux limites $J_1(L) = 0$ implique :

$$U_0 (Ae^{jk_1L} + Be^{jk_2L}) + V_0 (Ce^{jk_1L} + De^{jk_2L}) = 0$$

$$\text{soit } \left\{ U_0 (Ae^{jk_1L} + Be^{jk_2L}) + V_0 \frac{m}{q}s (Ae^{jk_1L} - Be^{jk_2L}) = 0 \right\} \quad (39)$$

En multipliant (39) par $\frac{s}{U_0}$ et puisque $s^2 = \frac{qU_0}{m}$ on obtient :

$$s(Ae^{jk_1L} + Be^{jk_2L}) + v_0(Ae^{jk_1L} - Be^{jk_2L}) = 0 \quad (40)$$

$$(40) \Leftrightarrow A(s + v_0)e^{jk_1L} + B(s - v_0)e^{jk_2L} = 0$$

De $C + D = 0$ on obtient :

$$B \frac{m}{q}s - A \frac{m}{q}s = 0$$

$$\Rightarrow B = A$$

$$\text{Ainsi } e^{jk_1L} (v_0 + s) = e^{jk_2L} (v_0 - s)$$

$$\text{donc } e^{j(k_1 - k_2)L} = \frac{v_0 - s}{v_0 + s}$$

$$\text{D'où avec } k_1 - k_2 = \frac{\omega}{v_0 + s} - \frac{\omega}{v_0 - s} = \frac{-2\omega s}{v_0^2 - s^2}$$

$$\Rightarrow e^{-j \frac{2\omega s}{v_0^2 - s^2} L} = \frac{v_0 - s}{v_0 + s}$$

En rappelant que ω est complexe c'est-à-dire $\omega = \omega' + j\omega''$, par analogie on obtient le terme correspondant à la phase :

$$e^{-j \frac{2\omega' s}{v_0^2 - s^2} L} = \pm 1$$

Et le terme correspondant au module :

$$e^{\frac{2\omega'' s}{v_0^2 - s^2} L} = \pm \frac{v_0 - s}{v_0 + s}$$

Pour atteindre le régime d'amplification, il faut $\omega'' > 0$ et si $0 < v_0 < s$, on obtient :

$$\left. \begin{aligned} \frac{2\omega''s}{v_0^2 - s^2} L < 0 \\ e^{\frac{2\omega''s}{v_0^2 - s^2} L} = -\frac{v_0 - s}{v_0 + s} \Rightarrow e^{-j\frac{2\omega's}{v_0^2 - s^2} L} = -1 \end{aligned} \right\}$$

On montre bien que $\omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{v_0 - s}{v_0 + s} \right|$ car $\left| \frac{v_0 - s}{v_0 + s} \right| < 1$ pour $0 < v_0 < s$ donc :

$$\boxed{\begin{aligned} \omega'' &= \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{v_0 + s}{v_0 - s} \right| \quad \text{et} \quad \frac{2\omega'sL}{v_0^2 - s^2} = (2n+1)\pi \\ \omega'' &= \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{s + v_0}{s - v_0} \right| \end{aligned}} \quad (41)$$

Nous retrouvons bien le résultat démontrant l'amplification de l'onde plasma lorsque $0 < v_0 < s$ [4] puisque la condition $\omega'' > 0$ est vérifiée. De plus ces solutions montrent que l'amplification ne peut se produire que pour les harmoniques impaires, les harmoniques paires étant amorties.

3.2. Principe de la détection et de l'émission au THz d'après la théorie Dyakonov-Shur:

3.2.1. Détermination de la longueur critique de la grille du transistor

Comme il a été montré précédemment, l'équation d'Euler (équation (20)) est appliquée pour le cas d'un gaz d'électrons 2D dans un transistor à effet de champ. Le terme $\frac{U}{\tau}$ où τ est le temps de relaxation de la vitesse des électrons, c'est-à-dire le temps moyen qu'il faut à un électron pour subir une collision. La nature des collisions peut avoir différentes origines selon qu'elle a lieu avec:

- Un autre électron
- Un phonon
- Une impureté, un défaut dans le cristal...

La constante τ est liée à la mobilité des porteurs à faible champ par la relation(25). Dans la théorie Dyakonov-Shur, l'analogie est faite avec la physique des eaux peu profondes. La

tension appliquée sur la grille régit le niveau de l'eau. Le terme $\frac{U}{\tau}$ représente la viscosité de fluide constitué du gaz d'électrons. Plus la mobilité des porteurs dans le canal sera faible plus le « fluide » sera visqueux et plus l'amortissement de l'onde plasma sera élevé. Par analogie nous pouvons imaginer la situation d'une marre remplie d'eau et une autre de pétrole visqueux. Si nous jetons une pierre dans ces deux marres, intuitivement nous savons que pour la marre remplie d'eau une onde acoustique se propagera dans toutes les directions sur une distance relativement importante. En revanche si l'on jette une pierre dans la marre remplie de pétrole nous imaginons très bien l'onde acoustique s'amortir beaucoup plus rapidement. Le principe est le même dans le cas du gaz d'électrons 2D. L'onde plasma se propageant sur le flux de porteurs sera d'autant plus amortie que la mobilité des porteurs est plus faible.

Comme il a été mentionné précédemment la théorie Dyakonov-Shur a été développée dans la perspective d'utiliser un transistor comme résonateur à onde de plasma. Ce résonateur serait le siège d'oscillations plasma dont la fréquence fondamentale est déterminée par le rapport $\frac{s}{L}$ où L est la longueur du canal et s la vitesse de l'onde plasma. Le facteur de qualité de l'oscillation serait de l'ordre de $\frac{s\tau}{L}$ [5]. Comme il a été montré au paragraphe 3.1.2 en appliquant du côté de la source du transistor un court-circuit et un circuit ouvert côté drain certains modes propres de résonance de la cavité sont sélectionnés [3]. Ces modes sont des harmoniques impaires de la fréquence fondamentale donnée par la relation (Cf la relation(41)) [9]:

$$\omega' = \omega_0 = \frac{\pi s}{2L} \quad (42)$$

Ce type de composants peut être utilisé comme détecteur THz par les deux mécanismes suivants. Le modèle de Dyakonov-Shur conduit à la détection au THz selon des modes résonants et non résonants.

La distinction entre le régime résonant et non résonant dans la théorie Dyakonov-Shur se fait par la nature amortie ou non de l'onde plasma. Dans la mesure où l'onde s'amortit très rapidement, la longueur du canal doit être courte pour atteindre le régime de résonance, de

sorte que le paramètre $\eta = \frac{s\tau}{L}$ soit plus grand que 1. Ce critère correspond à la longueur de grille critique lorsque $\eta = 1$:

$$L_{cr} = s\tau = \frac{s\mu m}{-q} \quad (43)$$

La longueur de grille critique coïncide avec la condition $\omega_0\tau > 1$ [5].

Nous avons calculé la longueur de grille critique pour le GaN. La densité de porteurs a été évalué grâce à un logiciel développé par D. Théron dans le cadre de la thèse de N.Vellas [2] qui résout de façon auto-cohérente les équations de Schrödinger et de Poisson simultanément.

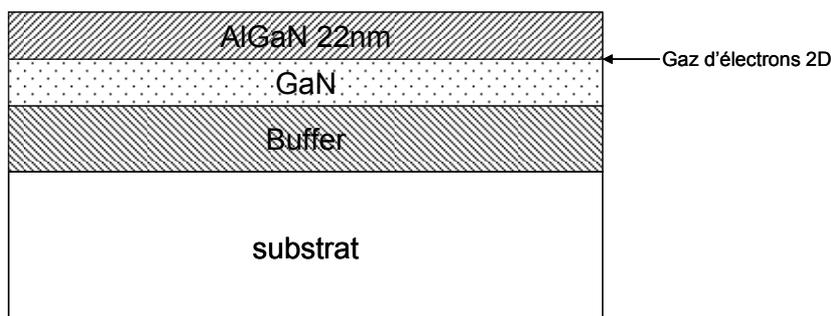


Figure 6 Schéma d'une hétérojonction classique AlGaIn/GaN

Ainsi pour une couche AlGaIn/GaN d'épaisseur 22nm associé à un taux d'aluminium de 22% dans l'AlGaIn, une densité de porteurs de $n_s = 8.10^{12} \text{cm}^{-2}$ est obtenue. La densité de porteur en fonction de la tension appliquée sur la grille peut être déterminée, comme illustré sur la figure 7. La densité de porteurs peut être modélisée par une fonction polynomiale d'ordre 2 en fonction de la tension V_{gs} :

$$n_s = -8.10^{14}V_{gs}^2 + 6.10^{15}V_{gs} + 8.10^{16} \quad (44)$$

La relation (44) donne la densité de porteur par m^2 en fonction de la tension V_{gs} en Volt pour la couche AlGaIn/GaN simulée.



Figure 7 Simulations de la densité de porteur dans l'hétérojonction présentée en fonction de la tension V_{gs} . La courbe peut être approchée par un polynôme d'ordre 2.

Nous pouvons déterminer la longueur critique pour différentes valeurs de mobilité. En effet dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN la densité d'électrons dans le puits est très importante (de l'ordre de 10^{13} jusque $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$). De ce fait la probabilité qu'un électron interagisse avec un phonon est importante. En abaissant la température la densité de porteurs reste pratiquement identique, étant donné que l'apport d'électron ne se fait pas par dopage. En revanche le fait d'abaisser la température diminue très fortement les populations de phonons, par conséquent la mobilité des électrons augmente lorsqu'on abaisse la température. A très basse température, la qualité de l'interface AlGaIn/GaN devient prépondérante pour la mobilité des électrons puisque les phonons dans le cristal sont encore moins nombreux. Dans ces travaux nous avons disposé de couches épitaxiées au CRHEA par MOCVD qui présentaient une forte densité de porteurs ainsi qu'une importante augmentation de la mobilité à basse température. Il s'agit de la couche T1104 qui présente une mobilité de $\mu = 2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 300K, $\mu = 10000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 77K et $\mu = 15000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 4K.

GaN cap	1,5 nm
AlN/GaN Pseudo-alloy SL NID	11 x 2ML / 4ML
{AlN/GaN Si+ }x2 Pseudo-alloy	2 x 2ML / 4ML:Si+
AlN/GaN Pseudo-alloy SL NID	5 x 2ML / 4ML
AlN	1 nm
GaN regrowth	~ 1,15 μm
GaN: insulating buffer Type SLD:Fe T1100-C	~ 5,9 μm
GaN NL After of Si/N treatment	~ 28 nm
Sapphire 0001 KYOCERA	330 μm

Figure 8 Schéma de l'hétérojonction AlGaIn/GaN T1104 épitaxiée au CRHEA.

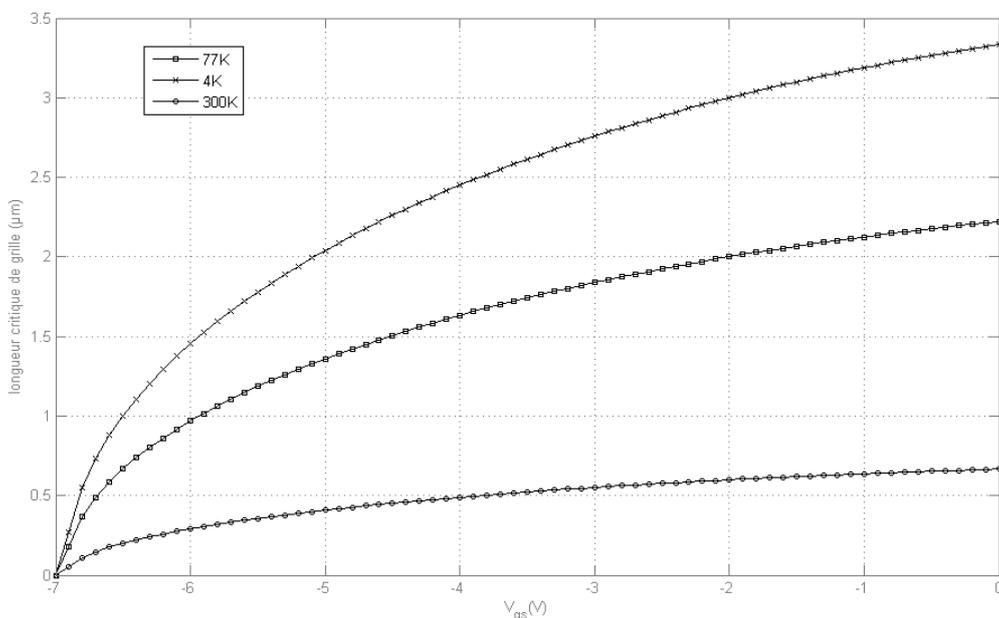


Figure 9 : Calcul de longueur de grille critique pour la couche T1104 à différentes températures.

La longueur critique a été calculée en fonction de la tension de grille V_{gs} appliquée pour la couche T1104 (figure 9). Ces calculs montrent qu'à température ambiante la longueur de grille doit être inférieure à $0,5\mu\text{m}$ si nous désirons réaliser un détecteur résonant THz. En revanche si la température est abaissée, on constate que la longueur critique de grille peut atteindre jusqu'à $3\mu\text{m}$ à 4K. On peut aussi constater que la longueur de grille critique diminue lorsque la tension V_{gs} diminue. Ceci s'explique par le fait que la vitesse de l'onde plasma diminue lorsqu'on diminue le nombre de porteurs, par conséquent en diminuant la vitesse et d'après la relation (15), à fréquence constante la longueur d'onde diminue. Les dimensions de

la cavité résonante doivent être inférieure ou égale à la longueur d'onde plasma pour minimiser l'amortissement, par conséquent diminuer la longueur d'onde plasma revient à diminuer la longueur de la cavité et donc de la longueur de grille pour obtenir une détection résonante.

3.2.2. La détection résonante

Après avoir défini ce qu'est la longueur critique, nous allons présenter la détection résonante. Dans la théorie du détecteur, l'onde électromagnétique incidente induit une tension alternative aux bornes du canal, c'est-à-dire entre la source et le drain. Les problèmes de couplage entre l'onde électromagnétique et l'onde plasma seront abordés dans une prochaine partie. D'après la relation (15) la vitesse de l'onde plasma est déterminée par la tension V_{gs} . En raison des propriétés non linéaires du gaz d'électrons et du fait de l'assymétrie des conditions aux limites, un transistor polarisé entre la source et la grille et soumis à une onde électromagnétique incidente présente une tension continue entre la source et le drain. Cette réponse du transistor possède une dépendance avec la fréquence de l'onde électromagnétique, ses maxima se situent à la résonance plasma et aux harmoniques impaires. Ainsi pour les fréquences d'onde incidente au voisinage des harmoniques ($|\omega - n\omega_0| \ll \omega_0$) et si $\frac{s\tau}{L} \gg 1$ on obtient la réponse du détecteur selon la référence [9] :

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \left(\frac{U_a}{U_0}\right)^2 \left(\frac{s\tau}{L}\right)^2 \frac{1}{4(\omega - n\omega_0)^2 \tau^2 + 1} \quad (45)$$

n est un entier impaire, ΔU est la différence de potentiel continue induite par l'onde électromagnétique entre la source et le drain, U_a est l'amplitude de la tension alternative V_{gs} induite par l'onde électromagnétique et U_0 est la tension continue de contrôle de la grille. Le facteur de qualité du détecteur à la résonance est déterminé par l'amortissement des oscillations plasma causé par la relaxation des électrons à leur mouvement. Par conséquent d'après la théorie un transistor à effet de champ peut fonctionner comme détecteur quadratique accordable en fréquence.

Pour résumer le comportement du détecteur la fréquence de résonance est gouvernée par deux grandeurs : la tension V_{gs} et la longueur de grille. La grille du transistor doit être plus courte que la longueur critique pour assurer la résonance. Ainsi en combinant les relations (42) (15)

et (44) nous pouvons calculer la fréquence fondamentale de résonance en fonction de la tension V_{gs} :

$$\omega_0 = \frac{\pi \sqrt{\frac{q^2 d (-8.10^{14} V_{gs}^2 + 6.10^{15} V_{gs} + 8.10^{16})}{m \varepsilon}}}{2L} \quad (46)$$

avec $L \leq L_{cr}$

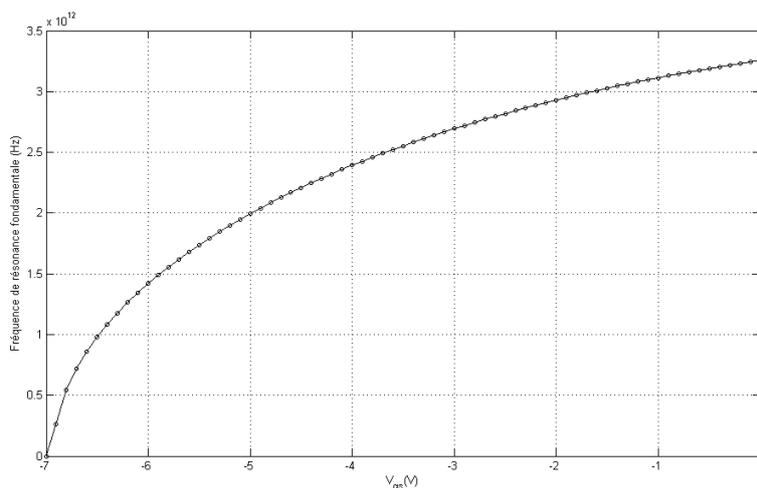


Figure 10 Fréquence de résonance fondamentale en fonction de la tension appliquée sur la grille pour une couche AlGaIn/GaN simulée en résolvant simultanément les équations de Schrödinger et de Poisson. La longueur de grille a été fixée à 150nm.

La figure 10 montre la fréquence de résonance plasma calculée à l'aide de la relation(46) en fonction de la tension grille source V_{gs} . On remarque que la résonance à 1THz correspond à une tension de grille V_{gs} très proche du pincement du canal.

Les calculs de la réponse d'un transistor à partir de la couche AlGaIn/GaN simulée (figure 7) sont représentés figure 11, figure 12 et figure 13 en utilisant la relation(45). Le transistor possède une longueur de grille de 150nm, la tension V_{gs} est fixée à -6.9V, ce qui est très proche du pincement de manière à abaisser la fréquence de résonance plasma autour des fréquences d'intérêt. On constate ainsi, en accord avec la figure 10, que la fréquence de résonance fondamentale est autour de 200GHz. Les harmonique impaires 3 et 5 ont été prises en compte. Les trois figures montrent l'évolution de la réponse du composant en détection résonante ($L < L_{cr}$) en fonction de la température. La fréquence de résonance n'est pas régie par la mobilité des porteurs, en revanche celle-ci influe sur la largeur de la raie de résonance. Ce comportement vient du fait que l'amortissement de l'onde plasma diminue lorsque la mobilité

des porteurs augmente. Ainsi en supposant que le transistor est soumis à un rayonnement d'une puissance de 1W, que l'onde est totalement absorbée par celui-ci et que l'impédance entre la grille et la source dans la gamme de fréquence autour du THz est de 1 Ohm, la sensibilité du détecteur passe de 70V/W à 300K à 4000V/W à 4K. La conséquence est que le détecteur sera plus sensible à basse température mais aussi plus sélectif en fréquence. Il faut noter que ces valeurs ont été prises arbitrairement afin de simplifier les calculs et monter qualitativement l'influence de la température sur la sensibilité des détecteurs. De plus il est très difficile de calculer la tension induite par l'onde électromagnétique incidente ainsi que la valeur de l'impédance entre la grille et la source d'un transistor à effet de champ au régime THz.

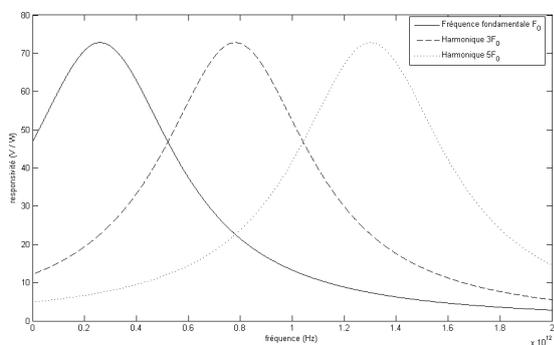


Figure 11 Calcul de la réponse d'un transistor en fonction de la fréquence à partir de la couche AlGaIn/GaN simulée. La mobilité est de 2000cm²/Vs à 300K. La longueur de grille est de 150nm, $V_{gs}=-6.9V$

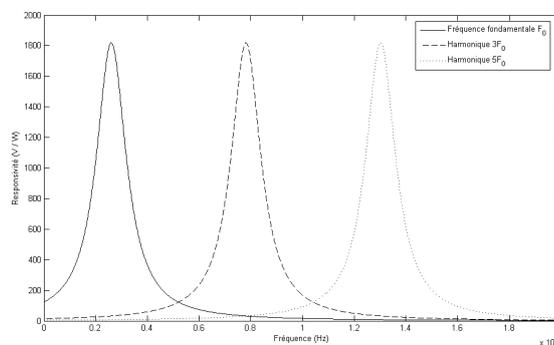


Figure 12 Calcul de la réponse d'un transistor en fonction de la fréquence à partir de la couche AlGaIn/GaN simulée. La mobilité est de 10000cm²/Vs à 77K. La longueur de grille est de 150nm, $V_{gs}=-6.9V$

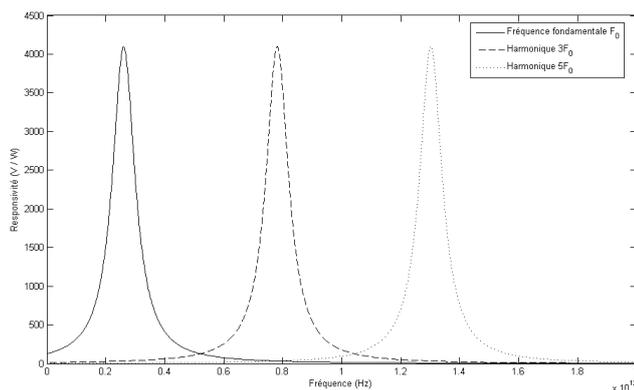


Figure 13 Calcul de la réponse d'un transistor en fonction de la fréquence à partir de la couche AlGaIn/GaN simulée. La mobilité est de 15000cm²/Vs à 4K. La longueur de grille est de 150nm, $V_{gs}=-6.9V$

A notre connaissance les premiers résultats expérimentaux interprétés comme une détection résonante ont été publiés en 2002 [6]. Le transistor à effet de champ utilisé comme photo-détecteur était disponible dans le commerce et commercialisé par Fujitsu (FHR20X). Celui-ci est composé d'une hétérojonction AlGaAs/GaAs et la longueur de grille est de 0.15 μ m. L'onde électromagnétique incidente d'une fréquence de 200 et 600GHz provenait d'une diode Gunn fonctionnant à 100GHz attaquant un doubleur puis un tripleur (paragraphe 1.1.4 du chapitre 1). La température variait de 8K à 300K. Aucune antenne ou dispositif d'adaptation entre l'onde électromagnétique et le transistor n'est employé.

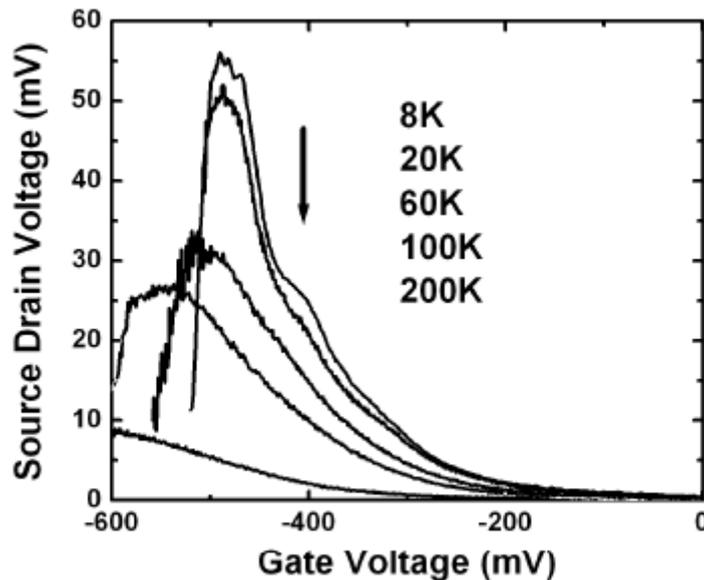


Figure 14 Dépendance en fonction de la température de la photo-réponse du transistor AlGaAs/GaAs à 600GHz. Les courbes de gauche à droite correspondent à l'abaissement de température. La flèche montre la détection résonante qui se produit à des températures inférieures à 20K [6].

La figure 14 montre la réponse typique obtenue en fonction de la tension de grille pour différentes températures. Le transistor montre une réponse large bande non résonante (voir paragraphe 3.2.3) cependant, les auteurs affirment que lorsque la température est suffisamment basse, la détection devient résonante. Ceci se traduit par un pic de détection se superposant sur la réponse de la détection non résonante, il est marqué par une flèche sur la figure 14. La transition de la détection non résonante à résonante se produit lorsque la température est suffisamment basse de sorte que le produit $\omega\tau$ devienne supérieur à 1.

D'autres travaux ont montré la détection résonante sur InGaAs sur substrat InP [7]. A notre connaissance la détection résonante à l'aide de transistor AlGaN/GaN n'a jamais été montrée

expérimentalement. En revanche Tepe et al affirment avoir observé la détection résonante à température ambiante à l'aide de transistors AlGaAs/GaAs du commerce (Fujitsu FHX05X) de longueur de grille 250nm à 0.6THz [8]. L'existence de la résonance à cette température serait liée aux conditions de polarisation du composant. En effet la réponse du composant augmente avec le courant de drain jusqu'à devenir résonant lorsque le courant atteint la saturation. L'amélioration de la résonance plasma est interprétée par l'augmentation de la vitesse de dérive des porteurs. Ces travaux emploient la notion de temps de relaxation des électrons effectif [8] :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau} - \frac{2v_0}{L} \quad (47)$$

Où v_0 est la vitesse des porteurs dans le canal. Ainsi lorsque la condition $\omega\tau_{eff} \geq 1$ est remplie la détection deviendrait résonante.

3.2.3. La détection non résonante

D'après la théorie, la détection peut aussi fonctionner en régime non résonant. Ainsi si nous considérons un transistor à effet de champ possédant une longueur de grille plus grande que la longueur critique, tel que $\frac{s\tau}{L} \ll 1$. Dans ce cas l'onde électromagnétique incidente excite l'onde plasma du côté de la source du fait de la condition aux limites théorique (court-circuit). Cependant puisque $\omega\tau \ll 1$ l'onde plasma décroît rapidement et n'atteint pas le drain. L'analyse des équations (20) et (21) permet de montrer qu'une tension continue sera tout de même établie entre la source et le drain. Le transistor agira alors comme un détecteur large bande avec une responsivité [5,9] :

$$R = \frac{\pi}{8\varepsilon_0 G c U_0} \left(1 + \frac{2\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \right) \quad (48)$$

Où ε_0 est la permittivité du vide, c la célérité de la lumière dans le vide, G le gain de l'antenne.

Il est montré [9] que l'équation (48) est valable lorsque $\omega\tau \leq 1$ et si $\frac{s\tau}{L} \ll (\omega\tau)^{\frac{1}{2}}$. La

fréquence la plus haute détectable est de l'ordre de $\frac{s}{d}$, d étant la distance entre la grille et le

gaz d'électrons. Pour s de l'ordre de 10^8 cm s^{-1} et $d \approx 300 \text{ \AA}$ cela correspond à une fréquence de 33 THz.

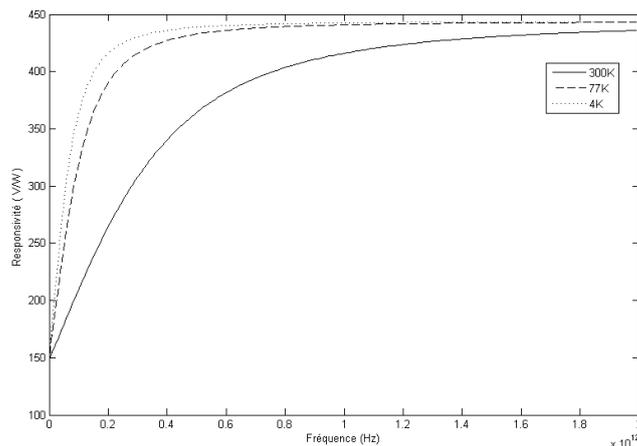


Figure 15 Calcul de la réponse non résonante d'un transistor à partir des caractéristiques de la couche T1104 pour différentes températures. L'antenne est considérée comme omnidirectionnelle donc $G=1$ et $U_0=1V$.

La figure 15 montre la réponse d'un transistor en détection non résonante. On remarque que la détection est très large bande et que la mobilité (le paramètre τ) détermine la réponse du détecteur à fréquence basse. La réponse à haute fréquence quant à elle tend vers une asymptote à 450 V/W dans notre cas.

La première équipe à avoir travaillé expérimentalement sur la détection non résonante en fonction de la tension de grille V_{gs} appliquée est celle du professeur Knap [6]. Ils ont constaté expérimentalement que la photo-réponse des transistors présentait un maximum au voisinage de la tension de grille de pincement. Dans la théorie développée où l'équation (48) a été établie [5] on suppose que $eU_0 \gg k_B T$, U_0 étant la tension de grille par rapport au canal, B la constante de Boltzmann et T la température. Par ailleurs ces valeurs prennent en compte le courant de fuite de grille dans le modèle. Bien que ce courant soit très faible comparé au courant de drain, celui-ci ne l'est plus au voisinage de la tension de grille de pincement.

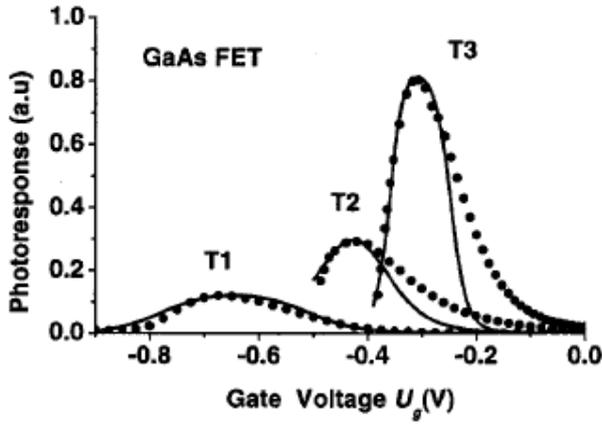


Figure 16 Photo-réponse expérimentale (points) et calculée (ligne) pour deux transistors AlGaAs/GaAs. T1 la tension seuil est de -0.55V à 300K, T2 la tension seuil vaut -0.42V à 300K, T3 est le même composant que T2 mais la température est abaissée à 10K la tension seuil vaut alors -0.22V. La longueur de grille des transistors est de 0.15 μ m [5].

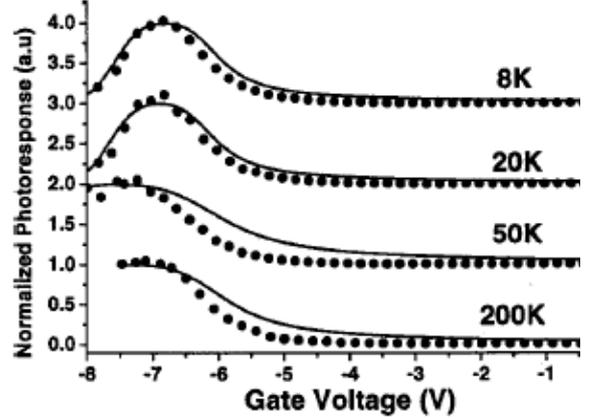


Figure 17 Photo-réponse expérimentale (points) et calculés (ligne) d'un transistor à effet de champ AlGaIn/GaN pour différentes températures (8, 20, 50 et 200K). La fréquence de l'onde électromagnétique incidente est de 200GHz. les résultats sont décalés en ordonnée pour plus de clarté. La longueur de grille du transistor est de 5 μ m [5].

3.2.4. La détection homodyne dans les transistors

Une autre interprétation de la détection non résonante a été proposée par Pfeiffer et al. En effet ils ont récemment démontré avec succès la détection homodyne à 600 GHz à l'aide de transistors MOS dont la fréquence de coupure en courant (F_t) s'élève à 35 GHz [10]. Ils montrent dans leurs travaux que lorsqu'un transistor est polarisé à une tension grille source proche du pincement du canal une détection directe est possible. Cette détection non résonante n'est pas liée aux oscillations de plasma d'électrons bien que la réponse du détecteur demeure très proche de la détection non résonante citée au paragraphe 3.2.3. Par conséquent bien que nous n'avons pas étudié la détection homodyne dans le cadre de nos travaux, il est indispensable d'évoquer cette théorie car elle pourrait expliquer certains résultats obtenus en détection non résonante. Dans ce modèle, l'onde incidente THz est supposée engendrer une variation de tension entre le drain et la source $V_{ds}(t)$ dépendante du temps ainsi le courant de drain peut être calculé :

$$i_{ds}(t) = V_{ds}(t) g_{ds}(t) = V_{ds}(t) \frac{W}{L} \mu Q_{ch}(t) \quad (49)$$

Où $Q_{ch} = C_{ox} (V_{gs}(t) - V_{th})$ est la variation de la densité de porteurs dans le canal du transistor en fonction du temps et W, L sont respectivement le développement et la distance entre la source et le drain du transistor et enfin μ la mobilité des porteurs.

On suppose que cette tension $V_{ds}(t)$ s'applique aussi sur la grille. Ainsi le courant de drain s'écrit :

$$i_{ds}(t) = \frac{W}{L} \mu C_{ox} V_{ds} (V_{gs}(t) - V_{th})$$

La composante continue du courant de drain issue du signal alternatif peut être calculée en supposant que le régime harmonique est établi, c'est-à-dire $V_{ds}(t) = V_{RF} \sin(\omega t)$, on obtient ainsi :

$$I_{ds} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} \left(\frac{V_{RF}^2}{2} \right)$$

On peut ainsi en déduire la tension continue entre la source et le drain du transistor en fonction de la tension V_{gs} statique appliquée sur la grille du transistor :

$$V_{ds} = \frac{I_{ds}}{G_{ds}} = \frac{V_{RF}^2}{2(V_{gs} - V_{th})}$$

La sensibilité obtenue par le transistor est également déterminée dans l'article de Pfeiffer et al [10] :

$$R_v = \frac{V_{ds}}{P_{in}} = \frac{\frac{V_{RF}^2}{2(V_{gs} - V_{th})}}{\frac{V_{RF}^2}{R_{in}}} = \frac{R_{in}}{2(V_{gs} - V_{th})}$$

La figure 18 compare la réponse d'un transistor obtenue expérimentalement avec la relation théorique précédente. Bien que l'amplitude de la détection soit plus faible en mesure, il semble que la théorie développée par Pfeiffer décrit relativement bien la détection homodyne d'un transistor à des fréquences bien au delà de sa fréquence de coupure. Par conséquent la détection non résonante exposée au paragraphe 3.2.3 et la détection homodyne décrite dans cette partie semblent décrire une réponse similaire du transistor lorsque celui-ci est soumis à un champ électromagnétique. La différence principale entre les deux théories vient du fait que la détection non résonante aurait pour origine une onde plasma amortie dans le canal alors que la théorie de Pfeiffer se base uniquement sur une approche électrique de la partie intrinsèque. Il serait donc intéressant de réaliser une étude paramétrique des transistors en fonction du

développement, de la distance entre la source et le drain ainsi qu'en température afin de faire varier la mobilité des porteurs et démontrer si la détection homodyne prédomine sur la détection non résonante établie par Dyakonov. Cette étude sort du cadre de nos travaux puisque nous nous sommes focalisés sur l'étude des ondes plasma dans les hétérojonctions à base d'AlGaIn/GaN. Cependant d'autres travaux menés notamment par Kamel Madjour sont en cours de réalisation dans notre équipe et devraient permettre d'apporter des informations complémentaires.

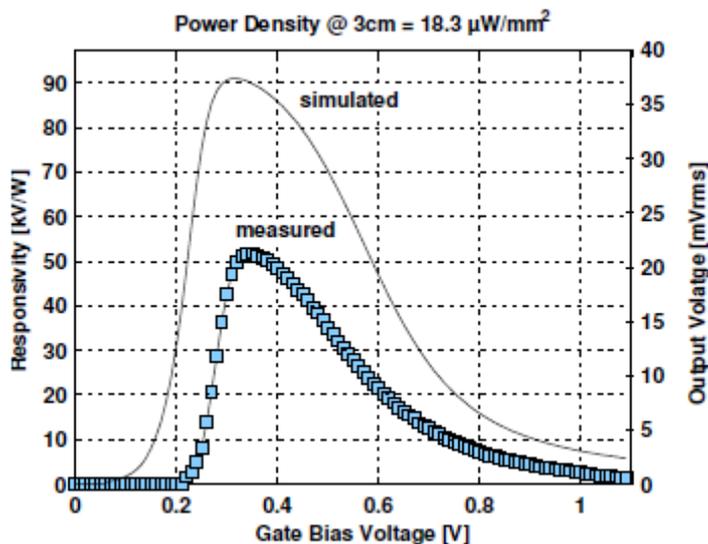


Figure 18 Sensibilité simulée et mesurée d'un transistor à effet de champ MOS (R_v) à 6006 GHz en fonction de la tension V_{gs} [10].

3.2.5. L'émission THz à onde plasma

Comme il a été mentionné au paragraphe 3.1.2 lorsqu'un courant traverse le canal d'un transistor à effet de champ et sous certaines conditions aux limites à la source et drain, la théorie Dyakonov-Shur montre qu'une instabilité peut se créer. Ainsi comme tout oscillateur, le bruit intrinsèque du composant amorcerait l'oscillation plasma. En régime établi, la présence de l'onde plasma correspond à une variation de densité de porteurs en fonction du temps et de l'espace entre la source et le drain. Le plasma présente des charges d'espace localisées puisque la longueur du canal est inférieure ou égale à la longueur de Debye (paragraphe 2.3). Cette variation de densité engendrerait une variation de potentiel dans le canal par rapport à la grille puisque celle-ci est à potentiel constant. Ainsi il pourrait y avoir un rayonnement électromagnétique résultant de l'oscillation plasma. Un transistor à effet de champ pourrait alors être utilisé comme une source THz. D'après la théorie Dyakonov-Shur,

l'émission posséderait un seuil, c'est-à-dire que l'émission apparaîtrait brutalement lorsque le courant de drain excéderait une certaine valeur. La principale difficulté à remplir dans cette théorie serait de remplir les conditions aux limites, afin de générer l'instabilité. Idéalement la source devrait être en court circuit et le drain en circuit ouvert au régime haute fréquence (vue par l'onde plasma).

L'équipe de Montpellier a observé un signal THz à l'aide d'un transistor AlInAs/InGaAs sur substrat InP [11]. Dans ces travaux le court circuit est réalisé au niveau de la source à l'aide d'un fil d'or (bonding) le plus court possible et le circuit ouvert côté drain est approché en amenant le composant au courant de drain de saturation. La mesure de l'émission est réalisée à l'aide d'un spectromètre à cyclotron.

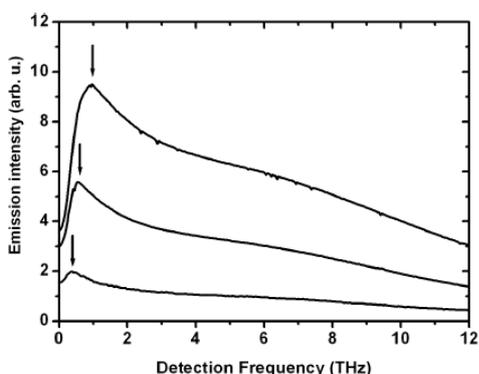


Figure 19 Spectre d'émission du transistor HEMT InGaAs. Les flèches montrent l'émission du composant à 0.42THz, 0.56THz et 1 THz obtenue pour les tensions V_{ds} respective de 0.3V, 0.6V et 0.8V

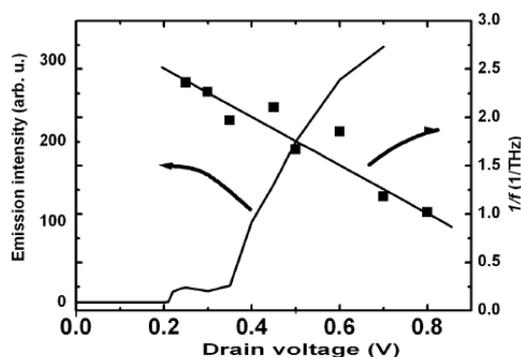


Figure 20 Intensité du signal émis (axes à gauche) en fonction de la tension V_{ds} . Inverse de la fréquence de résonance en fonction de V_{ds} (axe à droite)

Comme il est montré sur la figure 19, le spectre montre un pic d'émission de 0.42THz à 1THz, augmentant avec le courant de drain ($V_{ds}=0.2V$ à $0.8V$). Aucune émission n'est observée avant d'atteindre un certain seuil de 4.5mA de courant de drain. L'augmentation de la fréquence avec la tension de drain V_{ds} est attribuée à l'influence de la longueur effective du canal sous l'effet du champ électrique de polarisation statique. En effet le champ électrique issu de la tension V_{ds} implique un pic de champ en sortie de grille; ce champ s'étale dans le matériau ce qui a pour effet d'augmenter la longueur effective de la grille.

L'émission à l'aide de transistors GaN a aussi été obtenue par la même équipe à température ambiante [12] comme le montre la figure 21. Cependant l'accordabilité avec la tension de

grille n'a pas été vérifiée. Ces résultats sont à relativiser car certaines questions peuvent légitimement se poser notamment sur d'éventuels problèmes d'oscillation de ces composants.

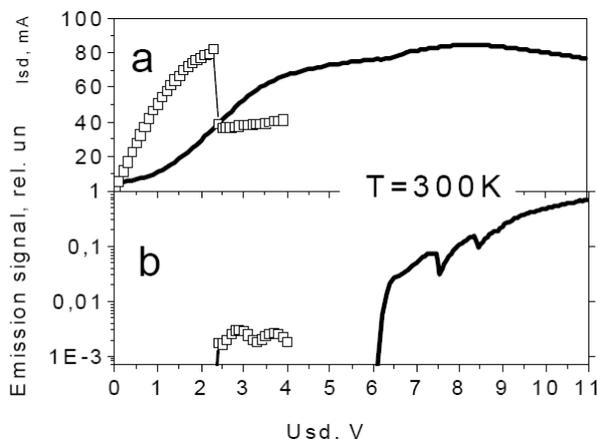


Figure 21 Caractéristique courant tension et intensité d'émission pour deux transistors HEMT GaN à température ambiante [12].

3.3. Les approches expérimentales relatives à la détection et l'émission THz à l'aide des ondes plasma

Nous allons dans cette partie aborder les difficultés expérimentales rencontrées lors des mesures des composants permettant la détection et l'émission d'onde THz à l'aide des oscillations de plasma. Dans un premier temps la maîtrise des conditions aux limites à respecter pour atteindre le régime d'instabilité sera abordée. Ensuite les problèmes associés aux oscillations basses fréquences sera évoqué. Enfin la difficulté de coupler une onde plasma acoustique avec une onde électromagnétique sera abordée.

3.3.1. Maîtriser les conditions aux limites

Dyakonov a mis en évidence la possibilité d'exciter spontanément des ondes plasmas dans les transistors grâce à un mécanisme d'instabilité. Cette instabilité nécessite l'application de conditions aux limites très particulières à savoir un court circuit du côté de la source du transistor (reliée à la masse) et un circuit ouvert côté drain à la fréquence de résonance. Ces impédances ne sont donc pas à considérer en régime statique mais à des fréquences supérieures à 100 GHz puisque l'idée est d'utiliser les transistors bien au delà de leur fréquence de coupure, comme résonateur à onde plasma. Il est bien connu des scientifiques exerçant dans le domaine hyperfréquence que présenter une impédance fixe à haute fréquence reste délicat. En pratique un circuit ouvert induit une partie capacitive et un court circuit une partie inductive.

La valeur de l'impédance varie donc avec la fréquence. Cette variation est d'autant plus importante que l'on se trouve haut en fréquence. Par conséquent un circuit ouvert à une fréquence peut se transformer en court-circuit à une autre fréquence. Il paraît donc difficile de respecter les conditions du modèle de Dyakonov-Shur car la maîtrise des impédances est quasi impossible au THz. De plus il n'existe à ce jour aucun appareil de mesures (analyseur de réseau vectoriel) capable de caractériser les transistors au THz.

A titre d'illustration, la condition de court circuit du côté de la source est usuellement traitée en soudant un fil d'or (bonding) [11] entre la grille et la source. S'il est vrai qu'un fil est un court circuit en régime statique il n'en est rien en régime hyperfréquence et encore moins au THz. En effet bien qu'il soit mentionné que la longueur de celui-ci est minimisée, un bonding présente généralement en régime hyperfréquence une inductance pure. Au THz ce fil peut également présenter une résistance. Maîtriser l'impédance d'un bonding au THz est quasi impossible. Par conséquent l'impédance présentée par le bonding dépendra de la façon dont il a été réalisé et ne sera pas réellement un court circuit indépendant de la fréquence.

3.3.2. Les oscillations à basse fréquence

Les scientifiques travaillant dans les hyperfréquences attribuent usuellement les ruptures dans les réseaux de caractéristiques statiques I_{ds} fonction de V_{ds} pour différents points de polarisation V_{gs} à des oscillations à basse fréquence des transistors. En effet les mesures statiques nécessitent d'employer des méthodes de stabilisation des composants.

Ainsi en observant les résultats montrés sur la figure 21 il semble que les composants oscillent en basse fréquence. On entend par basse fréquence les fréquences très basses bien en dessous de la fréquence de coupure des transistors. Il est très difficile de prédire la fréquence de ces oscillations.

Les oscillations sur les composant hyperfréquence sont un problème d'actualité dans les règles de conception d'amplificateurs. En effet les transistors fonctionnant à très haute fréquence possèdent intrinsèquement un gain très élevé à basse fréquence. La décroissance du gain maximum disponible est de 20dB par décade [13]. Par conséquent un transistor à effet de champ présentant 10dB de gain à 100GHz aura un gain (si son facteur de stabilité reste inférieur à 1) de 50dB à 1GHz, c'est-à-dire que le transistor amplifie 100000 fois le signal à

cette fréquence. Or si l'impédance présentée au transistor à 1 GHz présente une forte désadaptation, une partie de l'onde hyperfréquence arrivant à la sortie du composant sera réfléchiée et repartira dans l'autre sens et se réfléchira à nouveau lorsqu'elle atteindra la source. Cette configuration risque donc fortement de faire osciller un transistor puisque une partie du signal à la sortie est réinjectée à l'entrée créant ainsi une rétroaction. Un composant sera d'autant plus facilement instable qu'il aura un gain élevé. On définit alors le facteur de stabilité K afin de déterminer si le transistor est inconditionnellement stable ainsi que les cercles d'instabilité sur l'abaque de Smith [13]. Ces cercles d'instabilité nous indiquent les zones de l'abaque de Smith correspondant aux impédances à présenter afin d'assurer une stabilité du composant. En d'autres termes il faut contrôler l'impédance que l'on présente à l'entrée et la sortie d'un transistor. Généralement, un Té de polarisation est utilisé afin de séparer la partie polarisation statique et la partie hyperfréquence. Celui-ci permet de présenter au composant les charges connues indépendamment du circuit de polarisation statique. Généralement comme il est indiqué figure 22, des charges de 50 Ohms (dont l'impédance est constante sur toute la plage de fréquence) sont placées à l'entrée et la sortie du transistor. En général les composants sont stables sous 50 Ohms mais cela ne signifie pas qu'ils sont inconditionnellement stables. Cette technique permet néanmoins de minimiser le risque d'oscillation puisque les charges présentées sont maîtrisées.

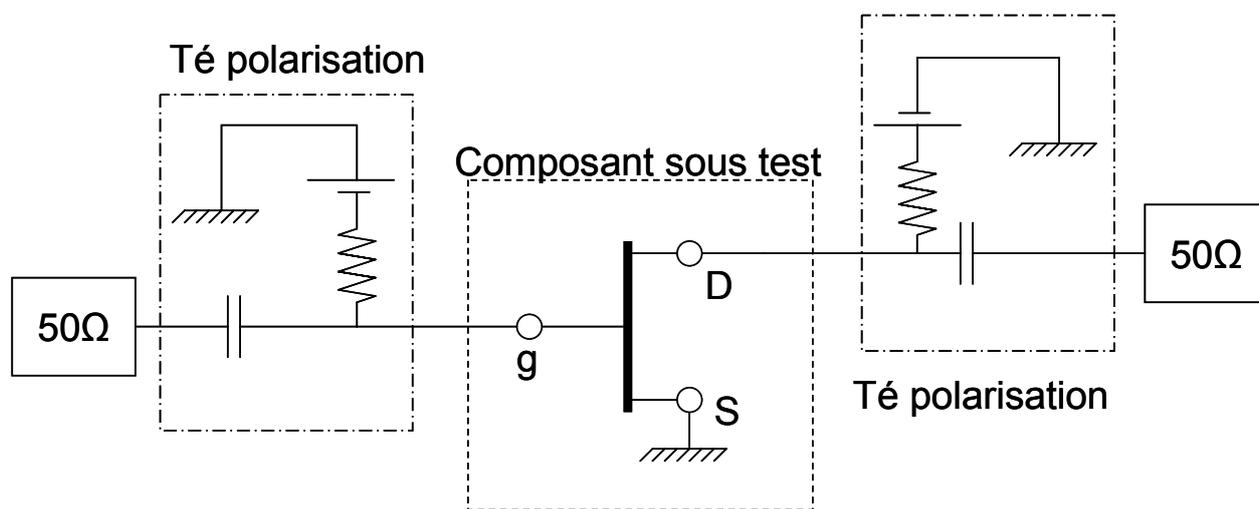


Figure 22 Schéma d'un banc de mesures pour réaliser des caractéristiques statiques $I_{ds}(V_{ds})$ en limitant les risques d'oscillations.

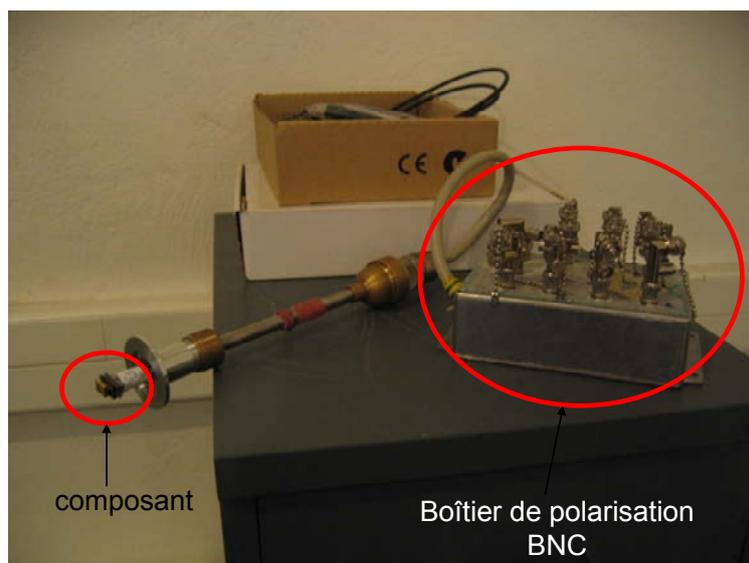


Figure 23 Dispositif pour effectuer les mesures de l'équipe de Montpellier. Le composant est placé dans un boîtier DIP 8 pattes qui sont reliées à des connecteurs BNC disposés sur le boîtier.

Dans le cadre de la collaboration avec l'équipe de W. Knap à Montpellier, le composant est monté dans le boîtier DIP (Cf figure 23). Le boîtier est fixé sur une canne qui permet de faire descendre le dispositif dans le cryostat afin d'effectuer des études en fonction de la température. Le transistor est fixé dans le boîtier par collage puis des fils d'or sont soudés par thermo-compression afin de connecter les pattes du boîtier aux accès des composants. Les câbles utilisés entre le boîtier DIP et les connecteurs BNC qui sont reliés aux alimentations sont des fils usuellement utilisés en basse fréquence ($<1\text{GHz}$). Par ailleurs, lié aux problèmes d'encombrement, aucun Tés de polarisation du commerce ne peut être utilisé. Cela signifie que pour des fréquences supérieures à 1 GHz, il est impossible de contrôler les impédances présentées au composant. Par conséquent, un composant qui possède une fréquence de coupure supérieure à 40 GHz comme cela est souvent le cas pour les transistors hyperfréquences a des probabilités d'osciller. En effet un transistor ayant une fréquence de coupure à 40GHz sera sensible à toute les impédances qu'on lui présente (sur une grande plage de fréquence) tout en possédant un fort gain. Il est donc primordial de contrôler l'impédance de charge sur toute la plage de fréquence de fonctionnement du composant.

La partie détection utilise une détection synchrone pour mesurer les faibles signaux émis ou détectés. Cette technique permet d'avoir une très grande sensibilité grâce à la synchronisation avec un générateur de signaux arbitraire (signal carré) ou un hacheur (choper) optique qui est

constitué d'une roue obturée périodiquement de sorte que le faisceau optique est haché périodiquement sachant que la roue tourne à vitesse constante.

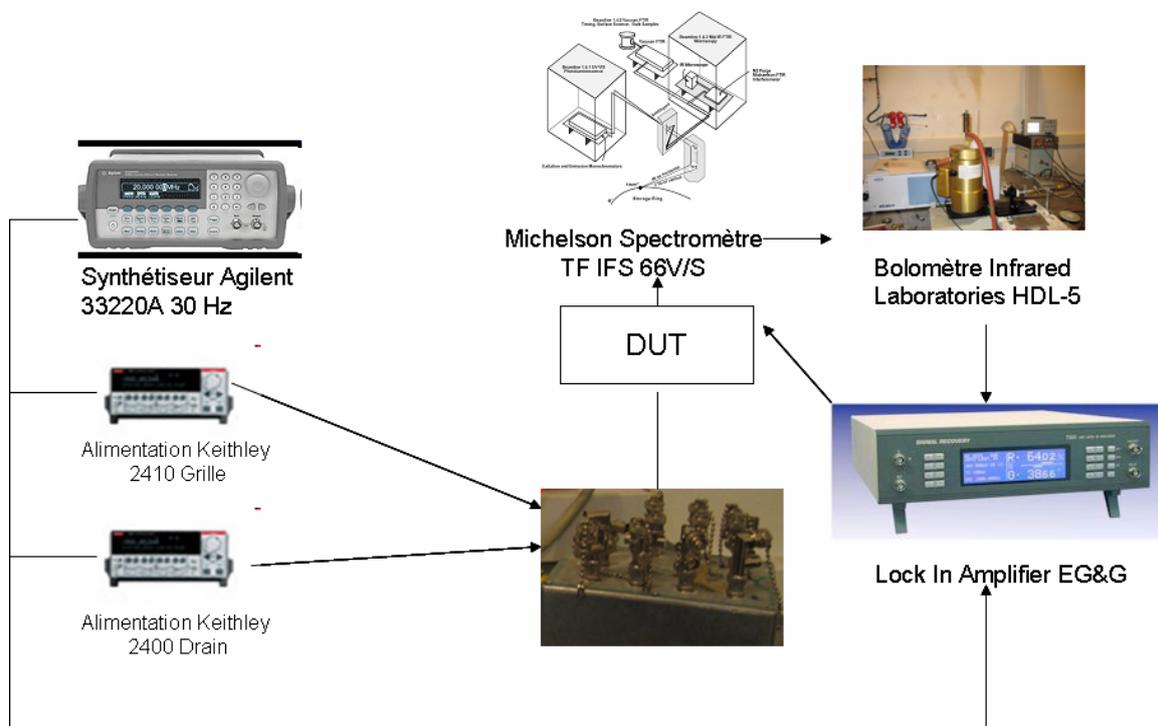


Figure 24 Synoptique de la configuration du banc de mesure en émission THz de l'équipe de Montpellier

Notre collaboration avec l'équipe de recherche de Montpellier nous a permis de réaliser des mesures en émission et détection THz à partir de composant GaN fabriqués à l'IEMN. La Figure 24 illustre la configuration du banc pour mesurer l'émission THz des composants. Le synthétiseur Agilent 33220A permet de synchroniser les deux alimentations Keithley dédiées à la polarisation du composant et l'amplificateur à détection synchrone. Le transistor est placé juste devant la fenêtre d'ouverture du spectromètre Michelson qui permet en réalisant une transformée de Fourier du signal de sélectionner une fréquence. La sortie du spectromètre est reliée au bolomètre rapide refroidi à l'hélium liquide afin de mesurer la puissance à cette fréquence, lui-même connecté à l'amplificateur à détection synchrone. C'est grâce à ce type de montage que des spectres en émission ont été enregistrés.

Les deux alimentations Keithley servant à polariser le composant sous test sont synchronisées avec le synthétiseur Agilent. En d'autres termes le composant est périodiquement polarisé puis dépolarisé à une fréquence de 30Hz. Si le transistor oscille en basse fréquence, cette oscillation sera donc synchrone avec le synthétiseur. Il y a donc un risque d'y avoir un couplage électromagnétique par les câbles, ce qui engendrerait la détection d'un signal

parasite, puisque les alimentations Keithley et l'amplificateur synchrone sont connectés entre eux. Ainsi les oscillations basses fréquences sont à éviter impérativement car celles-ci peuvent parasiter les mesures et éventuellement détruire les composants. Le développement d'une cellule hyperfréquence dédiée avec Té de polarisation intégrés s'avère nécessaire afin d'éliminer ces sources d'erreur. Ces travaux sont en prévision dans le cadre de la thèse de Kamel Madjour.

3.3.3. Couplage entre l'onde électromagnétique et l'onde plasma

Nous allons aborder dans cette partie les problèmes de couplage entre l'onde électromagnétique et l'onde plasma. Ce problème a été évoqué dès le début dans la théorie de Dyakonov-Shur [4]. En effet le problème est de savoir comment coupler l'onde électromagnétique dont la longueur d'onde est de $300\mu\text{m}$ à 1 THz avec l'onde plasma dont la longueur d'onde vaut quelques microns à 1THz. Cette différence vient du fait que l'onde plasma possède une vitesse de propagation qui peut être cent fois plus faible que la lumière. Une approche serait de coupler la structure à résonance plasma avec une antenne comme cela est régulièrement réalisé sur les bolomètres (paragraphe 1.2.2.4 chapitre 1). Pour maximiser le transfert d'énergie entre l'extérieur et l'intérieur du composant. Pour cela il est nécessaire de connaître l'impédance lorsqu'une onde plasma se crée, cette notion d'impédance sera abordée dans le chapitre 4.

Pour coupler une onde électromagnétique à une onde plasma, il faut que le vecteur k de l'onde EM et celui de l'onde plasma coïncident.

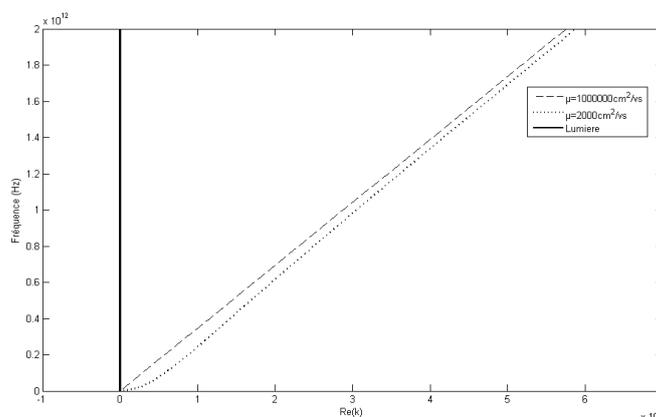


Figure 25 diagramme de dispersion pour une onde EM (traits pleins) dans le vide et une onde plasma (traits pointillés) dans un gaz d'électrons 2D recouvert par une grille proche de la tension de pincement. La pulsation (axes des abscisses) correspond à une plage de fréquence allant de 0 à 2 THz

D'après la figure 25 nous pouvons constater qu'une onde EM ne pourra jamais se coupler naturellement à une onde plasma, à l'exception de valeurs de k très faibles donc à faible fréquence. En optique on a souvent recouru à des structures périodiques pour permettre le couplage, ce point sera abordé dans le chapitre 4. Il sera ainsi montré que l'onde EM peut se coupler à la résonance plasma. On peut noter aussi que la formule (36) a été employée pour calculer le diagramme de dispersion lorsque le régime de transport n'est pas balistique. Ainsi cette figure illustre les diagrammes pour différentes valeurs de mobilité. Nous pouvons en conclure que le diagramme de dispersion pour une mobilité $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ est pratiquement identique à celui en régime balistique ($\omega = sk$) pour lequel la mobilité atteint $1000000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. A faible mobilité on note un décalage du diagramme par rapport aux régimes de haute mobilité.

4. Les résultats expérimentaux

Nous allons dans cette partie présenter quelques résultats expérimentaux sur des composants réalisés au sein du laboratoire de l'IEMN et mesurés à Montpellier à l'aide du matériel de l'équipe du GES. Etant donné que l'émission THz reste délicate à mesurer nous nous sommes focalisés uniquement sur la détection THz à l'aide de composants à onde de plasma.

4.1. Réalisations technologiques

Un masque a été conçu dans le cadre de nos travaux. La cellule élémentaire du masque est illustrée sur la figure 26. Plusieurs types de composants ont été conçus sur ce masque. Tout d'abord des transistors à effet de champ de type HEMT destinés à fonctionner en régime hyperfréquence. Des composants de type MISFET ont aussi été conçus. Ces composants possèdent une fine couche de SiN_x entre la barrière d' AlGaN et le métal de la grille métallique. L'objectif de cette étude était d'étudier l'impact de la nature Schottky ou non de la grille des transistors. Enfin des structures périodiques inspirées des travaux de Wanke et al [14] ont été conçues. Ce masque permet de réaliser une étude paramétrique des différentes dimensions des composants en faisant varier les distances entre la source et le drain, la grille et la source, la période des structures de type Wanke... Nous avons donc par souci de synthèse dédiée cette étude paramétrique aux travaux de Kamel Madjour dans le cadre du projet ANR TeraGaN. Nous avons ainsi étudié uniquement les transistors à effet de champ de type HEMT.

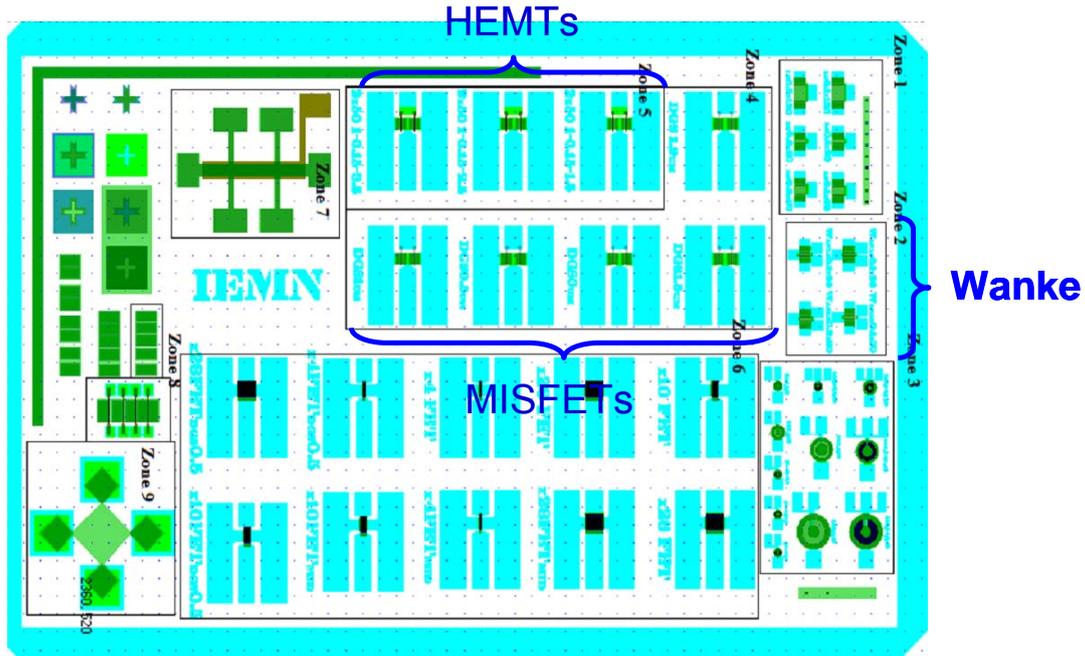


Figure 26 Cellule élémentaire du masque développé.

La fabrication des transistors a nécessité 5 étapes qui sont dans leur ordre chronologique :

- Réalisation des contacts ohmiques
- Isolation des zones actives par implantation Hélium
- Réalisation des grilles en profile en « T » pour le contrôle de charge
- La réalisation des accès coplanaires pour permettre la mesure des composant à l'aide de sonde hyperfréquence.

Ces étapes sont décrites dans le paragraphe 2.3 du chapitre 3.

Enfin les composants ont été fabriqués à partir de l'hétérojonction AlGaIn/GaN épitaxiée par Thalès. Il s'agit de la couche AEC1485 épitaxiée sur substrat SiC. L'épaisseur de la barrière $Al_{25}Ga_{75}N_{75}$ est de 22nm et le taux d'aluminium est de 25%. La densité de porteurs du puit quantique est de $n_s = 1.210^{13} \text{ cm}^{-2}$ et la tension de pincement V_{gs} est de -4.8V. Cette couche a été fournie au laboratoire de l'IEMN dans le cadre du projet ANR TeraGan.

La figure 27 montre une photo prise au microscope électronique à balayage d'un composant réalisé au laboratoire de l'IEMN sur la couche AEC 1485. Le développement du composant est un $2 \times 50 \mu\text{m}$. La longueur de grille est de 150nm, la distance grille-source est de $1.5 \mu\text{m}$ et la distance source drain $4 \mu\text{m}$. La figure 28 illustre le réseau de

caractéristique I_{ds} en fonction de V_{ds} pour différentes tensions de polarisation grille source V_{gs} . Le composant mesuré est celui illustré sur la figure 27. D'après ces mesures, on constate que le courant de drain atteint une valeur de saturation lorsque le canal est ouvert ($V_{gs}=0V$) de 90mA. Le développement du composant est de $2 \times 50 \mu m$ soit $100 \mu m$, par conséquent la densité de courant est de $0.9 A/mm$ ce qui reste une densité correcte pour ce type de couche possédant 25% d'aluminium dans la barrière AlGaIn. Enfin les contacts de source et de drain sont ohmiques, aucun point d'inflexion n'est observé sur la figure 28 pour les valeurs de tension V_{ds} comprises entre 0 et 2V. La mesure des résistances de contact a été effectuée sur plusieurs motifs de type TLM à différents endroits de la plaque. La valeur moyenne de la résistance de contact obtenue est de $0.8 \Omega \cdot mm$ ce qui reste relativement faible pour des contacts ohmiques sur couche AlGaIn/GaN.

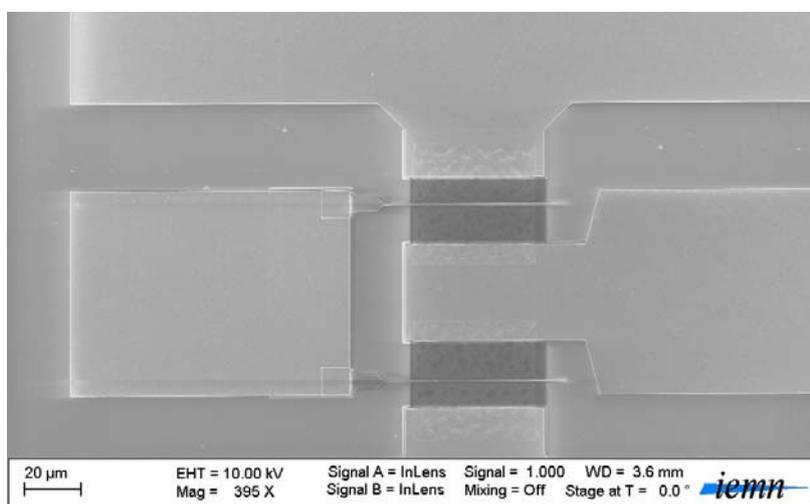


Figure 27 Photo prise au microscope électronique à balayage d'un transistor à effet de champ fabriqué sur la couche AEC 1485. Le développement du composant est un $2 \times 50 \mu m$. La longueur de grille est de $150 nm$, la distance grille-source est de $1.5 \mu m$ et la distance source drain $4 \mu m$.

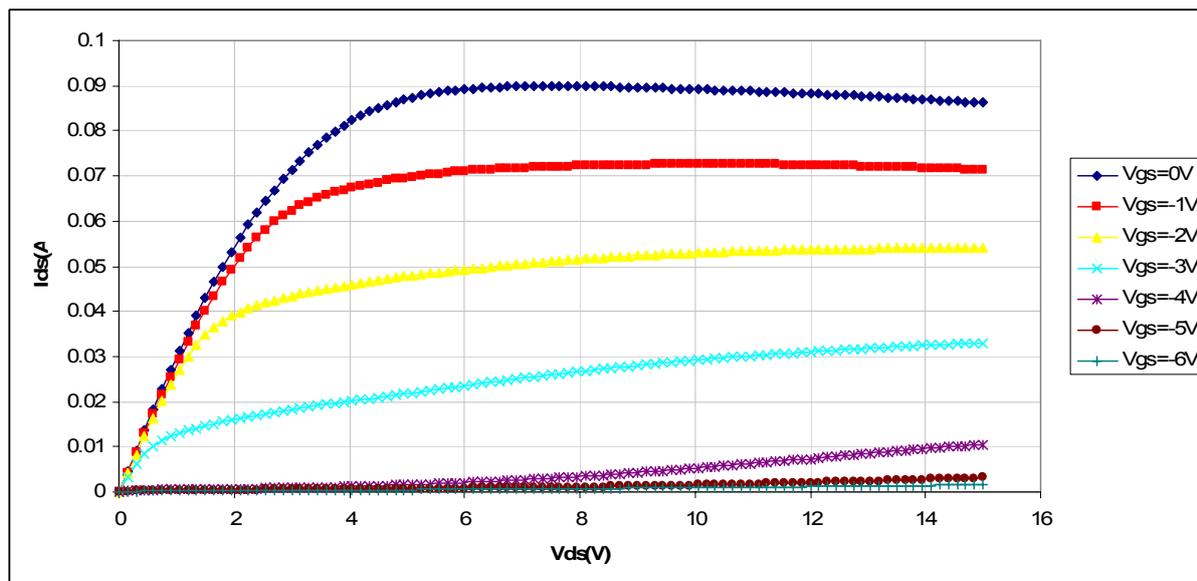


Figure 28 Réseau de caractéristique I_{ds} en fonction de V_{ds} pour différentes tensions de polarisation grille source V_{gs} . Le développement du composant est un $2 \times 50 \mu\text{m}$. La longueur de grille est de 150nm , la distance grille-source est de $1.5 \mu\text{m}$ et la distance source drain $4 \mu\text{m}$

4.2. Mise en œuvre expérimentale

Le synoptique du banc de mesure à température ambiante du GES à Montpellier est illustré sur la figure 27. La source accordable en fréquence est un carcinotron (voir CHAP 1) permettant d'émettre une onde électron magnétique à des fréquences allant de 130 à 400 GHz. Un choper électromécanique est placé juste après la source afin de moduler le signal en amplitude et permettre la détection synchrone. Un jeu de deux lentilles est placé sur le parcours de l'onde afin de focaliser le faisceau sur les composant étudié. Un polariseur en placé entre les deux lentille afin éventuellement d'étudier l'influence de la polarisation de l'onde électromagnétique sur la détection. La photo du banc de mesure est illustrée sur la figure 28.

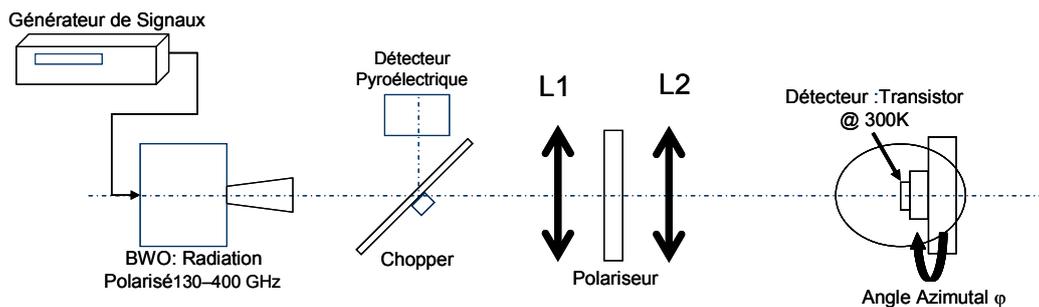


Figure 29 Synoptique du banc de mesure en détection du GES à Montpellier.

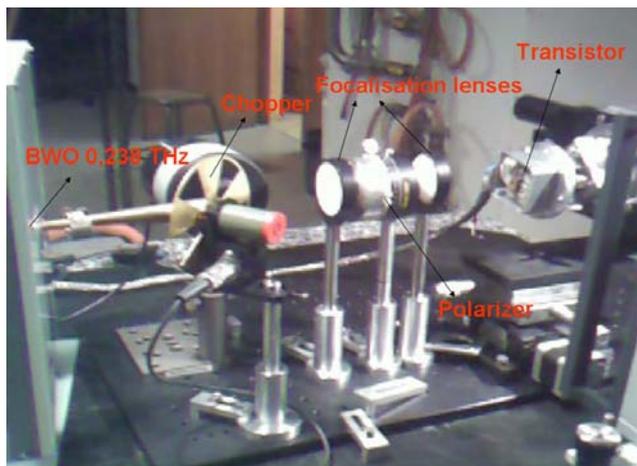


Figure 30 Photo du banc de mesure en détection à température ambiante du GES à température ambiante.

4.3. Détection THz mesurée sur des composants HEMT AlGaN/GaN

La figure 29 illustre le résultat en détection d'un composant soumis à un rayonnement électromagnétique de fréquence 240 GHz. La détection consiste à mesurer la tension détectée à l'aide de la détection synchrone entre la source et le drain. La tension de polarisation statique V_{ds} est fixée à 0.2V, le composant est donc polarisé à très faible tension. Le développement du composant est un $2 \times 50 \mu\text{m}$, la longueur de grille est de 150nm, la distance grille source est de $1.5 \mu\text{m}$ et la distance source drain de $4 \mu\text{m}$.

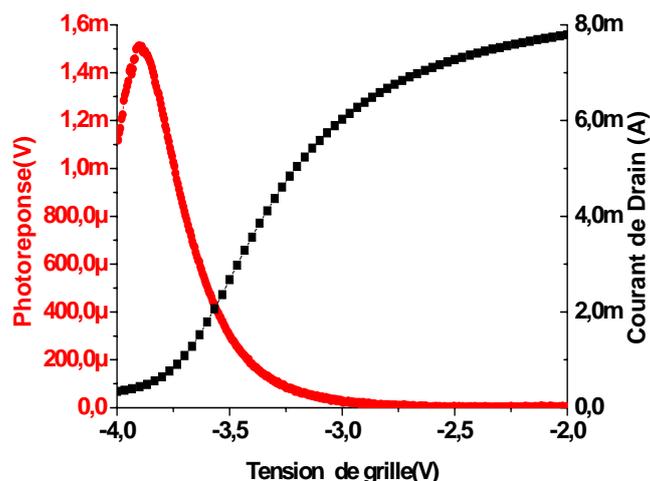


Figure 31 Détection d'un transistor soumis à une onde électromagnétique de fréquence 240 GHz. La tension détectée est entre le drain et la source V_{ds} , la tension grille source V_{gs} est balayée de -2V à -4 V. La tension de polarisation statique entre la source et le drain est fixée à 0.2V. Le développement du composant est un $2 \times 50 \mu\text{m}$. La longueur de grille est de 150nm, la distance grille-source est de $1.5 \mu\text{m}$ et la distance source drain $4 \mu\text{m}$.

On constate d'après la figure 29, que la détection atteint son maximum lorsque la tension entre la grille et la source V_{gs} est très proche de la tension de pincement du canal. Dans ce cas la courant de drain I_{ds} devient très faible. Ce résultat observé est typique de la détection non résonante décrite au paragraphe 3.2.3 ou bien la détection homodyne décrite au paragraphe 3.2.4. Ce résultat montre que la détection THz peut être réalisées à l'aide de composants AlGaIn destinés aux applications hyperfréquence. Cependant comme nous l'avons mentionné auparavant, l'interprétation de cette détection pourrait avoir plusieurs origines. De plus un transistor reste une structure relativement complexe pour étudier les ondes plasma dans les hétérojonctions. Par conséquent nous avons voulu lors de nos travaux mettre en évidence la présence des ondes de plasma dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN en simplifiant les topologies des structures étudiées décrite dans le prochain chapitre. L'étude des transistors à effet de champ pour la détection THz s'arrête à ce stade dans nos travaux.

5. Conclusion

Ce chapitre avait pour but de définir le plus clairement possible la théorie de Dyakonov-Shur pour réaliser des détecteurs et des émetteurs fonctionnant au THz à l'aide de transistors dédiés aux applications hyperfréquences.

Dans cette approche, nous nous sommes basé sur les équations appliquées au cas d'un plasma 3D pour ensuite aborder le cas des gaz d'électrons confinés dans un puits quantique en redémontrant la relation de dispersion lorsque le gaz d'électrons est recouvert par une grille métallique $\omega = sk$.

Ensuite l'existence des ondes de plasma pouvant se propager dans le canal d'un transistor ainsi que leur instabilité a été démontrée. Ces ondes pouvant devenir instables demeurent la base de la théorie Dyakonov-Shur. Celle-ci a été établie pour la première fois en 1993 [4] et a donné lieu de nombreuses publications. Le principe de la théorie Dyakonov-Shur est d'utiliser les ondes de plasma présentes dans les puits quantiques des transistors afin de réaliser des détecteurs et des émetteurs au THz. La théorie montre que ces ondes peuvent devenir instables si certaines conditions aux limites sont satisfaites, à savoir un court-circuit côté source et un circuit ouvert côté drain. Cette instabilité peut ainsi engendrer une amplification de l'onde de plasma pour les harmoniques impaires de la fréquence fondamentale de l'oscillation.

L'objectif initial de nos travaux était de mieux comprendre le principe de la théorie Dyakonov-Shur. Comme nous avons pu le voir les détecteurs résonants et non résonants au THz ont été démontrés expérimentalement mais à ce jour de nombreux problèmes demeurent et la sensibilité des détecteurs et des émetteurs reste faible. Par conséquent nous pensons qu'une optimisation des composants peut être réalisée à l'aide d'une meilleure compréhension de la physique des ondes de plasma présentes dans les puits quantiques.

Certaines difficultés expérimentales ont été soulignées dans ce chapitre. En effet, les conditions aux limites nécessaires pour obtenir le régime d'instabilité des ondes de plasma sont très difficiles à maîtriser puisque le court circuit et le circuit ouvert doivent être établis au régime alternatif à très haute fréquence, c'est-à-dire au THz. De plus, étant donné que les sensibilités des détecteurs et émetteurs sont très faibles, il est nécessaire d'employer une technique de détection synchrone des signaux. Nous avons souligné dans ce chapitre que certaines précautions doivent être employées lorsque des composants destinés à être utilisés en régime hyperfréquence sont polarisés. En effet les phénomènes d'instabilité à très basse fréquence peuvent être rencontrés et nécessitent une maîtrise des impédances présentées sur la grille et le drain sur une très large gamme de fréquence afin d'éviter toute oscillation

électrique qui pourrait perturber la mesure synchrone ou bien engendrer la destruction du composant.

Enfin la théorie Dyakonov-Shur ne prend pas en compte l'aspect du couplage entre l'onde EM et l'onde plasma. Cet aspect est primordial si nous désirons réaliser un détecteur à onde plasma sensible. Le dimensionnement des composants doit donc avoir un impact sur la façon dont l'onde électromagnétique se couple. Il est souvent mentionné dans les publications que l'onde se couple avec le composant grâce aux accès extrinsèques (plot d'accès) [15,16,17]. Cette approche implique donc d'un couplage faible entre l'onde EM et l'onde de plasma dans le puit quantique. La polarisation de l'onde EM doit aussi avoir un impact sur le couplage.

A ce jour, les travaux de l'équipe de Montpellier ont permis de mettre en évidence les potentialités d'utiliser les hétérojonctions pour réaliser des détecteurs THz. Les composants de l'IEMN ont permis cette démonstration et a été publiée [18]. Cependant il reste à déterminer quelle serait la structure la plus adaptée pour réaliser un détecteur à onde de plasma de meilleure sensibilité. C'est dans cette perspective que nos travaux se sont déroulés.

Annexe

L'objectif de cette partie est de détailler le calcul pour établir l'équation (16). Prenons le cas d'un plan de charges surfacique décrit par la figure 30.

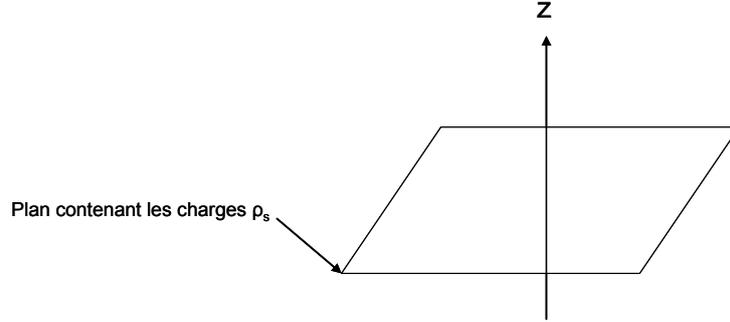


Figure 32 Plan de charge surfacique.

Ainsi en $z=0$ le plan est chargé par une densité de porteurs surfacique ρ_s qui crée un potentiel V . Hors de ce plan $\rho = 0$.

V vérifie l'équation de Poisson :

$$\Delta V + \frac{\rho_s}{2\varepsilon_0 S} \delta(z) = 0 \quad (50)$$

On note que $V = \sum_k V_k(z) e^{i\vec{k}\vec{r}}$

\vec{k} = vecteur dans le plan

$\vec{r} = (x, y)$

$$\rho_s = \sum_k \rho_k e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

L'équation (50) devient $\sum_k \left(\frac{\partial^2 V_k}{\partial z^2} - \vec{k} V_k \right) e^{i\vec{k}\vec{r}} = - \sum_k \frac{\rho_k}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \delta(z) e^{i\vec{k}\vec{r}}$

Soit pour chaque \vec{k} on a :

$$\frac{\partial^2 V_k}{\partial z^2} - k^2 V_k = - \frac{\rho_k}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \delta(z) \quad (51)$$

On trouve comme solution pour $z \neq 0$ de l'équation $k^2 V_k = \frac{\partial^2 V_k}{\partial z^2}$ de la forme :

$$V_k(z) = A_k e^{|\vec{k}|z} + B_k e^{-|\vec{k}|z}$$

D'où :

$$V_k(z) = A_k e^{-|\vec{k}||z|}$$

Pour calculer A_k on résout l'équation (51) en intégrant autour de $z = 0$:

$$\int_{-\varepsilon_z}^{\varepsilon_z} \left(\frac{\partial^2 V_k}{\partial z^2} - k^2 V_k \right) dz = \int_{-\varepsilon_z}^{\varepsilon_z} -\frac{\rho_k}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \delta(z) dz$$

$$\int_{-\varepsilon_z}^{\varepsilon_z} V_k(z) dz = \frac{2A_k}{k} (1 - e^{-|\vec{k}|\varepsilon_z})$$

$$\int_{-\varepsilon_z}^{\varepsilon_z} \frac{\partial^2 V_k}{\partial z^2} dz = \left[\frac{\partial V_k}{\partial z} \right]_{-\varepsilon_z}^{\varepsilon_z} = -2A_k |\vec{k}| e^{-|\vec{k}|\varepsilon_z} \xrightarrow{\varepsilon_z \rightarrow 0} -2A_k |\vec{k}|$$

$$\int_{-\varepsilon_z}^{\varepsilon_z} -\frac{\rho_k}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \delta(z) dz = -\frac{\rho_k}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}$$

$$\Rightarrow A_k = \frac{\rho_k}{2|\vec{k}|\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad \Rightarrow V_k(z) = \frac{\rho_k}{2|\vec{k}|\varepsilon_0 \varepsilon_r} e^{-|\vec{k}||z|}$$

Connaissant le potentiel en fonction de z , il est possible d'exprimer le champ électrique dans le plan du gaz d'électrons. Ainsi le champ électrique dans le plan en $z = 0$ s'exprime par $\vec{E}_{2D} = (E_x, E_y)$. On obtient ainsi :

$$\vec{E}_{2D} = -\vec{\nabla}_{2D} V = \left(-\frac{\partial V}{\partial x}, -\frac{\partial V}{\partial y} \right)$$

Donc :

$$\vec{E}_{2D} = \sum_k V_k(z) i\vec{k} e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_{2D} = \sum_k V_k(z) (-k^2) e^{-\vec{k}\vec{r}}$$

La composante k de $\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_{2D}$ vaut donc

$$-k^2 V_k(z) = -\frac{\rho_k |\vec{k}|}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} e^{-|\vec{k}||z|} \quad \text{avec } z = 0 \quad \text{soit} \quad -\frac{\rho_k |\vec{k}|}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r}$$

D'où

$$(\vec{\nabla} \vec{E})_k = -\frac{\rho_k |\vec{k}|}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad \text{dans le plan } z = 0$$

Références bibliographiques

- [1] Thèse H. Marincho.
- [2] Thèse soutenue à l'université de Lille 1 par Nicolas Vellas. « Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de Gallium pour les applications de puissance hyperfréquence », 2003.
- [3] Physique des plasmas collisionnels, application aux décharges haute fréquence. Michel Moisan et Jacques Pelletier. Collection Grenoble Sciences.
- [4] M. Dyakonov, M. Shur, « Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: new mechanism of plasma wave generation by DC current ». Physical Review Letters, Vol 71 No 15, 1993.
- [5] M. Dyakonov, M. Shur, "Plasma wave electronics: novel terahertz devices using two dimensional fluid ", IEEE Transaction on Electronic Devices, Vol 43, No 10, 1996.
- [6] W. Knap, Y. Deng, V. Kachorovskii, S. Romyantsev, and M. Shur. "Detection of Terahertz radiation by plasma waves in field effect transistors", IEEE, 2002.
- [7] A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Selinta, G. Valsius, A. Schepetov, Y. Rolens, S. Bollaert and A. Cappy. "Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors", APL 88, 131926, 2006.
- [8] D.Veksler, F. Teppe, A.P. Dmitriev, V. Yukachorovskii, W. Knap, M.S. Shur. "Detection of terahertz radiation in gated two dimensional structures governed by dc current". Phys. Rev. B, 73, 125328, 2006.
- [9] M.Dyakonov, M.Shur. "Detection, mixing and frequency multiplication of terahertz radiation by two dimensional electronic fluid", IEEE, Electronic Devices, Vol 43, pp 380-387, 1996.
- [10] Ullrich R. Pfeiffer and Erik Ojefors. "A 600-GHz CMOS Focal-Plane Array for Terahertz Imaging Applications". IEEE SCC Conf. Sept. 2008
- [11] W. Knap, S. Bollaert, A. Cappy, V.V. Popov, M.S. Shur. "Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistor". APL, Vol 84, No 13, 2004.
- [12] N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Lusakowski, W. Knap, M.A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Schepetov, C. Gaquiere, D. Theron, A. Cappy. Non publié.
- [13] Thèse soutenue par Christophe Gaquière à l'université de Lille 1. « Analyse et optimisation de transistors à effet de champ à hétérojonction pour l'amplification de puissance dans la bande K », 1995.
- [14] E. A. Shaner, A.D. Grine, M. C. Wanke, Mark Lee, J. L. Reno and S. J. Allen. "Far-Infrared Spectrum Analysis using Plasmon modes in Quantum Well Transistor". IEEE Phot. Tech. Letters, Vol 18 no18.
- [15] W. Knap, J. Lusakowski, K. Kavpierz, B. Orsel, J. L. Robert, J. Appl Phys, 72, 680, 1992
- [16] G.E. Stillman, C. M. Wolfe, J. O. Dimmock, Solid State Commun, 7,5, 1969
- [17] W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Romyantsev, J.Q. Lu, R. Gaska, M.S. Shur, G. Simin, X. Hu, M. Asif-Khan, C.A. Saylor, L. C. Brunel, J. Appl Phys, 91, 9346, 2002.
- [18] A. El Fatimy, R. Tauk, S. Boubanga, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap,, J. Lyonnet, Y. M. Meziani,T. Otsuji, M.-A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, Ch. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy. "Plasma oscillations in nanotransistors for room temperature detection and emission of terahertz radiation". Phys. Stat. Sol. (c) 5, No. 1, 244– 248 (2008).

Chapitre 3

Mise en évidence des ondes plasma dans les hétérojonctions AlGa_N/Ga_N.

Table des matières

1. Modélisation des guides à onde plasma.....	104
1.1. Simplification des structures pour mieux étudier les ondes plasma.....	104
1.1.1. Le transistor une structure complexe	104
1.1.1.1. Un transistor est composé de différentes zones	104
1.1.1.2. La répartition des charges dans un transistor n'est pas uniforme.	104
1.1.1.3. Le couplage EM/plasma par les plots d'accès	105
1.1.1.4. Les conditions aux limites difficiles à maîtriser.....	105
1.1.2. Le guide à onde plasma: une structure simplifiée.....	105
1.1.2.1. Description du guide à onde plasma	105
1.1.2.2. Le guide à onde plasma: une structure plus simple que le transistor	106
1.2. Modélisation électrique du guide grâce au modèle de Drude dans le domaine fréquentiel	107
1.2.1. Le modèle de conductivité complexe.....	107
1.2.2. Modèle électrique du guide plasma.....	107
1.2.3. Etude paramétrique de guide plasma	111
1.2.3.1. Etude de l'influence de la distance entre le gaz d'électrons et la grille métallique	111
1.2.3.2. Influence de la mobilité sur la résonance plasma.....	113
1.2.3.3. Influence de la largeur du guide sur son impédance caractéristique.....	115
1.2.3.4. Dimensionnement du guide à onde plasma pour notre étude.....	117
1.3. Implémentation du modèle complet dans le domaine temporel	117
1.3.1. Extension du modèle du guide dans le domaine temporel.....	117
1.3.2. Modélisation des lignes coplanaires à l'aide du logiciel électromagnétique 3D	119
1.3.3. Transformation d'un dipôle en quadripôle.....	123
1.3.4. Chaînage des éléments	123
1.3.5. Exploitation du modèle dans le domaine temporel	124
2. Réalisations technologiques	126
2.1. Choix de la couche épitaxiée.....	126
2.2. Description de la couche T1104.....	127
2.3. Procédé technologique pour la fabrication des guides à onde plasma	129

2.3.1.	Réalisation du masque Plasma GaN.....	129
2.3.2.	L'isolation par implantation hélium.....	131
2.3.3.	Réalisation des contacts ohmiques.....	132
2.3.4.	Dépôt du diélectrique et métallisation des grilles et des lignes CPS.....	133
2.3.5.	Etude des transistors pour contrôler l'état du gaz d'électrons.....	134
3.	Mesures temporelles par laser femtoseconde	135
3.1.	Principe de base de la mesure temporelle	135
3.1.1.	Principe de la mesure fréquentielle.....	135
3.1.2.	La mesure temporelle une alternative aux mesures fréquentielles.....	136
3.2.	La génération d'une impulsion électrique par voie optique.....	137
3.2.1.	Principe de la génération d'impulsions électriques ultracourtes.....	137
3.2.2.	La génération grâce au report de patch GaAs BT.....	138
3.3.	Principe de l'échantillonnage électro-optique en temps réel.....	139
3.3.1.	Echantillonnage mono coup.....	139
3.3.2.	Echantillonnage multi coup.....	140
3.4.	Echantillonnage électro-optique à l'aide de l'effet Franz-Keldysh	140
3.4.1.	Principe de l'effet Franz-Keldysh.....	140
3.4.2.	Echantillonnage à l'aide de patch AlGaAs.....	141
3.5.	Mesure des guides à onde de plasma	143
4.	Conclusion	145

1. Modélisation des guides à onde plasma

1.1. *Simplification des structures pour mieux étudier les ondes plasma*

1.1.1. Le transistor une structure complexe

1.1.1.1. Un transistor est composé de différentes zones

Comme il a été mentionné dans le chapitre 2, les transistors ont été étudiés en premier car ce sont des topologies couramment utilisées et maîtrisées au niveau des procédés de fabrication et disponibles rapidement pour des premières études. Cependant les transistors ne sont pas a priori les structures idéales pour réaliser des composants à onde plasma. Lors de nos travaux nous avons essayé d'aborder les problèmes de couplage entre l'onde électromagnétique et l'onde plasma.

Les transistors à effet de champ destinés aux applications en hyperfréquence sont des structures complexes, possédant une zone recouverte par la grille métallique et deux autres zones de part et d'autre non recouvertes. Comme nous avons pu le voir au chapitre 2 les diagrammes de dispersion entre la zone recouverte et non recouverte d'une grille sont différentes. Ainsi, les fréquences de résonances des deux zones seront différentes et l'étude de ce composant devrait être celle d'un système à oscillateurs couplés.

1.1.1.2. La répartition des charges dans un transistor n'est pas uniforme.

De plus dans les transistors à effet de champ, le fait d'appliquer une tension drain-source (V_{ds}) et une tension grille-source (V_{gs}) implique que les lignes de champ électrique ne sont pas réparties uniformément dans le transistor. Ainsi le champ est plus intense entre la grille et le drain, avec un pic de champ en sortie de grille. Cela s'accompagne d'une densité de porteurs sera plus faible pour la zone située entre la grille et le drain comparée à la zone située entre la grille et la source. Cette situation complexifie encore le problème puisque les fréquences de résonance dépendent de la densité de porteurs.

1.1.1.3. Le couplage EM/plasma par les plots d'accès

Enfin le couplage entre l'onde électromagnétique et l'onde plasma est réalisée généralement en espace libre. Aucune antenne n'est réalisée ce qui revient à dire que les plots d'accès des composants doivent jouer le rôle d'antenne. Il s'agit néanmoins d'une antenne de médiocre qualité car le dimensionnement ainsi que la forme de l'antenne est déterminante pour son efficacité ainsi que sa bande passante. Les règles de conception des antennes sont très strictes d'autant plus à des fréquences autour du THz. Par conséquent s'il est certain que les plots d'accès des transistors jouent un rôle dans le couplage EM/plasma, nous ne savons pas avec quelle efficacité il participe à ce couplage, ce qui ajoute une complexité et une incertitude supplémentaire au problème.

1.1.1.4. Les conditions aux limites difficiles à maîtriser

Comme il a été abordé dans le chapitre 2, la théorie Dyakonov-Shur repose sur une asymétrie des conditions aux limites avec un court circuit côté source et un circuit ouvert côté drain. Cependant il est en pratique impossible de contrôler et vérifier les impédances présentées au régime THz. Ceci ajoute encore une complexité ainsi que des incertitudes supplémentaires sur la détection ou l'émission de signaux THz.

1.1.2. Le guide à onde plasma: une structure simplifiée.

Comme il a été évoqué dans le paragraphe 1.1.1, il existe un grand nombre de difficultés à résoudre pour étudier le problème complexe des ondes plasma dans les transistors à effet de champ. C'est pourquoi nous avons voulu simplifier au maximum la structure d'étude afin de mieux comprendre les phénomènes d'oscillations de plasma et ainsi essayer de valider certains éléments de la théorie comme le diagramme de dispersion. Nous avons donc décidé d'étudier une structure dont le comportement est celui d'un guide à onde plasma. Cette structure a été utilisée par Burke mais à des fréquences beaucoup plus faibles [1].

1.1.2.1. Description du guide à onde plasma

Un guide à onde plasma est une cavité résonante plasmonique recouverte entièrement par une grille métallique. La présence de cette grille permet l'établissement d'une onde se propageant lorsqu'une perturbation est appliquée à la structure. L'établissement de ce mode de propagation peut s'expliquer par le principe des charges images. En effet si nous considérons un métal parfaitement conducteur, tout champ électrique appliqué sur celui-ci se transformera en charges annulant le champ en volume. De plus, à la surface du métal le champ est

perpendiculaire à celle-ci. C'est sur ce principe que se base la théorie des charges images. La condition limite imposée par la grille métallique revient à considérer la présence des charges virtuelles opposées en vis-à-vis des charges apparaissant dans la cavité plasmonique. Dans notre cas cette cavité est constituée du gaz d'électrons situé à l'interface d'une hétérostructure AlGaN/GaN (figure 1).

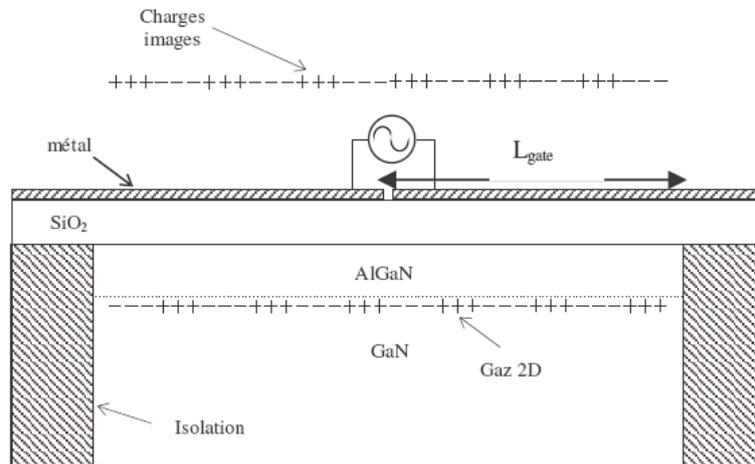


Figure 1 Répartition des charges dans le canal perturbé par la l'excitation de l'onde plasma. Le signe - représente les zones où à un l'instant t les électrons sont plus denses par rapport à l'équilibre et la charge + représente la situation inverse.

La figure 1 donne une représentation de la structure étudiée qui consiste en deux guides d'onde plasmoniques reliés en série par une zone très petite non recouverte par la grille. Cette coupure de quelques microns mètres va permettre l'établissement d'une différence de potentiel à cet endroit. Cette différence de potentiel amenée par un signal alternatif permettra d'exciter l'onde plasma sous la grille. Enfin aucun contact ohmique n'est réalisé et le gaz d'électrons 2D est électriquement isolé sur la couche épitaxiée par implantation ionique.

1.1.2.2. Le guide à onde plasma: une structure plus simple que le transistor

Nous avons choisi cette structure car celle-ci simplifie le problème comparé au transistor. En effet la grille recouvre le gaz d'électrons dans sa globalité. La coupure permettant l'excitation de l'onde plasma est supposée avoir une influence très faible puisque celle-ci est de longueur très courte comparée à la longueur du guide. De plus la répartition des charges devrait être beaucoup plus uniforme que dans le cas du transistor car le gaz d'électrons est isolé ce qui implique que les conditions aux limites peuvent être considérées comme un circuit ouvert. Nous pouvons en effet imaginer que l'onde de plasma lors de sa propagation « verra » un

circuit ouvert lorsque le gaz d'électrons est supprimé brutalement. Enfin le guide plasmonique dans cette configuration est un dipôle. Il est donc possible d'injecter le signal THz sur la structure grâce à des lignes d'accès coplanaires de type fente (strip-line). Cette approche nous permet alors d'éliminer les problèmes de couplage en espace libre par l'antenne puisque le signal utile se propage sur les lignes jusqu'au guide plasmonique puis devrait exciter l'onde plasma en établissant une différence de potentiel au niveau de la fente du guide.

1.2. Modélisation électrique du guide grâce au modèle de Drude dans le domaine fréquentiel

1.2.1. Le modèle de conductivité complexe

Le modèle électrique du guide plasmonique que nous souhaitons valider est basé sur le modèle hydrodynamique de Drude. Celui-ci traite le gaz d'électrons dans sa globalité pour en décrire le comportement collectif. Cette notion a déjà été abordée dans le chapitre 2. La conductivité complexe du gaz en fonction de la fréquence est donnée par la relation [2]:

$$\sigma(\omega) = \frac{nq^2\tau}{m^*} \frac{1}{1 + j\omega\tau} \quad (1)$$

Où n est la densité surfacique d'électrons dans le puit quantique, τ le temps de libre parcours moyen des électrons entre deux collisions, q la charge élémentaire et m^* la masse effective des électrons dans le canal ($m^*=0.2 \times m_0$ dans le GaN). En calculant la résistivité complexe du gaz qui n'est autre que l'inverse de la conductivité, on obtient :

$$Z(\omega) = \frac{m^*}{nq^2\tau} + j \frac{m^* \omega}{nq^2} \quad (2)$$

Nous pouvons remarquer que la résistivité est de la forme : $Z(\omega) = R + jL_k\omega$ où L_k représente l'inductance cinétique des électrons. Cette inductance peut s'interpréter comme l'inertie des électrons à leur mise en mouvement tout comme une inductance s'oppose à l'établissement du courant.

1.2.2. Modèle électrique du guide plasma

Au regard de l'équation (2), nous pouvons donc modéliser la structure du guide d'onde plasma par un circuit électrique distribué de type RLC. La résistance R , l'inductance cinétique L_k et la capacité C entre la grille et le gaz d'électrons par unité de longueur sont données par les paramètres physiques de l'hétérojonction. W est la largeur du guide:

$$\begin{aligned}
 R &= \frac{m^*}{W \times nq^2 \tau} \\
 L_k &= \frac{m^*}{W \times nq^2} \\
 C &= \frac{W \times \epsilon_r \epsilon_0}{d}
 \end{aligned} \tag{3}$$

Si on considère un tronçon de ligne de longueur infinitésimal dx , comme il est illustré sur la figure 2, cette longueur dx est très petite par rapport à la longueur d'onde. Ainsi les courants tension peuvent être considérés constants le long de l'élément dx . En prenant les conventions indiquées sur la figure 2 l'équation d'une maille du réseau peut s'écrire :

$$-V + L_k dx \frac{\partial i}{\partial t} + R dx i - dV = 0$$

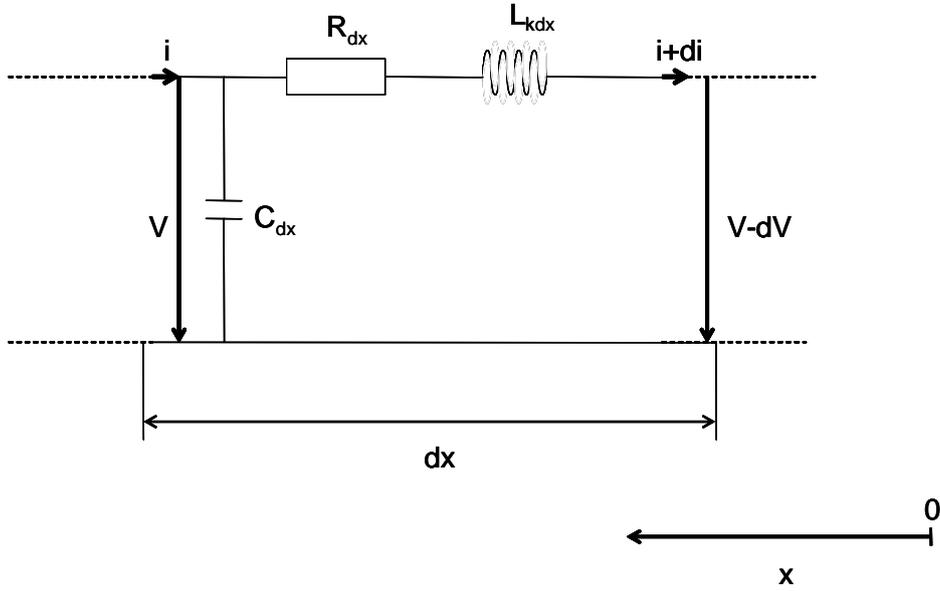


Figure 2 Tronçon de ligne du guide plasmonique de longueur dx

Ainsi :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = Ri + L_k \frac{\partial i}{\partial t} \tag{4}$$

En écrivant l'équation des nœuds on obtient les relations :

$$\frac{\partial i}{\partial x} = \frac{\partial V}{\partial t} C \tag{5}$$

Si on dérive l'équation (4) par rapport au temps et l'équation (5) par rapport à x on obtient :

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} = C \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t} \tag{6}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t} = R \frac{\partial i}{\partial t} + L_k \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} \quad (7)$$

Ainsi en injectant l'équation (7) dans (6) on obtient :

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} - RC \frac{\partial i}{\partial t} - L_k C \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = 0 \quad (8)$$

L'équation (8) correspond à l'équation de propagation du courant. Par la même démarche on obtient l'équation de propagation pour la tension :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - (RC) \frac{\partial V}{\partial t} - L_k C \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0 \quad (9)$$

Nous cherchons donc des solutions de la forme $V = V_0 e^{j(-kx + \omega t)} = V_k e^{j\omega t}$.

La chute de tension sur l'élément dx s'écrit :

$$\frac{dV}{dx} = (R + jL_k \omega) i = Z_s i \quad (10)$$

La chute de courant s'écrit :

$$\frac{di}{dx} = jC\omega V = Y_d V \quad (11)$$

En injectant l'équation (11) dans (10) on obtient :

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = Z_s \frac{di}{dx} = Z_s Y_d V = -k^2 V \quad (12)$$

De même :

$$\frac{d^2 i}{dx^2} = -k^2 i \quad (13)$$

Avec

$$-k^2 = Z_s Y_d \quad (14)$$

Cette équation est la relation de dispersion. On retrouve en fait celle du chapitre 2 :

$k = \pm \frac{1}{s} \sqrt{\omega^2 + \frac{j\omega}{\tau}}$ où s est la vitesse de l'onde plasma. On peut en effet vérifier aisément que

$$s = \frac{1}{\sqrt{L_k C}}.$$

La solution complète de l'équation 12 est

$$V(x) = A_l \exp(-jkx) + A_r \exp(jkx) \quad (15)$$

Nous pouvons calculer $i(x)$ à partir de la relation $\frac{dV}{dx} = Z_s i$ on obtient ainsi :

$$i(x) = \frac{k}{Z_s} \left(A_i \exp(-jkx) - A_r \exp(jkx) \right) \quad (16)$$

On peut récrire la relation (16) sous la forme :

$$i(x) = \frac{A_i \exp(-jkx) - A_r \exp(jkx)}{Z_c} \quad (17)$$

$$Z_c = \frac{Z_s}{k}$$

On introduit dans la relation (17) l'impédance caractéristique du guide à onde plasma :

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z_s}{Y_d}} = \sqrt{\frac{R + jL_k \omega}{jC \omega}} \quad (18)$$

Si $R \approx 0$ l'impédance caractéristique est indépendante de la fréquence et on obtient :

$$Z_c \approx \sqrt{\frac{L_k}{C}} \quad (19)$$

Nous pouvons maintenant calculer l'impédance du guide à onde plasma en utilisant les relations (15) et (17):

$$Z_{guide} = \frac{V(x)}{i(x)} = \frac{A_i \exp(-jkx) + A_r \exp(jkx)}{\frac{A_i \exp(-jkx) - A_r \exp(jkx)}{Z_c}} \quad (20)$$

Dans le cas d'un guide d'onde plasma terminé par un circuit ouvert, $A_i = A_r$ car l'onde plasma est totalement réfléchie lorsqu'elle arrive à la fin du guide à onde plasma. Ainsi la relation (20) s'écrit :

$$Z_{guide} = Z_c \frac{\exp(jkx) + \exp(-jkx)}{\exp(jkx) - \exp(-jkx)} = Z_c \coth(kx) \quad (21)$$

On obtient ainsi la relation donnant l'impédance complexe du guide plasmonique terminé par un circuit ouvert :

$$Z_{guide}(\omega) = \sqrt{\frac{R + j\omega L_K}{j\omega C}} \coth \left[L_{guide} \sqrt{j\omega C (R + j\omega L_K)} \right] \quad (22)$$

Nous retrouvons bien le résultat du modèle de Burke et al [1]. Celui-ci lui a été utilisé pour mettre en évidence l'existence des ondes plasma dans une hétérojonction AlGaAs/GaAs à température cryogénique à quelques GigaHertz. La mobilité de la couche dans son étude était d'environ $1\,000\,000 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$. La figure 4 illustre le résultat obtenu en mesurant le coefficient de réflexion de ce type de guide. Le modèle électrique reproduit relativement bien les résultats expérimentaux. De plus la vitesse de l'onde plasma donnée par la relation

$v = \sqrt{\frac{ne^2 d}{m^* e}}$ coïncide bien avec les valeurs données par le modèle à l'aide de la relation

$v = \frac{1}{\sqrt{L_k C}}$ Notre objectif dans cette étude sera d'utiliser le même modèle mais d'effectuer

l'étude au THz afin de mieux comprendre le phénomène d'oscillation plasma dans une hétérojonction AlGaIn/GaN à ces fréquences. En effet à ce jour ce modèle n'a jamais été validé à de telles fréquences.

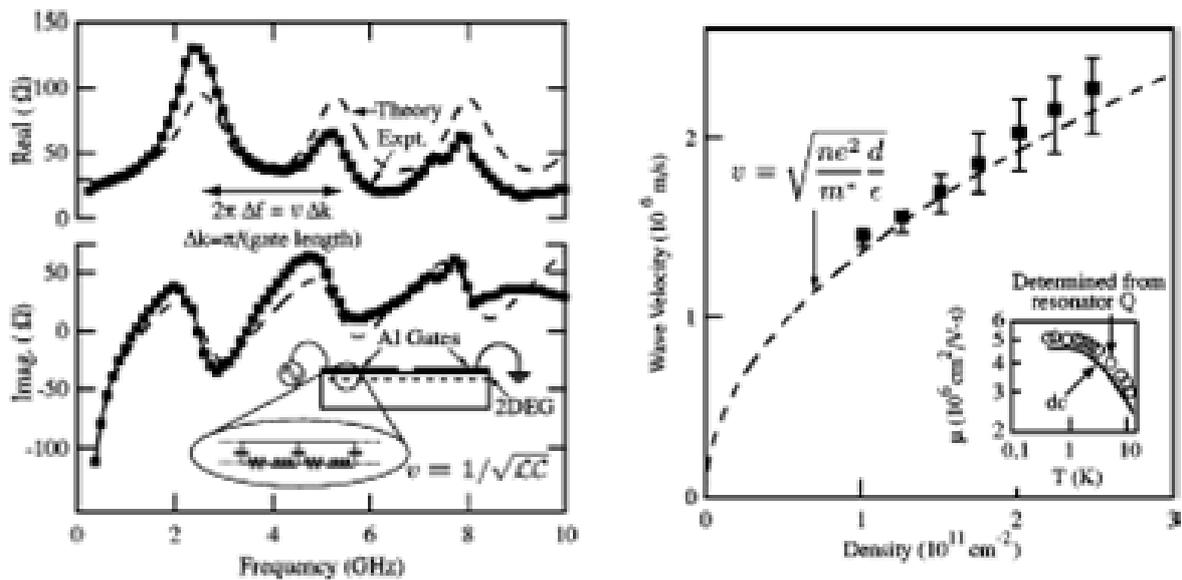


Figure 3 Résultat obtenue par Burke et al. A gauche le coefficient de réflexion mesuré comparé avec le modèle électrique. A droite la vitesse de l'onde plasma comparée avec le modèle et la relation $\frac{1}{\sqrt{L_k C}}$.

1.2.3. Etude paramétrique de guide plasma

1.2.3.1. Etude de l'influence de la distance entre le gaz d'électrons et la grille métallique

Comme il a été montré dans le paragraphe précédent, la vitesse de l'onde plasma est donnée

par la relation $s = \frac{1}{\sqrt{L_k C}}$. Par conséquent la vitesse de l'onde plasma dépend de la densité de

porteurs et de la capacité C donc de la distance d entre le gaz d'électrons et la grille métallique. La figure 4 illustre le diagramme de dispersion de l'onde plasma pour une distance $d=30\text{nm}$ et $d=1\mu\text{m}$. Nous pouvons constater qu'en augmentant la distance entre le

gaz d'électrons et la grille métallique la capacité par unité de longueur du guide diminue d'après la relation (3) donc la vitesse de l'onde plasma augmente et donc la longueur d'onde augmente aussi. Comme nous verrons dans le paragraphe 2, nous avons choisi d'utiliser des lignes coplanaires de type strip-line (lignes CPS pour CoPlanar Strip-line) pour que les structures soient compatibles avec le banc de mesure à impulsions femtoseconde disponible à l'IEMN. Ainsi comme il est illustré sur la figure 12, les deux rubans font 10 μm de largeur et sont espacés de 25 μm . L'impédance caractéristique sur saphir est de 130 Ohms.

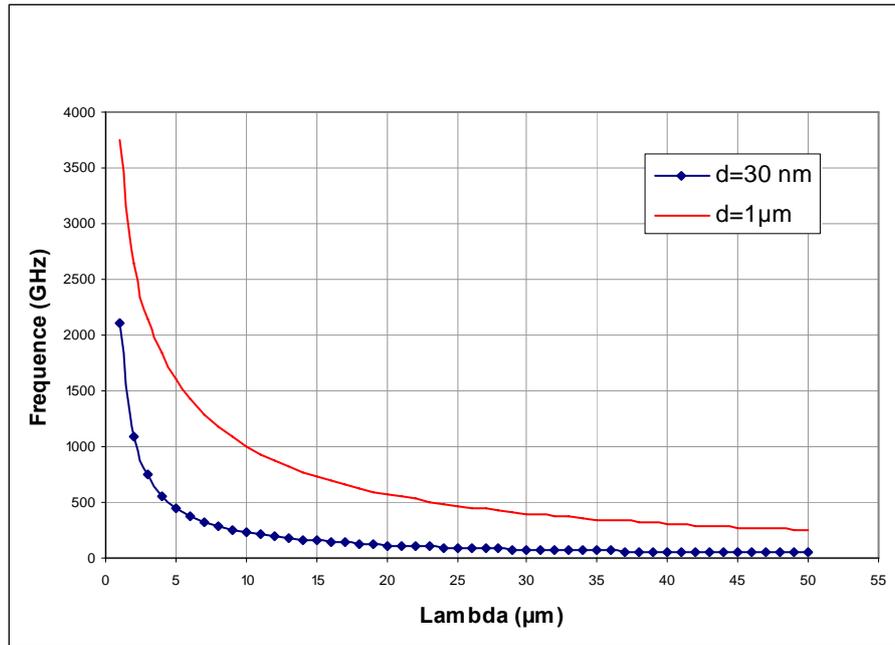


Figure 4 Diagramme de dispersion fréquence/longueur d'onde plasma pour une distance de 1 μm et 30nm

Comme dans le cas de la théorie Dyakonov-Shur, la longueur du guide doit être égale à la longueur d'onde de l'onde plasma afin de minimiser l'amortissement. Par conséquent nous devons rendre la longueur d'onde plasma compatible avec les dimensions des lignes utilisées lors des mesures. Les guides plasmoniques seront disposés entre les rubans de la ligne CPS comme il est illustré sur la figure 12. Il y aura donc deux guides plasmoniques mis en série, l'impédance vue par l'onde incidente sera donc de $Z = 2Z_{guide}$. La longueur du guide plasmonique devra être autour de 10 μm afin d'être compatible avec les lignes CPS utilisées. Nous avons donc choisi pour notre étude de déposer le métal de la grille à une distance de 1 μm par rapport au gaz d'électrons. Ainsi d'après la figure 4, pour une distance $d=1\ \mu\text{m}$ la longueur d'onde sera de 10 μm à 1 THz.

1.2.3.2. Influence de la mobilité sur la résonance plasma

Pour étudier l'influence de la mobilité, nous nous référons à la couche T1104 épitaxiée au CRHEA et dont nous avons déjà fait référence au chapitre 2 (paragraphe 3.2.1). Cette couche a été décrite au chapitre 2. Elle a servi à réaliser les structures qui seront ensuite mesurées à l'aide d'un banc de mesure à impulsions laser femtoseconde. Celui-ci sera décrit plus en détail dans le paragraphe 2. Cette couche possède une densité de porteurs comprise entre 1.5 et $1.95 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. La mobilité du gaz 2D est comprise entre 1130 et 1900 cm^2/Vs à température ambiante tandis qu'elle peut atteindre 10000 cm^2/Vs à 77K et 15500 cm^2/Vs à 4K associée à une densité de porteurs de $1.35 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Le modèle a ainsi été évalué en prenant en compte les paramètres physiques de cette couche.

La figure 5 et la figure 6 montrent le coefficient de réflexion simulé pour la couche T1104 en fonction de la fréquence pour différentes températures. Ce coefficient est donné par la relation :

$$\Gamma(\omega) = \frac{Z_{\text{guide}}(\omega) - Z_0}{Z_{\text{guide}}(\omega) + Z_0} \quad (23)$$

Où Z_0 représente l'impédance de normalisation. Le résultat est représenté sur l'abaque de Smith normalisée par rapport à $Z_0=50 \text{ Ohms}$. Les boucles montrées sur l'abaque représentent les résonances du guide. Elles apparaissent pour des fréquences de 400 GHz, 1 THz et 1,6 THz.

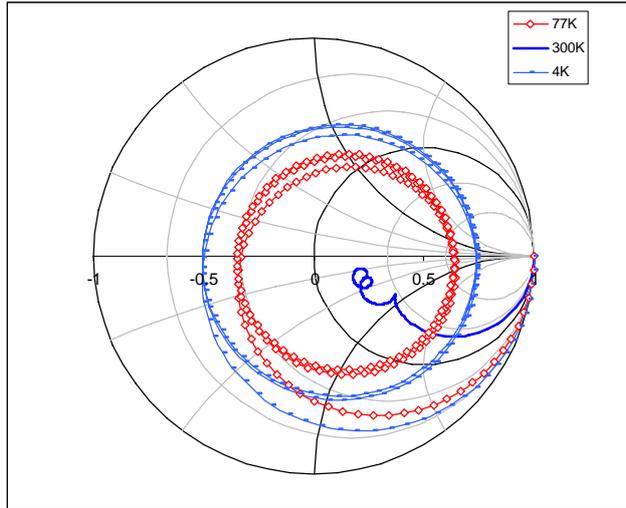


Figure 5 Coefficient de réflexion Gamma modélisé en fonction de la fréquence pour une structure à deux guides en série de longueur $10\mu\text{m}$ et de largeur $25\mu\text{m}$ à 300K, 77K et 4K prenant en compte les paramètres physiques de la couche T1104. Les résultats sont représentés sur l'abaque de Smith normalisée par rapport à 50 Ohms.

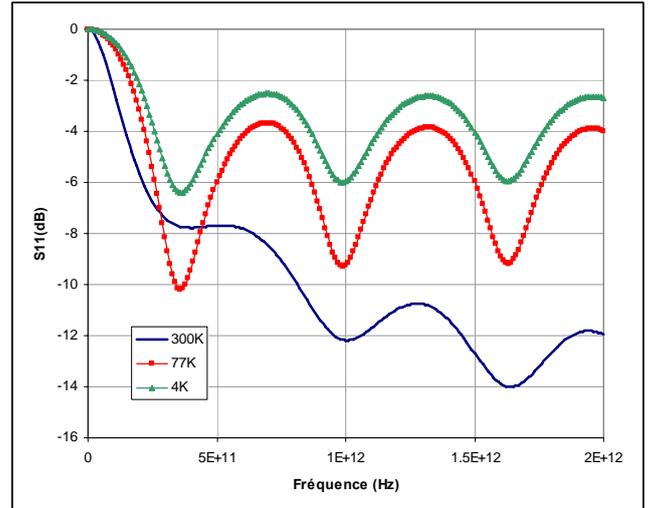


Figure 6: Module du coefficient de réflexion de la figure 5 en fonction de la fréquence pour les 3 températures.

Les , et figure 9 illustrent les parties réelles et imaginaires du coefficient de réflexion Gamma simulé pour la couche T1104 pour différentes températures et confirment le comportement oscillatoire. On peut constater que l'oscillation plasma a une amplitude plus grande lorsque la température diminue. Cela est directement lié à l'augmentation de la mobilité.

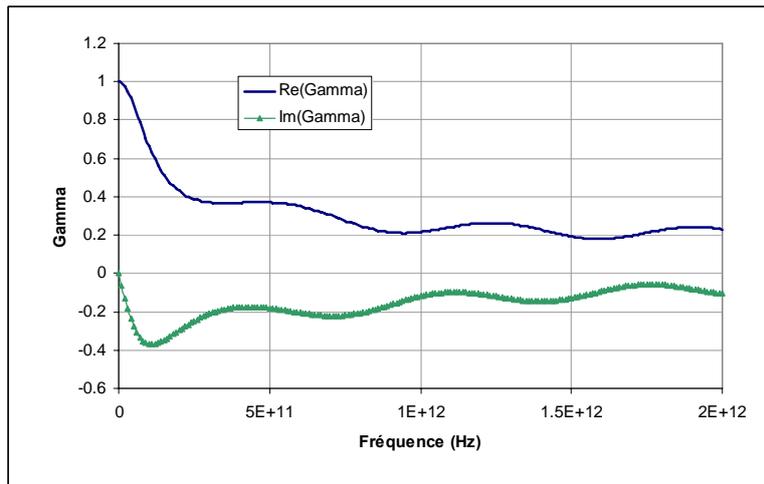


Figure 7 Partie réelle et imaginaire du coefficient de réflexion Γ pour la couche T1104 à 300K pour deux guides en série de longueur $10\mu\text{m}$ et de largeur $25\mu\text{m}$

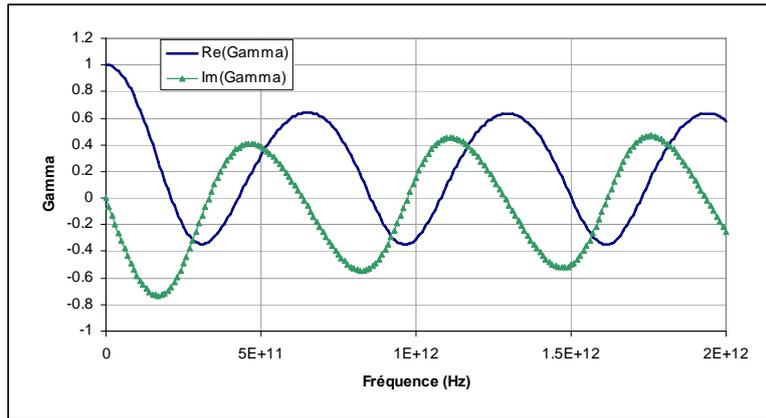


Figure 8 Partie réelle et imaginaire du coefficient de réflexion Γ pour la couche T1104 à 77K pour deux guides en série de longueur $10\mu\text{m}$ et de largeur $25\mu\text{m}$

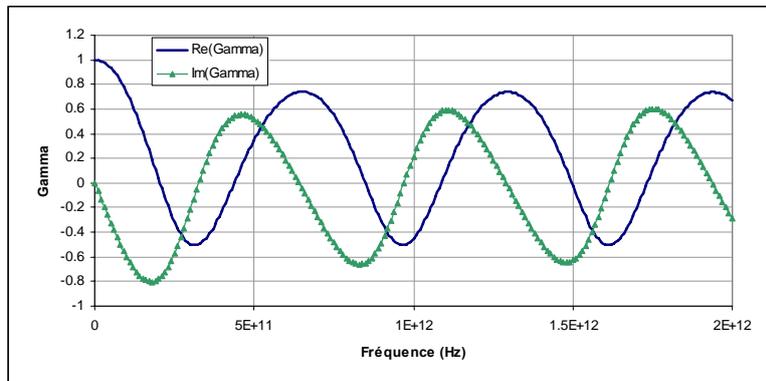


Figure 9 Partie réelle et imaginaire du coefficient de réflexion Γ pour la couche T1104 à 4K pour deux guides en série de longueur $10\mu\text{m}$ et de largeur $25\mu\text{m}$

On constate aussi que lorsque la mobilité est faible, l'absorption de l'onde THz incidente est plus forte. Ce raisonnement est conforme à la théorie de Dyakonov-Shur. Ainsi les oscillations du coefficient de réflexion sont plus grandes et donc plus facilement mesurables expérimentalement lorsque la mobilité est élevée.

1.2.3.3. Influence de la largeur du guide sur son impédance caractéristique

L'influence de la largeur du guide a été aussi étudiée à l'aide du modèle électrique développé. Des calculs ont été réalisés pour la couche T1104 à 77K (mobilité de $10000\text{ cm}^2/\text{Vs}$) pour une longueur du guide à onde plasma fixée à $10\mu\text{m}$. La distance entre la gaz d'électrons et la grille est de $1\mu\text{m}$. Seule la largeur du guide a été variée pour étudier son influence. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 10 et la figure 11. Le coefficient de réflexion normalisé par

rapport à l'impédance caractéristique des lignes CPS, c'est-à-dire 130 Ohms. Celui-ci a été calculé pour trois valeurs de largeur de guide. Nous pouvons distinguer sur la figure 11 les oscillations plasma présentes dans le guide caractérisées par les boucles sur l'abaque de Smith (elle-même normalisée par rapport à 130 Ohms). Nous pouvons en conclure que la largeur du guide à onde plasma influe sur l'impédance caractéristique. En effet lorsque la boucle produite par l'oscillation plasma est centrée sur l'abaque de Smith normalisée par rapport à 130 Ohms, cela signifie que l'impédance caractéristique du guide est très proche de 130 Ohms. Lorsque la boucle est décentrée sur la droite de l'abaque l'impédance cela signifie que l'impédance caractéristique est plus élevée que 130 Ohms et si celle-ci est située à gauche son impédance sera plus faible. D'après la figure 11 nous pouvons en conclure que l'impédance du guide d'onde diminue lorsque sa largeur augmente. Enfin comme il a été mentionné précédemment, les lignes CPS ont une impédance caractéristique de 130 Ohms. Nous cherchons à mettre en évidence l'existence des ondes plasma dans les structures. Par conséquent il est préférable d'avoir une impédance caractéristique de guide proche de l'impédance de la ligne CPS de manière à maximiser le coefficient de réflexion comme il est illustré figure 10. Ainsi les ventres et les nœuds du paramètre S_{11} seront mieux distingués.

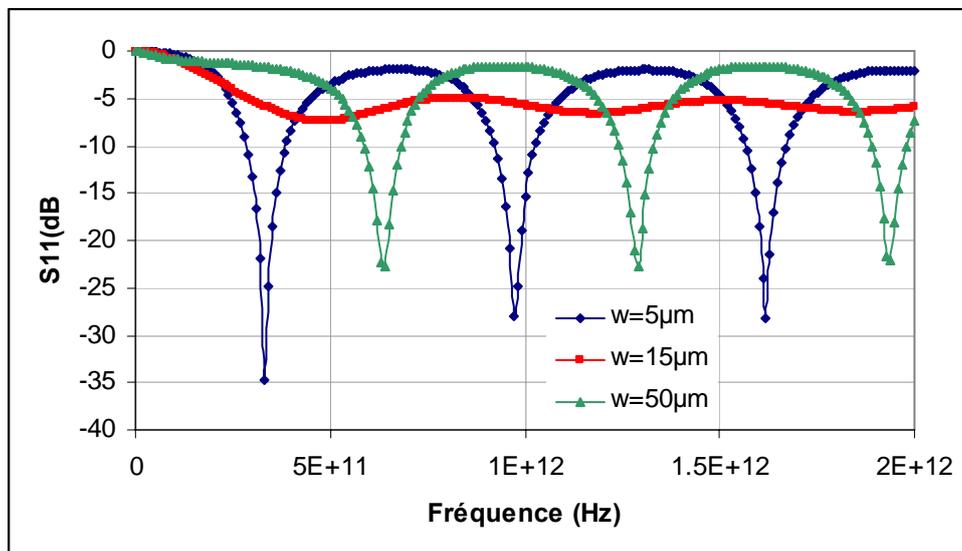


Figure 10 Evolution du paramètre S_{11} normalisé par rapport à 130 Ohms en fonction de la largeur du guide pour la couche T1104 à 77K. La longueur du guide est de 10µm.

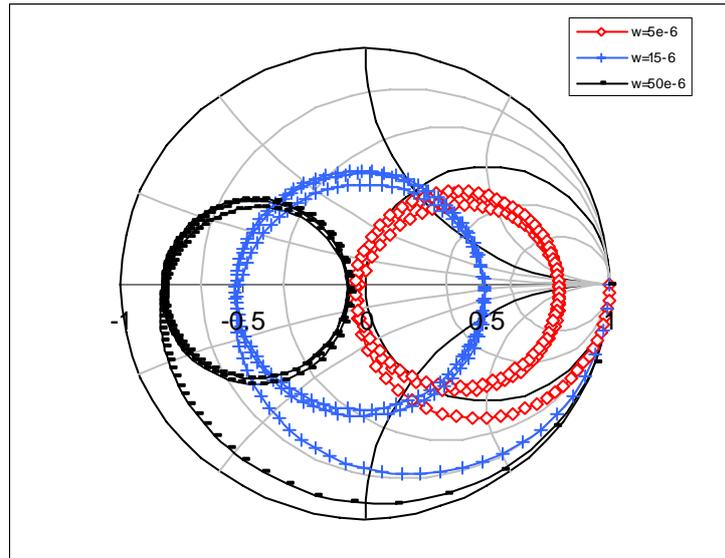


Figure 11 Coefficient de réflexion simulé et normalisé par rapport à 130 Ohms à l'aide du modèle pour la couche T1104 à 77K. La longueur du guide est de $10\mu\text{m}$ et la largeur prend trois valeurs $5\mu\text{m}$, $15\mu\text{m}$ et $50\mu\text{m}$

1.2.3.4. Dimensionnement du guide à onde plasma pour notre étude.

Suite à cette étude paramétrique les dimensions typiques pour le guide à onde plasma peuvent être établies afin d'optimiser les chances de mettre en évidence expérimentalement la présence d'oscillation de plasma. Celles-ci serviront de base pour réaliser le masque technologique permettant la fabrication des structures par procédé de lithographie. Les valeurs typiques pour la couche T1104 sont :

$$L_{\text{guide}} = 10\mu\text{m} \pm 5\mu\text{m}$$

$$W_{\text{guide}} \approx 15 \pm 10\mu\text{m}$$

$$d = 1\mu\text{m}$$

1.3. Implémentation du modèle complet dans le domaine temporel

1.3.1. Extension du modèle du guide dans le domaine temporel

Comme il a été dit précédemment, les mesures expérimentales ont été réalisées à l'aide du banc de mesure expérimental à impulsions femto-seconde disponible à l'IEMN. Le banc sera décrit en détail au paragraphe 3. La structure complète est composée de ligne CPS de part et d'autre du guide à onde plasma comme il est illustré figure 12.

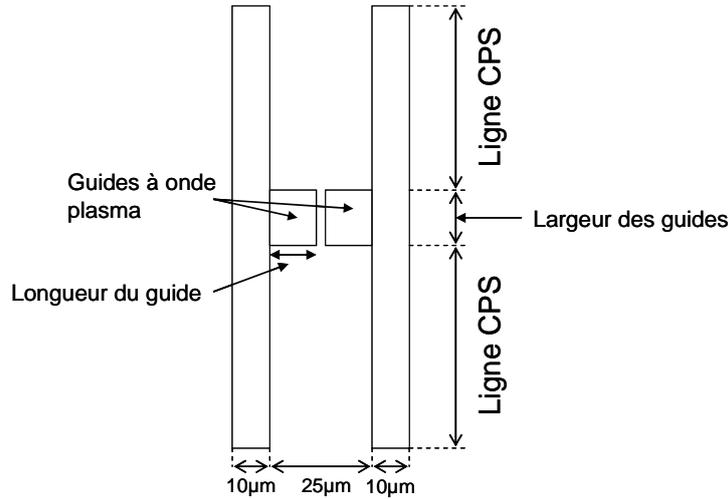


Figure 12 Schéma de la structure complète à simuler afin de comparer les mesures et le modèle

Nous voulions comparer les mesures avec le modèle. Par conséquent il a fallu transposer le modèle du guide à onde de plasma initialement développé dans le domaine fréquentiel dans le domaine temporel tout en intégrant les lignes d'accès. Dans ce but nous avons simulé un tronçon de ligne CPS à l'aide du logiciel de simulation électromagnétique 3D Empire XCcel commercialisé par la société IMST, ce qui a permis d'obtenir les quatre paramètres S de la ligne :

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix}$$

Le paramètre S_{11} est défini par le rapport de l'onde réfléchie b_1 sur l'onde incidente a_1 lorsque l'onde incidente sur le port 2 est nulle, $S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0}$. Le paramètre S_{21} est défini par le rapport

de l'onde incidente a_1 sur l'onde transmise b_1 lorsque l'onde incidente au port 2 est nulle,

$S_{21} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0}$. Une ligne de transmission est une structure passive et symétrique par conséquent

$$S_{11} = S_{22} \text{ et } S_{21} = S_{12}.$$

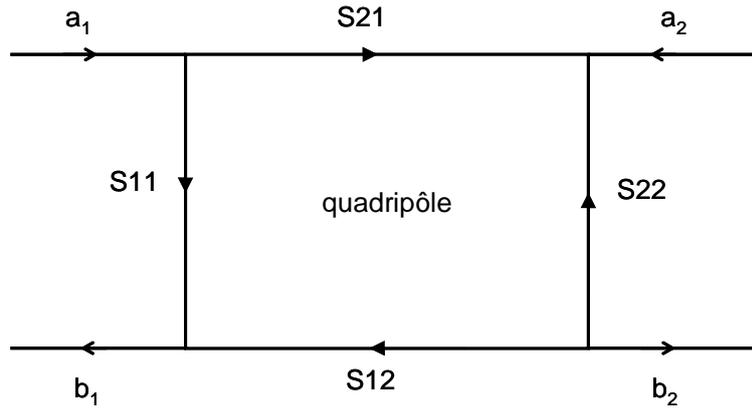


Figure 13 Schéma d'un quadripôle à deux ports

Le guide à onde plasma modélisé dans le paragraphe 1.2.2 est un dipôle. Il a donc fallu transformer ce dipôle en quadripôle afin de pouvoir effectuer le chaînage de celui-ci avec les matrices obtenues des lignes CPS. Cette étape sera décrite au paragraphe 1.3.4.

1.3.2. Modélisation des lignes coplanaires à l'aide du logiciel électromagnétique 3D

La modélisation des lignes CPS a été réalisée à l'aide du logiciel de simulation électromagnétique 3D Empire XCcel. Ce logiciel est basé sur une méthode FDTD (Finite Difference Time Domain). Cette méthode consiste à discrétiser une structure en éléments volumiques très petits par rapport à la longueur d'onde EM (appelés voxels) afin de pouvoir les considérer comme localisés, c'est-à-dire que le courant et la tension sont constants le long de l'élément à chaque instant. De plus le matériau doit être homogène sur l'ensemble du volume élémentaire. Le logiciel résout les équations de Maxwell aux extrémités de chaque volume élémentaire (cellule de Yee) grâce à l'algorithme de Yee et réalise une convergence sur l'ensemble de la structure (figure 14). Cette méthode a démontré qu'elle était très précise. De plus elle est temporelle tout comme les mesures réalisées à l'aide du laser à impulsion femtoseconde et c'est pour ces raisons que nous avons choisi ce logiciel.

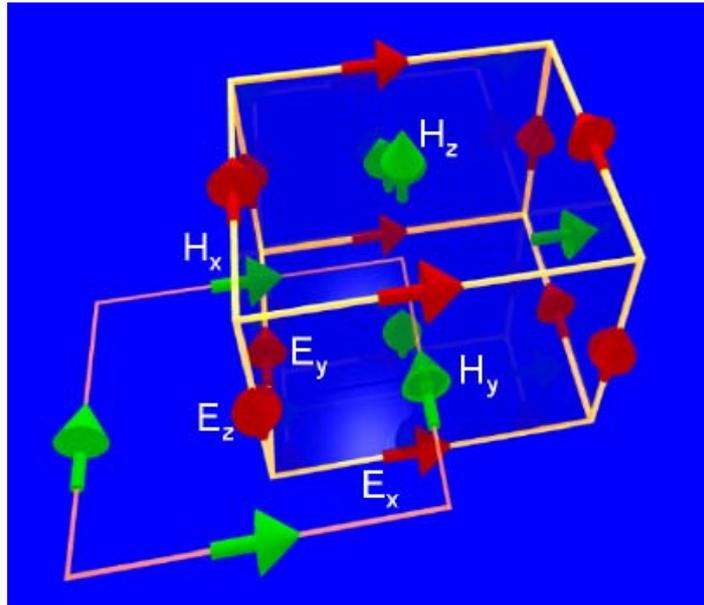


Figure 14 Arrangement spatial des champs dans la cellule élémentaire de Yee

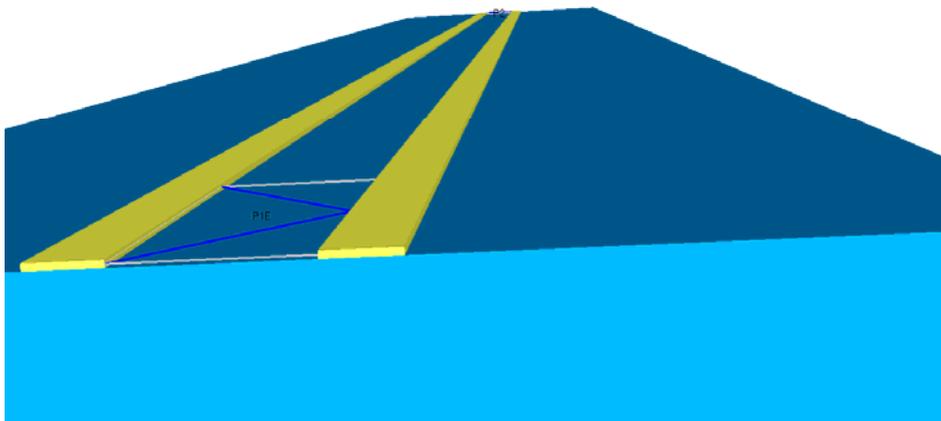


Figure 15 Vue 3D d'une ligne CPS simulée à l'aide du logiciel Empire XCcel. Les dimensions sont celles de la figure 12.

Le port d'excitation permet d'exciter la structure à l'endroit où on désire mais il peut aussi servir à absorber l'énergie pour calculer par exemple un paramètre de transmission (S_{21}). Le schéma équivalent du port d'excitation utilisé pour les simulations est illustré sur la figure 16. Ainsi ce port d'excitation lorsqu'il est configuré comme source, est un générateur délivrant un courant et une tension. Ce générateur possède une résistance interne R . Les paramètres Scattering simulés sont normalisés par rapport à cette résistance, soit dans notre étude $R=130$

Ohms (impédance caractéristique des lignes CPS sur GaN). Si le port d'excitation est configuré comme absorbant, celui-ci mesure le courant et la tension uniquement.

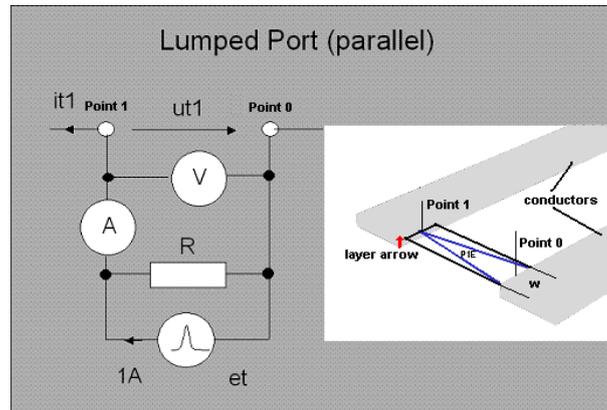


Figure 16 Schéma équivalent du port d'excitation utilisé pour simuler les lignes CPS

Les paramètres Scattering normalisés par rapport à 130 Ohms obtenus sont illustrés par la figure 17.

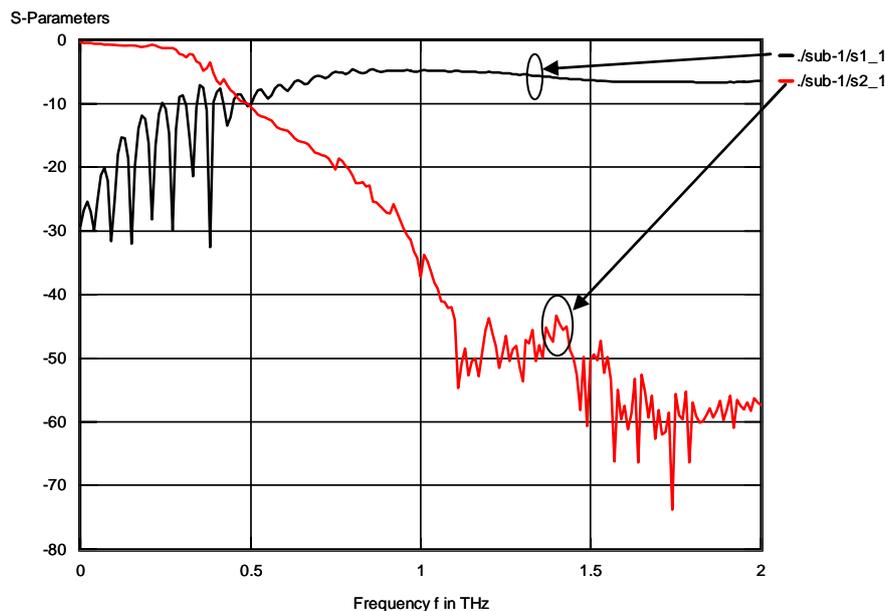


Figure 17 Paramètres S normalisés par rapport à 130 Ohms pour une ligne CPS de longueur 1mm sur saphir. Le paramètre S_{11} en noir caractérise les pertes d'insertion et le paramètre S_{21} la transmission.

Les pertes métalliques ont été prises en compte (le métal utilisé est de l'or). Le substrat utilisé pour les simulations est du saphir ($\epsilon_r=10$). Les pertes diélectriques ont été négligées car le saphir reste un substrat à faibles pertes jusqu'au THz.

On peut constater que le paramètre S_{11} est en dessous de -10dB jusque 500 GHz. Le coefficient de réflexion remonte progressivement jusque 500 GHz car l'impédance caractéristique des lignes varie avec la fréquence. En effet comme nous l'avons vu pour le

guide à ondes de plasma (similaire à une ligne absorbante), l'impédance caractéristique est donnée par la relation (19) lorsque les pertes sont nulles. Or en régime très haute fréquence les pertes ne deviennent plus négligeables notamment les pertes métalliques et l'impédance caractéristique devient complexe. Cela réduit la transmission de l'onde (paramètre S_{21}) et augmente la paramètre S_{11} . Cette effet se voit sur le paramètre S_{21} puisque les pertes dans une ligne CPS de 1mm de long sont inférieures à 1dB jusque 400 GHz environ.

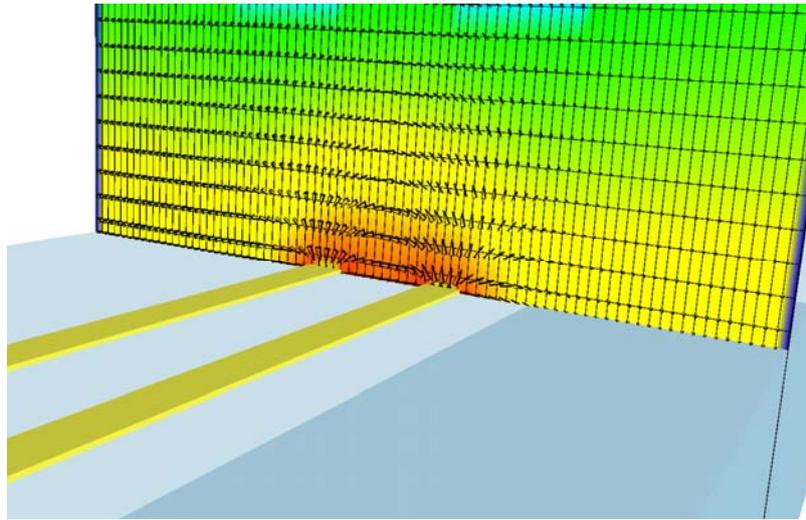


Figure 18 Lignes de champ électrique à 500 GHz dans un plan perpendiculaire aux lignes CPS.

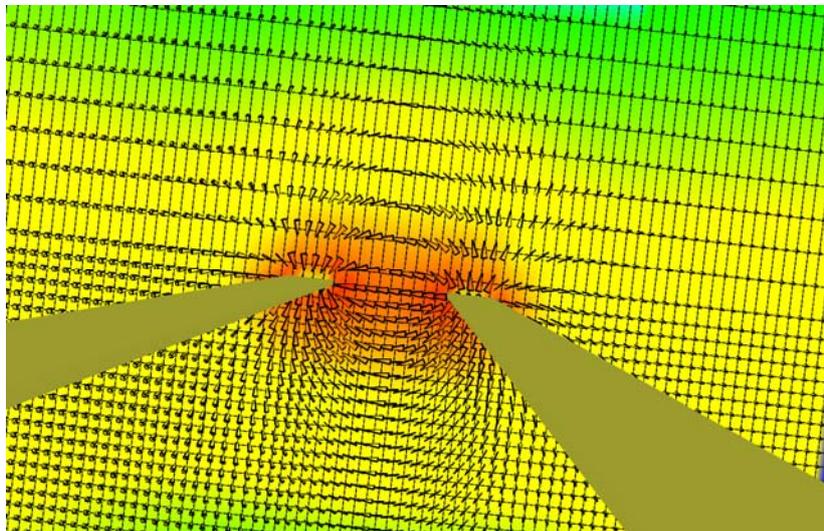


Figure 19 Lignes de champ électrique pour une ligne CPS à 500 GHz. Le substrat est caché dans cette vue.

La figure 18 et la figure 19 montrent les lignes de champ électrique pour une ligne CPS à 500 GHz. Comme on peut le constater, les lignes de champ électrique se replient sur les rubans métalliques. La figure 19 montre particulièrement que les lignes de champ sont concentrées dans le matériau possédant la constante diélectrique la plus élevée à savoir le saphir

($\epsilon_r=10$). L'augmentation des pertes n'est pas seulement due aux pertes métalliques à hautes fréquences mais aussi aux pertes dues à la diffusion du champ électrique dans le substrat qui ne reste pas confiné autour du ruban métallique. Ce phénomène tend à augmenter avec la fréquence, ce qui peut expliquer l'augmentation des pertes (en plus des pertes métalliques).

1.3.3. Transformation d'un dipôle en quadripôle

Comme il a été mentionné précédemment le guide à onde plasma est un dipôle car il est terminé par un circuit ouvert. Si on se réfère à la figure 19, étant donné la configuration des lignes de champ électriques, il a paru judicieux de placer les guides à onde de plasma en travers des lignes CPS comme il est montré sur la figure 12. Ainsi le schéma équivalent de la structure peut se représenter comme un circuit en T illustré sur la figure 20.

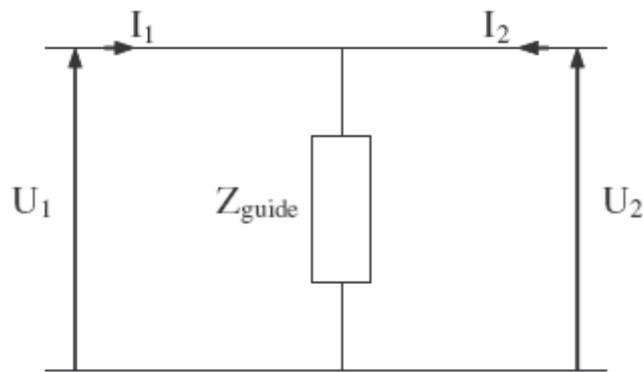


Figure 20 Représentation électrique du système complet ligne CPS/guide à onde plasma utilisé pour réaliser la transformation du dipôle en quadripôle.

Il est possible de calculer les quatre paramètres Z du quadripôle :

$$Z_{11} = \left. \frac{U_1}{i_1} \right|_{i_2=0} = Z_{guide} \quad Z_{12} = \left. \frac{U_1}{i_2} \right|_{i_1=0} = Z_{guide}$$

$$Z_{22} = \left. \frac{U_2}{i_2} \right|_{i_1=0} = Z_{guide} \quad Z_{21} = \left. \frac{U_2}{i_1} \right|_{i_2=0} = Z_{guide}$$

1.3.4. Chaînage des éléments

Lorsque il est nécessaire « d'assembler » plusieurs matrices il faut procéder à quelques transformations au préalable. En effet il faut transformer toute les matrices initialement S ou Z en matrice transfert. Cette transformation est réalisée grâce aux relations suivantes :

Passage de matrice Z en S

$$S_{11} = \frac{(Z_{11} - Z_0)(Z_{22} + Z_0) - Z_{12}Z_{21}}{(Z_{11} + Z_0)(Z_{22} + Z_0) - Z_{12}Z_{21}} \quad S_{12} = \frac{2Z_{12}}{(Z_{11} + Z_0)(Z_{22} + Z_0) - Z_{12}Z_{21}}$$

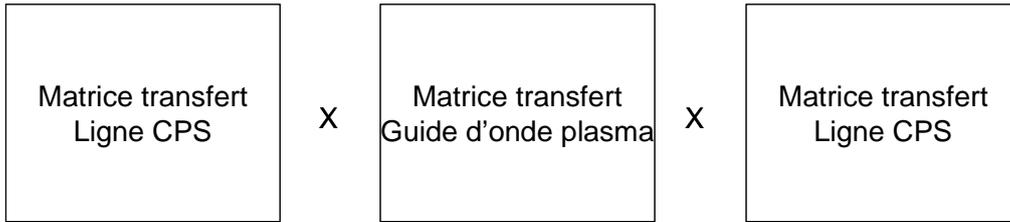
$$S_{21} = \frac{2Z_{21}}{(Z_{11} + Z_0)(Z_{22} + Z_0) - Z_{12}Z_{21}} \quad S_{22} = \frac{(Z_{11} + Z_0)(Z_{22} - Z_0) - Z_{12}Z_{21}}{(Z_{11} + Z_0)(Z_{22} + Z_0) - Z_{12}Z_{21}}$$

Passage de matrice S en T

$$T_{11} = -\frac{\Delta S}{S_{21}} \quad T_{12} = \frac{S_{11}}{S_{21}}$$

$$T_{21} = -\frac{S_{22}}{S_{21}} \quad T_{22} = \frac{1}{S_{21}}$$

Lorsque les matrices S des lignes de propagation CPS et la matrice Z de guide sont transformées en matrice transfert, on peut les multiplier entre elles dans l'ordre correspondant à la configuration physique du système (la multiplication de matrice 4x4 n'est pas commutative) afin d'obtenir une matrice de transfert globale :



Lorsque cette matrice englobant les lignes CPS et le guide d'onde plasma est obtenue il reste à transformer celle-ci en matrice S à l'aide des relations suivantes :

$$S_{11} = \frac{T_{12}}{T_{22}} \quad S_{12} = \frac{\Delta T}{T_{22}}$$

$$S_{21} = \frac{1}{T_{22}} \quad S_{22} = -\frac{T_{21}}{T_{22}}$$

On obtient ainsi la matrice S chaînant tout les éléments de la structure.

1.3.5. Exploitation du modèle dans le domaine temporel

A cette étape du modèle, nous avons la matrice S de l'ensemble : ligne cps-guide-ligne cps. Après avoir mesuré l'impulsion du laser femtoseconde (voir paragraphe 3) qui sera utilisé pour effectuer les mesures, un modèle de cette expression en exponentiel a été établi:

$$V(t) = 16.82 \exp\left(-\left(\frac{t - 6.2 \cdot 10^{-12}}{7.055 \cdot 10^{-13}}\right)^2\right) \quad (24)$$

La figure 21 montre la comparaison entre la mesure et le modèle. Comme on le voit, l'expression (24) est relativement bien corrélée avec l'impulsion mesurée.

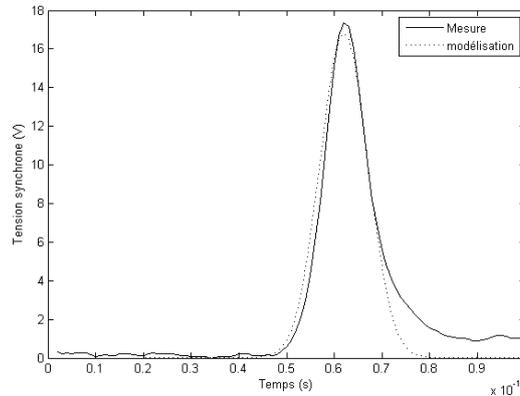


Figure 21 Modélisation de l'impulsion femtoseconde à l'aide de l'équation 24.

Cette relation permet d'avoir plus de flexibilité dans le modèle car elle permet d'utiliser un pas temporel et donc de choisir un pas fréquentiel identique au pas fréquentiel de la matrice S globale. En effet puisque l'impulsion temporelle du laser est modélisée, il est possible d'avoir toutes les composantes fréquentielles de celle-ci par transformée de Fourier.

La matrice S globale du modèle intègre le comportement de la structure dans sa globalité pour chaque point de fréquence. Ainsi en s'assurant que le pas fréquentiel de l'impulsion modélisée transposée dans le domaine fréquentiel est identique au pas fréquentiel de la matrice S globale, il est possible de connaître la réponse en transmission ou en réflexion de la structure pour chaque point de fréquence en multipliant l'impulsion modélisée par la matrice S globale. Enfin en revenant dans le domaine temporel par transformée inverse de Fourier, on obtient le forme de l'impulsion transmise ou réfléchi afin de pouvoir comparer directement la mesure avec le modèle.

La figure 22 illustre la réponse du composant à l'impulsion femtoseconde. Le guide à onde plasma possède une longueur de $10\mu\text{m}$, une largeur de $20\mu\text{m}$. La distance entre la grille métallique et le gaz d'électrons est de $1\mu\text{m}$. Les calculs ont été réalisés pour différentes valeur de mobilité, $\mu=0\text{cm}^2/\text{Vs}$ (sans gaz d'électrons), $\mu=2000\text{cm}^2/\text{Vs}$ (mobilité à température ambiante de la couche T1104), $\mu=10000\text{cm}^2/\text{Vs}$ (mobilité à 77K de la couche T1104), $\mu=1000\ 000\text{cm}^2/\text{Vs}$ (Valeur utilisée pour illustration, non physique pour une hétérojonction AlGaIn/GaN).

Les résultats de simulation montrent un épaulement à caractère oscillant de l'impulsion transmise dans la structure. Cet épaulement croît avec la mobilité. On constate également très peu de différence entre l'impulsion transmise dans un guide à onde plasma sans électrons et un guide réalisé à partir de la couche T1104 à température ambiante. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que l'amortissement de l'onde plasma est trop important pour permettre une oscillation d'amplitude significative. Il est à noter aussi que les pertes dans les lignes CPS ont une influence sur l'amplitude de l'oscillation plasma notamment aux fréquences supérieures à 500 GHz. En se référant à la figure 17, les pertes dans les lignes CPS sont de l'ordre de 35dB/mm à 1 THz ce qui est élevé. Ces pertes nuisent à la dynamique de mesure. En d'autres termes la puissance minimale détectable en mesure sera d'autant plus grande que les pertes seront élevées. Ce problème risque d'être critique pour les mesures à température ambiante car la mobilité des porteurs n'est pas très élevée.

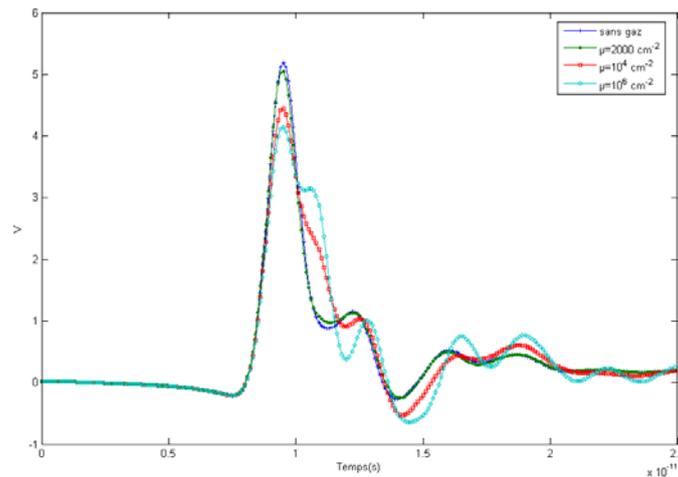


Figure 22 Modélisation d'une impulsion transmise dans une structure globale incluant les lignes CPS et un guide à onde plasma pour différentes valeurs de mobilité.

2. Réalisations technologiques

2.1. Choix de la couche épitaxiée

L'étude expérimentale a été effectuée sur la couche T1104 épitaxiée au CRHEA dans le cadre de la thèse de M. Azize encadré par Z. Bougrioua. Cette couche présente l'avantage d'avoir une mobilité élevée comparée aux couches traditionnelles AlGaIn/GaN. En effet comme il a été mentionné au chapitre 2, la mobilité dans les couches AlGaIn/GaN augmente très fortement lorsque la température diminue. Cette évolution est liée à la présence de phonons

dans les hétérojonctions AlGaN/GaN qui interfèrent avec les électrons, limitant leur mobilité. Ces phonons disparaissent lorsque la température diminue et c'est la « rugosité » à l'interface AlGaN/GaN qui limite la mobilité [3]. La figure 23 illustre les résultats expérimentaux obtenus sur la couche T837.

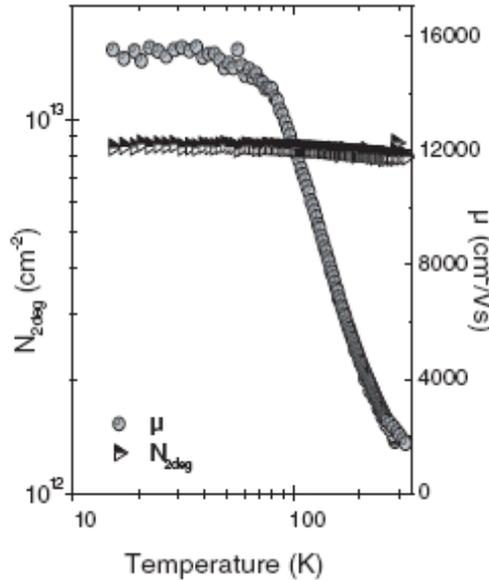


Figure 23 évolution expérimentale de la mobilité et de la densité de porteurs en fonction de la température pour la couche T837 [3]

L'évolution de la mobilité en fonction de la température montre ainsi un plateau en dessous de 80K. La couche T1104 présente le même type d'évolution ce qui la rend intéressante pour notre étude car la mobilité peut être multipliée par 7 en abaissant la température.

2.2. Description de la couche T1104

L'hétérojonction T1104 a été épitaxiée par épitaxie en phase vapeur d'organométalliques (EPVOM). Cette structure présente une forte densité de porteurs 2D comprise entre 1.5 et $1.95 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ induite par une architecture spécifique de la barrière AlGaN que nous appellerons couche d'alimentation (figure 24). Cette couche est constituée d'un super réseau AlN/GaN afin d'obtenir un taux équivalent de 33% d'aluminium dans AlGaN. Le taux d'aluminium influe en effet sur la contrainte de l'AlGaN sur le GaN. Plus le taux est élevé plus la contrainte l'est aussi. Or la densité de porteurs dans le puits est essentiellement déterminée par cette contrainte par compensation des charges issues des effets piézoélectriques et de polarisation spontanée [4].

GaN cap	1,5 nm
AlN/GaN Pseudo-alloy SL NID	11 x 2ML / 4ML
{AlN/GaN Si+ }x2 Pseudo-alloy	2 x 2ML / 4ML:Si+
AlN/GaN Pseudo-alloy SL NID	5 x 2ML / 4ML
AlN	1 nm
GaN regrowth	~ 1,15 μm
GaN: insulating buffer Type SLD:Fe T1100-C	~ 5,9 μm
GaN NL After of Si/N treatment	~ 28 nm
Sapphire 0001 KYOCERA	330 μm

Figure 24 Structure de la couche T1104. L'abréviation ML signifie Mono Layer.

D'après la figure 24, la couche d'alimentation du gaz 2D dans la structure T1104 comporte 11 super réseaux constitués de 2 monocouches d'AlN et quatre monocouches GaN. Puis deux autres super réseaux constitués de deux monocouches d'AlN et quatre monocouches de GaN sont placés dessous. Ce réseau est dopé au silicium avec pour concentration de $3,8 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Ce super réseau constitue la couche spécifique d'alimentation en porteurs dans l'hétérojonction car le silicium se comporte comme un élément donneur d'électrons dans le GaN lorsqu'il est activé. Enfin cinq derniers super réseaux identiques au premier terminent la couche d'alimentation. Cette utilisation importante de super réseaux permet d'obtenir une concentration équivalente d'aluminium dans l'AlGaN de 33%. Avec les méthodes traditionnelles un tel taux d'aluminium engendre des dislocations car la contrainte élevée de l'AlGaN sur le GaN est trop importante. Le taux de dislocation pour la couche T1104 est de $4,2 \times 10^8 \text{ dislocations/cm}^2$. Dans cette structure, la mobilité du gaz 2D est comprise entre 1130 et $1900 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à température ambiante tandis qu'elle peut atteindre $15500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 13K pour une densité de porteurs de $1,35 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

L'AlN d'épaisseur 1nm permet d'augmenter la hauteur de barrière à l'interface avec le GaN. Cette augmentation est due au fait que l'AlN est un matériau à très grand gap (figure 25) et qu'il présente une forte discontinuité de bande de conduction avec le GaN. Ce réhaussement de la bande de conduction permet d'augmenter le confinement des porteurs dans le canal et ainsi augmenter leur mobilité.

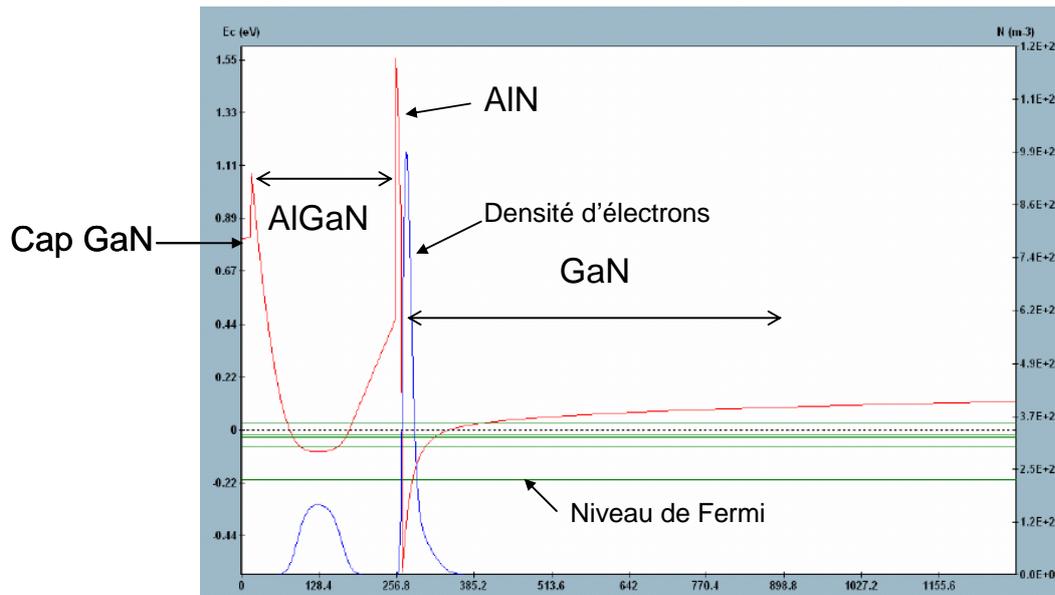


Figure 25 Simulation auto-cohérente résolvant simultanément l'équation de Schrödinger et Poisson. La bande de conduction uniquement est tracée.

La couche de GaN à la surface de la couche permet en théorie d'augmenter la hauteur de la barrière Schottky. Cette augmentation est illustrée sur la figure 25. Enfin le buffer (couche tampon) est rendu isolant grâce à l'incorporation de fer durant la croissance par une méthode décrite dans la thèse de M. Azize [3]. Cette technique permet d'obtenir des buffers très isolants car le fer dope le GaN en tant qu'accepteur qui compense les porteurs libres issus des dopants résiduels dans le GaN.

2.3. Procédé technologique pour la fabrication des guides à onde plasma

2.3.1. Réalisation du masque Plasma GaN

Un masque dédié pour cette étude a été réalisé sous le nom de Plasma GaN. Une structure typique est constituée d'un ligne CPS intégrant deux guides à onde plasmas disposés en travers a été réalisé (figure 26).

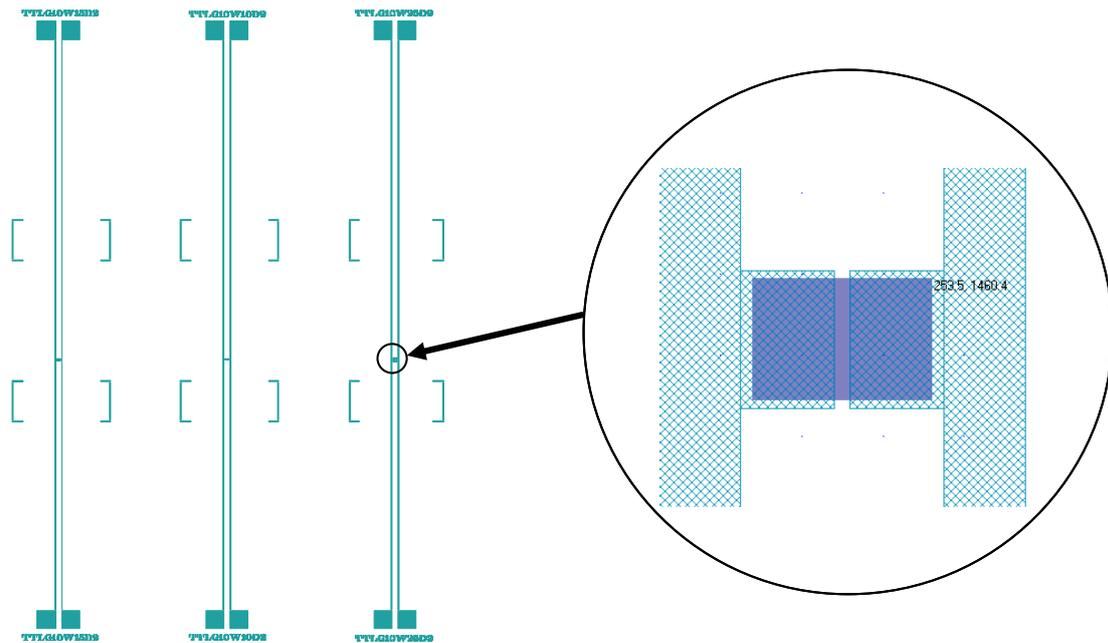


Figure 26 Structure typique de ligne CPS intégrant le guide à onde plasmonique. La partie non hachurée dans la partie agrandie correspond à la zone non isolée où est présent le gaz d'électrons.

Comme on peut le constater figure 26, les lignes CPS sont longues. Celles-ci ont été optimisées de manière à éviter d'avoir l'écho provenant des réflexions des impulsions sur les plots destinés à polariser les patches de GaAs et d'AlGaAs (voir paragraphe 3) qui interfèrent avec le signal utile à analyser.

Le masque possède aussi une zone où sont principalement réalisés des transistors ainsi que des structures à peignes interdigités. Cette zone est usuellement appelée PCM pour le terme anglais Process Control Monitor (figure 27). Comme son nom l'indique elle permet de contrôler les différentes étapes technologiques au fur et à mesure de leur réalisation. Il nous a en particulier paru important de contrôler l'état du gaz d'électrons après le dépôt du SiO_2 sur des transistors de test. Cet aspect est traité dans le paragraphe 2.3.5.

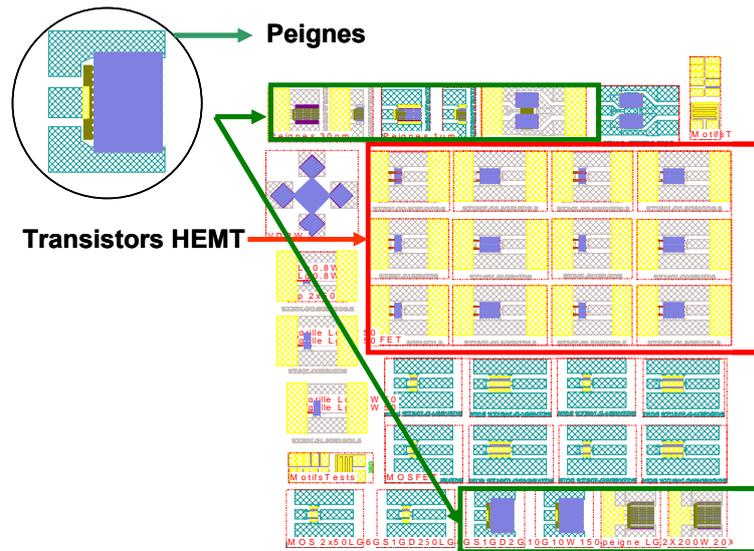


Figure 27 Zone du masque Plasma GaN où sont réalisés les transistors.

Toute la fabrication des composants à l'aide du masque Plasma GaN a été réalisée en lithographie optique. Les différentes étapes sont décrites dans les paragraphes suivants.

2.3.2. L'isolation par implantation hélium

Le gaz 2D est isolé par implantation d'hélium. Il peut paraître surprenant qu'un élément aussi léger puisse isoler un gaz d'électrons dans le GaN. En effet les atomes d'hélium lorsqu'ils sont implantés créés des défauts ponctuels dans le réseau cristallins pour supprimer la présence du gaz d'électrons. Ce procédé a été développé par E. Morvan dans le cadre du laboratoire commun entre l'IEMN et Alcatel Thales III-V Lab (TIGER). L'étape d'implantation est réalisée en quatre phases :

Energie (KeV)	Dose (Atome/cm ²)
20	0.25×10^{14}
30	1×10^{14}
80	1.5×10^{14}
190	2.5×10^{14}

Chaque étape correspond à une profondeur d'implantation de l'hélium différente. Ce procédé d'isolation a montré de très bonnes performances et une bonne fiabilité. Il a été montré que jusqu'à une température de 800°C, l'isolation reste identique à celle obtenue à température

ambiante. Au delà de 800°C les défauts dans le cristal se « guérissent », et l'hélium s'échappe du réseau cristallin sous forme gazeuse ce qui engendre une dégradation de l'isolation.

2.3.3. Réalisation des contacts ohmiques

Il a été nécessaire de réaliser des contacts ohmiques sur la couche T1104. Bien que les guides à onde plasma ne possèdent pas ce type de contact laissant ainsi le gaz d'électrons non connecté, il n'en n'est pas de même pour les transistors de la zone PCM. L'étape de réalisation de contacts ohmiques a nécessité une optimisation du procédé. En effet la hauteur de la barrière AlGaIn de la couche T1104 fait 30nm contrairement aux barrières d'épaisseur 22nm usuellement épitaxiées par le laboratoire commun et utilisées au laboratoire pour la réalisation de transistors. Les contacts ohmiques sur GaN sont usuellement constitués de quatre couches métalliques composées de Titane/aluminium/Titane/Or ou Titane/aluminium/Nickel/Or. Un recuit compris entre 800°C et 900°C de 20 secondes à 1 min permet la formation du contact ohmique. Au laboratoire, nous utilisons le nickel pour séparer l'aluminium de l'or. En effet l'or et l'aluminium réagissent entre eux pour donner un binaire instable mécaniquement plus communément appelé peste pourpre.

Les mécanismes thermodynamiques qui entrent en jeu dans la formation du contact ohmique sur GaN sont relativement complexes. Il semblerait que le titane réagisse avec l'azote de l'AlGaIn pour donner du TiN [5]. Cette formation de TiN crée alors des lacunes d'azote dans l'AlGaIn qui seraient responsables d'un dopage donneur d'électrons sous le métal du contact ohmique et favoriserait le passage des électrons du métal au gaz d'électrons par effet tunnel.

Le procédé de fabrication a été optimisé pour une couche possédant une épaisseur de barrière de 22nm (couches de métal, température et temps de recuit). Il ne convient pas a priori pour une couche possédant une épaisseur de barrière de 30nm. De plus la présence de l'AlN dans la barrière défavorise le passage des électrons par effet tunnel. Il a donc été nécessaire d'optimiser le procédé pour la couche T1104. Pour cela nous nous sommes basés sur une étude interne menée au laboratoire dans le cadre du laboratoire commun entre l'IEMN et Thalès sur la gravure du GaN déposé par EPVOM. Cette gravure est effectuée par un canon à ion Argon disponible dans le bâti d'évaporation. Ce canon est habituellement utilisé pour réaliser un nettoyage des échantillons par effet mécanique avant le dépôt des métaux. Cependant il est possible d'augmenter la puissance du faisceau afin de réaliser des gravures

in-situ. Cette étude a montré qu'il est possible de graver 2.5nm de GaN en deux minutes lorsque l'énergie du faisceau d'argon est de 300 eV.

Nous avons utilisé ce procédé pour graver préalablement au dépôt du contact ohmique la couche barrière afin de rapprocher le métal du gaz 2D et favoriser ainsi la diffusion des espèces et la formation du contact ohmique. Nous avons donc réalisé la gravure de la barrière pour la couche T1104 en quatre étapes de gravure à 330 eV pendant deux minutes, espacées d'une pause de 2mn afin de laisser refroidir la résine (présente lors de ce procédé) et éviter sa détérioration. Les différentes couches de métaux ont ensuite été déposées dans le même bâti sans rompre le vide. Les métaux déposés dans l'ordre sont le Titane (120 Å), Aluminium (1000Å), Nickel (400Å), Or (2000Å). Un recuit à 800°C pendant 30 secondes a ensuite été réalisé afin de rendre le contact ohmique. Les mesures de résistance de contact sur des structures de type TLM ont été réalisées et ont montré une résistance moyenne de contact de 0.7 Ω .mm ce qui est tout à fait correct et utilisable pour mesurer des structures de test.

2.3.4. Dépôt du diélectrique et métallisation des grilles et des lignes CPS

Les composants réalisés sont composés de 2 grilles en Titane/Or d'épaisseur 100/400nm séparées par une coupure de 2 μ m (figure 1). Les grilles sont disposées transversalement aux lignes CPS et utilisent le même niveau de métallisation. Celles-ci sont déposées par procédé de lift-off classique sur une couche de 1 μ m de SiO₂ (figure 28). Le SiO₂ destiné à fixer la distance entre le métal de grille et le gaz 2D est déposé par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) à 340°C.

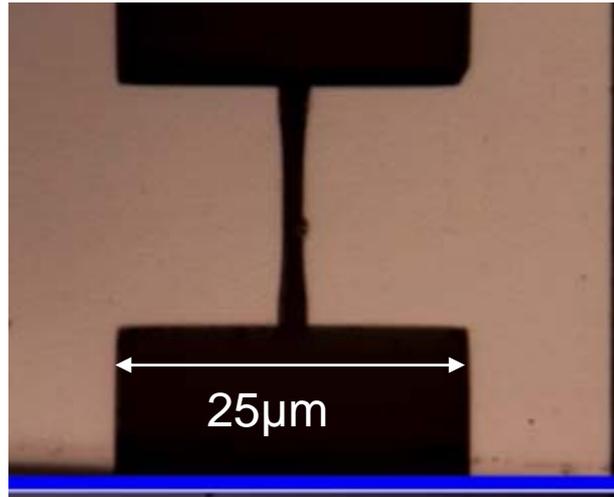


Figure 28 Photo d'un guide plasmonique placé entre les 2 rubans d'une ligne CPS permettant l'acheminement de l'onde THz sur la structure.

2.3.5. Etude des transistors pour contrôler l'état du gaz d'électrons

Nous nous sommes demandé quel effet pourrait avoir de là couche de $1\mu\text{m}$ de SiO_2 sur le gaz d'électrons. En effet outre l'effet de la contrainte que cette couche va exercer sur l'AlGaIn, le fait de déposer un isolant en surface pourrait engendrer un ancrage du niveau de Fermi par l'apparition de défauts électrique. Des transistors de test ont donc été réalisés afin de comparer l'état du gaz d'électrons avant et après le dépôt du SiO_2 . Cependant des problèmes d'alignements ont été rencontrés lors des lithographies optiques. La conséquence en a été que les grilles des transistors se sont retrouvées en court-circuit avec les contacts ohmiques, empêchant tout contrôle électrique du canal. Néanmoins il a été possible de mesurer l'évolution du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} lorsque la grille n'est pas polarisée. La figure 29 illustre la comparaison de l'évolution du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} lorsque la grille n'est pas polarisée avant et après dépôt de SiO_2 . On peut constater que les caractéristiques sont similaires malgré une légère augmentation de la résistance d'accès après dépôt. Nous avons donc la certitude que le gaz d'électrons est bien présent sous les grilles métalliques des guides à onde plasma après le dépôt du SiO_2 .

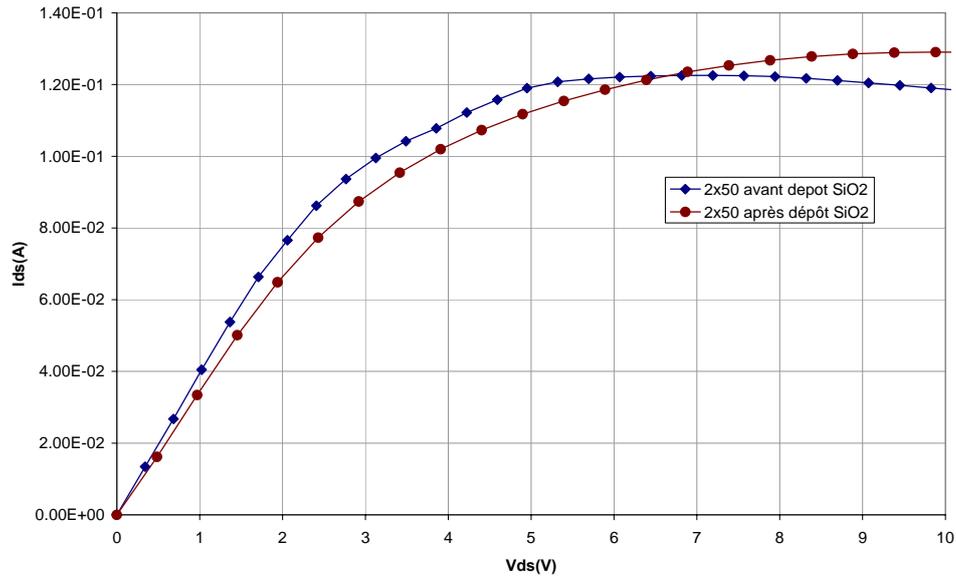


Figure 29 Comparaison de l'évolution du courant I_{ds} en fonction de V_{ds} lorsque la grille du transistor n'est pas polarisée.

3. Mesures temporelles par laser femtoseconde

Les mesures temporelles en gamme THZ ont été réalisées dans le cadre de notre collaboration avec l'équipe Epiphy de l'IEMN et tout particulièrement Jean François Lampin. Le banc de mesure est un banc capable de mesurer des composants actifs et passifs dans le domaine temporel grâce à la génération d'impulsions électriques ultracourtes à l'aide d'un laser à impulsions d'une durée de l'ordre de la femtoseconde ainsi qu'un échantillonnage électro-optique permettant de reconstituer l'enveloppe du signal transmis ou réfléchi. Ce banc de mesure a été développé dans le cadre de la thèse de Ludovic Desplanque [6]. Les paragraphes suivants expliquent brièvement le principe du banc utilisé pour réaliser les mesures temporelles sur les guides à onde de plasma et présentent les résultats obtenus.

3.1. Principe de base de la mesure temporelle

Avant d'aborder la mesure temporelle, revenons sur la mesure fréquentielle.

3.1.1. Principe de la mesure fréquentielle

Pour caractériser un composant en régime hyperfréquence, il est nécessaire de réaliser plusieurs mesures afin de déterminer les quatre paramètres Scattering du quadripôle. Ainsi si on définit le port 1 à l'entrée et le port 2 à la sortie de celui-ci il est nécessaire d'injecter successivement une onde depuis le port 1 (le port 2 chargé par 50 Ohms mesurant le signal

transmis du port 1 vers le port 2) puis depuis le port 2 (le port 1 chargé par 50 Ohms mesurant le signal transmis du port 2 vers le port 1). Le signal est injecté à une fréquence constante à l'aide d'un synthétiseur successivement sur chaque port puis la fréquence change pour effectuer les mesures à une autre fréquence. Cette étape est répétée successivement jusqu'à ce que la plage de fréquentielle désirée soit balayée.

Les mesures dans le domaine fréquentiel sont généralement réalisées à l'aide de sondes hyperfréquences à accès coplanaire. Une étape de calibrage préalable est nécessaire à l'aide d'éléments étalons permet de ramener le plan de mesure dans le plan des sondes [7]. Cette méthode permet de s'affranchir des pertes engendrées dans les câbles et autres éléments d'accès ainsi que d'amener le plan de référence au plus près du composant sous test. Il est ainsi possible d'obtenir des mesures avec très grande précision sur une dynamique supérieure à 60 dB en haute fréquence par rapport aux autres techniques. Ces mesures sont vectorielles c'est à dire qu'elles fournissent l'amplitude et la phase des signaux.

3.1.2. La mesure temporelle une alternative aux mesures fréquentielles

Aujourd'hui les mesures fréquentielles sont limitées dans leur montée en fréquence car les sources stables sont complexes à mettre en œuvre. Les analyseurs de réseaux vectoriels en gamme millimétrique utilisent la plupart du temps des mélangeurs pour abaisser le signal hyperfréquence à des fréquences compatibles avec les technologies existantes afin de numériser et traiter le signal.

Depuis quelques années sont apparus des systèmes de mesures dans le domaine temporel. En effet, ce type de mesure permet de pallier le problème de la montée en fréquence des analyseurs de réseaux vectoriels pour atteindre la gamme du THz. Le principe de base consiste à générer une impulsion électrique avec un temps de montée très rapide (~ 100 fs) sur une ligne de propagation qui permet d'acheminer le signal sur le composant sous test. Si l'onde réfléchi et transmise est échantillonnée à l'aide d'un dispositif adapté, en connaissant l'onde incidente, il est possible après transformée de Fourier de calculer les rapport d'ondes réfléchi/incident et transmise/incident pour chaque fréquence. On obtient ainsi des pseudo-paramètres Scattering pour chaque composante fréquentielle. Le pas d'échantillonnage détermine ainsi la plage de fréquence maximale qui sera balayée et le temps total

d'échantillonnage déterminera la résolution fréquentielle. Il ne s'agit pas vraiment de paramètres S puisque les mesures sont réalisées dans le domaine temporel et que les paramètres sont déterminés quelque soit l'intensité du signal. Or les paramètres S ne sont a priori définis qu'en régime de petits signaux, c'est à dire en régime linéaire puisque les matrices S traitent les ondes incidentes et réfléchies à une fréquence donnée. On peut ainsi remarquer que les mesures temporelles sont adaptées pour réaliser des mesures en régime de grand signal et non linéaire. Ainsi des systèmes de mesures comme le LSNA (Large Signal Network Analyser) ont vu le jour pour caractériser des composants dans ce régime. La mise en place d'un LSNA acquis par l'IEMN a fait l'objet de la thèse de Damien Ducatteau [8]. L'IEMN demeure ainsi capable de réaliser des mesures temporelles jusque 50 GHz. L'utilisation du LSNA ne sera pas abordée dans ces travaux car celle-ci reste limitée à de trop basses fréquences pour l'étude des ondes de plasma.

3.2. La génération d'une impulsion électrique par voie optique

3.2.1. Principe de la génération d'impulsions électriques ultracourtes

Le principe de génération d'une impulsion électromagnétique ultracourte dans un semi-conducteur est basée sur l'utilisation d'un laser générant des impulsions optiques très courtes. Aujourd'hui il est en effet possible de se procurer dans le commerce des lasers accordables en fréquence capables de générer des impulsions optiques d'une durée de quelques picosecondes. Ce laser est focalisé sur une surface de matériau semi-conducteur placée entre deux électrodes soumises à une différence de potentiel. Si la longueur d'onde du laser impulsif correspond à une énergie supérieure au gap du semi-conducteur, celui génère des paires électrons trous. Les porteurs ainsi photo-générés vont s'animer d'un mouvement sous l'effet du champ électrique, donnant naissance à une impulsion de courant. Si les électrodes sont placées entre les rubans métalliques d'une ligne de propagation, un mode de propagation électromagnétique quasi TEM peut s'établir et l'impulsion électromagnétique ultracourte est générée.

3.2.2. La génération grâce au report de patch GaAs BT

Cependant tous les matériaux semi-conducteurs ne sont adaptés pour la génération d'impulsions ultracourtes par voie optique. En effet il est nécessaire d'avoir un matériau semi-conducteur possédant une mobilité relativement élevée pour permettre l'établissement d'un courant le plus intense possible ainsi qu'une durée de vie des porteurs photo-générés la plus faible possible. Mobilité élevée et durée de vie des porteurs courte sont deux caractéristiques antagonistes puisqu'il faut une grande densité de défauts pour réduire la durée de vie et que ces défauts dégradent la mobilité. Il est donc nécessaire de faire un compromis. La GaAs crû par épitaxie à Basse Température (200 °C environ) est un bon candidat pour ce genre d'applications. En effet la croissance à basse température permet d'avoir une couche épitaxiée possédant un très grand nombre de pièges ce qui permet la recombinaison très rapide des porteurs photo-générés. Une courte durée de vie des porteurs est également nécessaire afin d'éviter les problèmes thermiques qui pourraient engendrer la destruction du matériau car la puissance crête capable d'être délivrée par le laser femtoseconde est très élevée du fait de sa nature pulsée.

On pourrait aussi imaginer utiliser le substrat servant d'hôte pour les composants pour cette photo génération. Mais en fonction de la valeur de sa bande interdite il n'est pas toujours possible de générer des porteurs dans ce substrat à l'aide du laser femtoseconde. La technique retenue et développée dans le cadre de la thèse de Ludovic Desplanque consiste à réaliser le report de patch de GaAs crû à basse température directement sur les lignes de propagation comme cela est illustré sur la figure 30. Ces patches sont réalisés par croissance MBE et libérés de leur substrat par gravure sélective [6]. Ils ont généralement une dimension de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. C'est pourquoi ils sont manipulés à l'aide d'une goutte d'eau servant à le capturer puis sont déposés sur les lignes. Lorsque la goutte d'eau s'est évaporée, le patch est adhérent au substrat grâce aux forces de Van Der Waals. Nous renvoyons le lecteur vers les travaux de L. Desplanque pour de plus amples informations concernant cette technique [6].

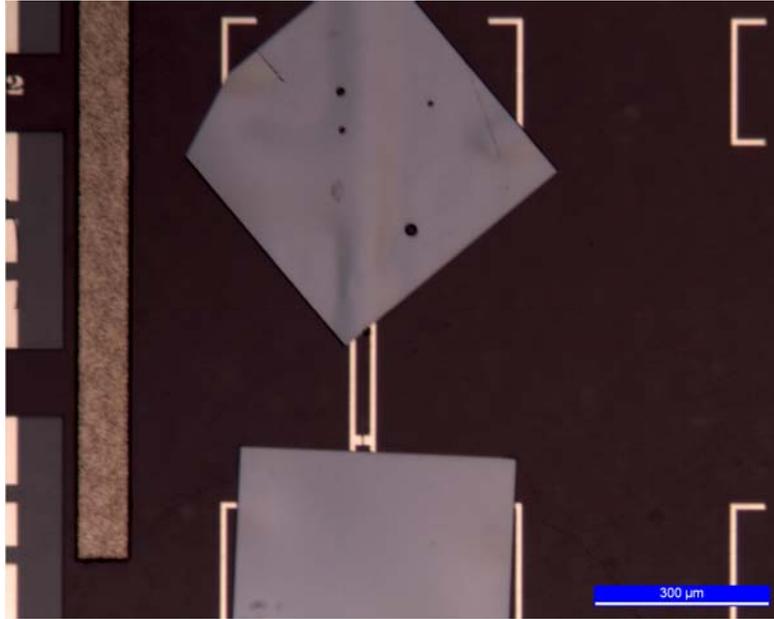


Figure 30 Exemple de report d'un patch en GaAs (en bas de l'image) pour la génération et d'un patch en AlGaAs (en haut de l'image) pour l'échantillonnage électro-optique THz. On notera la difficulté pratique de positionner correctement les patches.

3.3. Principe de l'échantillonnage électro-optique en temps réel

3.3.1. Echantillonnage mono coup

Le principe de l'échantillonnage électro-optique mono coup est basé sur le même principe que l'échantillonnage d'un oscilloscope. Il consiste à échantillonner un signal à la volée à l'aide d'un circuit ad hoc distribué le long d'une structure de propagation. Ainsi lorsque l'échantillonnage est déclenché, celui-ci étant distribué, une « image » du signal est enregistrée sur une plage temporelle correspondant à la longueur totale du circuit échantillonneur divisée par la vitesse de propagation de l'onde EM de long de la ligne de propagation. Le pas temporel de discrétisation quant à lui correspond à la distance séparant deux portes échantillonneuses divisées par la vitesse de l'onde EM. Ce type d'échantillonnage est indispensable lorsque le signal à mesurer n'est pas périodique. Il n'est pas utilisé sur le banc femtoseconde puisqu'il serait trop complexe à mettre en œuvre. En particulier la dimension (trop importante) et le mode de report des patchs ne serait pas compatible avec ce type échantillonnage.

3.3.2. Echantillonnage multi coup

L'échantillonnage multi coup consiste à n'utiliser qu'une seule porte échantillonnant un signal périodique. La forme du signal est ainsi reconstituée en échantillonnant successivement à des instants $N\Delta t$ où N est en entier et Δt le pas temporel de l'échantillonneur. Δt est choisi de façon à être différent de la période du signal afin d'échantillonner ce dernier à des instants différents et pouvoir ainsi le reconstituer correctement. Cette méthode nécessite donc un signal périodique, ce qui peut représenter dans certaines conditions une difficulté. Cependant l'échantillonneur demeure plus simple à mettre en œuvre même si sa résolution temporelle est limitée par la capacité du système à réaliser un décalage dans le temps. Cette méthode a été retenue pour effectuer l'échantillonnage électro-optique du banc femto-seconde à l'IEMN. En effet l'impulsion laser est répétée à une fréquence de quelques dizaines de MHz. Le décalage temporel de l'échantillonneur est réalisé en modifiant le chemin optique de l'onde EM à l'aide d'un miroir monté sur une table de déplacement à moteur linéaire piézoélectrique. Ainsi le pas temporel de la mesure reste très petit. Comme nous le verrons dans le prochain paragraphe, l'échantillonnage électro-optique est effectué à l'aide d'un patch AlGaAs reporté comme pour le patch de GaAs. Ce type d'échantillonnage demeure donc compatible avec le procédé de fabrication technologique.

3.4. Echantillonnage électro-optique à l'aide de l'effet Franz-Keldysh

3.4.1. Principe de l'effet Franz-Keldysh

Dans un matériau semi-conducteur, la symétrie du réseau cristallin par translation engendre une discontinuité des bandes électroniques. Ainsi le maximum de la bande de valence est séparé du minimum de la bande de conduction par une énergie appelée bande interdite. Le phénomène d'absorption optique dans un matériau semi-conducteur peut avoir lieu si l'énergie $h\nu$ du photon est supérieure ou égale à l'énergie correspondant à la bande interdite. Lorsqu'un photon est absorbé, un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction. En d'autres termes un électron participant à la cohésion du cristal est arraché de sa maille pour pouvoir se déplacer et participer à la conduction. En revanche si l'énergie du photon est inférieure à l'énergie de la bande interdite du matériau la probabilité qu'un photon soit absorbé devient très faible.

Cependant l'application d'un champ électrique brise la symétrie du cristal suivant la direction du champ de sorte que la probabilité qu'un photon d'énergie inférieure à l'énergie de la bande interdite augmente très fortement. Ce sont Franz [9] et Keldysh [10] qui, en 1958, ont développé de la théorie des transitions optiques interbandes dans les semi-conducteurs en présence d'un champ électrique. Ce problème se résout en introduisant dans l'équation de Schrödinger un terme de perturbation traduisant l'effet du champ électrique. Les calculs sont repris en détail dans la thèse de L. Desplanque [6]. La figure 31 illustre le diagramme de bande d'un semi-conducteur soumis à champ électrique. Elle montre que des photons d'énergie inférieure à l'énergie de la bande interdite du matériau peuvent être absorbés par effet tunnel assisté par le champ électrique.

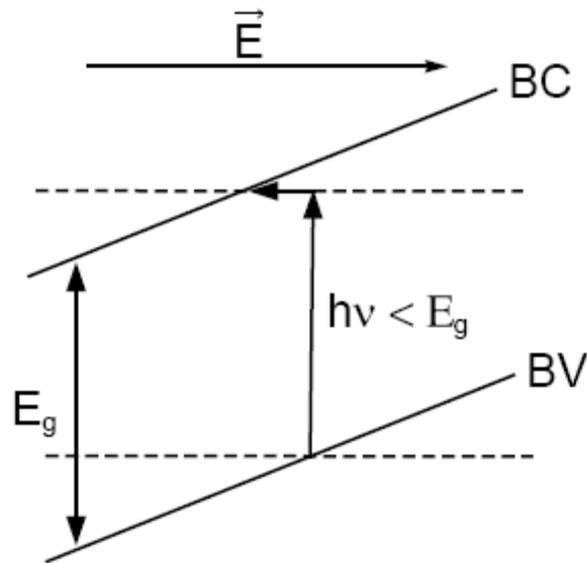


Figure 31 Effet tunnel interbandes assisté par le champ électrique

3.4.2. Echantillonnage à l'aide de patch AlGaAs

L'échantillonnage optique est réalisé par mesure de l'absorption sur un patch AlGaAs reporté sur les lignes CPS de manière identique à celle décrite au paragraphe 3.2.2 pour la génération d'impulsions électriques ultracourtes.

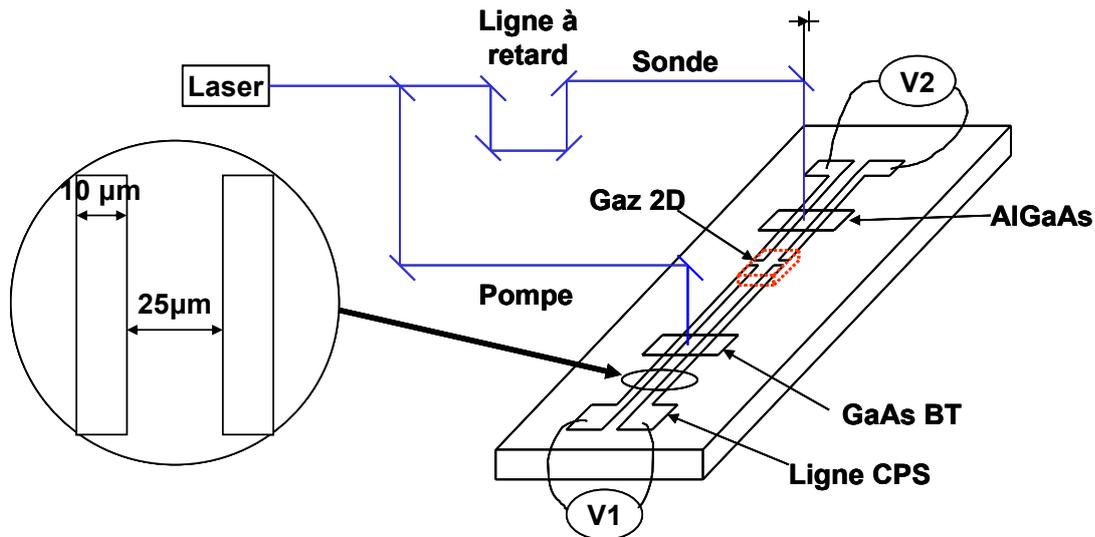


Figure 32 Schéma simplifié du banc de mesure femtoseconde.

Le même laser est utilisé pour générer et détecter les signaux. Une ligne à retard optique permet de se décaler par rapport à la périodicité des impulsions. Une photodiode au niveau de la sonde mesure l'absorption du faisceau laser sur le patch AlGaAs. Ainsi lorsque l'onde EM transmise à travers le composant (dans la configuration illustrée figure 32, il est aussi possible de faire une mesure en réflexion si le patch est placé avant le composant sous test) atteint le patch d'AlGaAs, le champ électrique instantané modifie les propriétés d'absorption de celui-ci. Cette variation d'absorption est détectée par la photodiode. La longueur d'onde du laser a été choisie afin de générer des paires électrons-trous dans le GaAs. L'énergie des photons est donc supérieure à celle de la bande interdite du GaAs (1,42 eV) Or il faut utiliser pour la détection un matériau dont la bande interdite est supérieure à celle de l'énergie des photons. C'est pourquoi l'AlGaAs a été employé car l'énergie de sa bande interdite est plus grande que celle du GaAs. De plus la tension appliquée V2 de la figure 32 permet d'ajuster le diagramme de bande pour l'effet Franz Keldysh décrit dans le paragraphe précédent. La variation d'absorption mesurée est corrélée à l'intensité du champ électrique instantané de l'onde EM transmise. En déplaçant le miroir afin de modifier le chemin optique, il est donc possible de reconstituer l'image de l'intensité du champ électrique en fonction du temps et donc de reconstituer la forme de l'onde transmise. Pour plus de détails concernant le banc de mesure nous renvoyons le lecteur aux travaux de L. Desplanque [6].

3.5. *Mesure des guides à onde de plasma*

Les mesures ont été réalisées à partir de guide à onde de plasma disposé transversalement comme il a été mentionné au paragraphe 1.3.2. La figure 33 illustre le résultat obtenu en transmission pour un guide à onde plasma réalisé à partir de la couche T1104 de longueur 11 μm et de largeur 20 μm . Cette mesure est comparée avec le modèle établi au paragraphe 1.3.5. On remarque que l'impulsion transmise est bien corrélée avec le modèle dans les premiers instants mais le modèle montre un comportement oscillatoire qui n'est pas présent en mesure. Il faut cependant rester très prudent lors des interprétations de mesures temporelles. En effet l'oscillation présente sur le modèle ne semble pas provenir de l'oscillation plasma du gaz d'électrons. En effet la figure 22 montre que ces oscillations sont toujours présentes lorsque l'influence du gaz d'électrons est supprimée (mobilité des porteurs nulle). Les différences importantes de vitesse de propagation entre l'onde EM et l'onde plasma laisse penser que l'on devrait avoir une réponse du gaz d'électrons décalée dans le temps par rapport à l'impulsion électrique générée sur la ligne. Ce phénomène tend à se confirmer sur la figure 22 où un épaulement de l'impulsion transmise est observé. Il est à noter que l'amplitude de cet épaulement n'est pas visible à température ambiante du fait de la mobilité des porteurs relativement faible comparée à celle obtenue à 77K ou encore 13K.

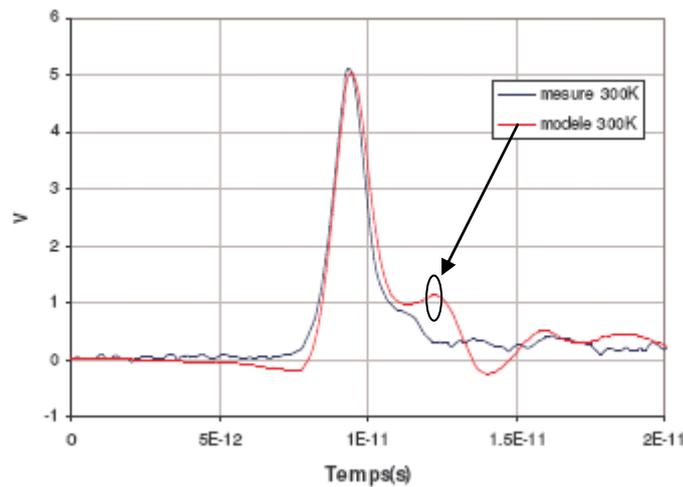


Figure 33 Comparaison du modèle avec la mesure temporelle d'une impulsion femtoseconde transmise dans un guide à onde de plasma à température ambiante.

Le guide a été fabriqué à partir de la couche T1104

Il est donc légitime de se demander si les éventuelles oscillations plasma seront observables à l'aide du banc femtoseconde. Comme il a été mentionné au paragraphe 3.1.1, aucune étape de calibrage n'est réalisée pour ces mesures temporelles et la dynamique de mesure est limitée.

De plus comme il est montré sur la figure 17 les pertes dans une ligne CPS restent élevées et peuvent atteindre plus de 30 dB à 1 THz. Ces pertes nuisent aussi à la dynamique de mesure puisque celle-ci caractérise la capacité du banc à mesurer des signaux de faible puissance.

L'écart constaté sur la figure 33 pourrait aussi venir du fait que le report des patches n'est pas toujours reproductible. Certaines bulles d'air peuvent se piéger entre le patch et le substrat. Il est certain que reporter un patch de GaAs ou AlGaAs sur GaN modifie localement l'impédance caractéristique de la ligne ce qui pourrait aussi modifier la forme temporelle du signal.

Pour confirmer nos résultats, nous avons donc réalisé des mesures temporelles sur des structures témoins c'est-à-dire de même dimension que les guides mais sans le gaz d'électrons afin de comparer.

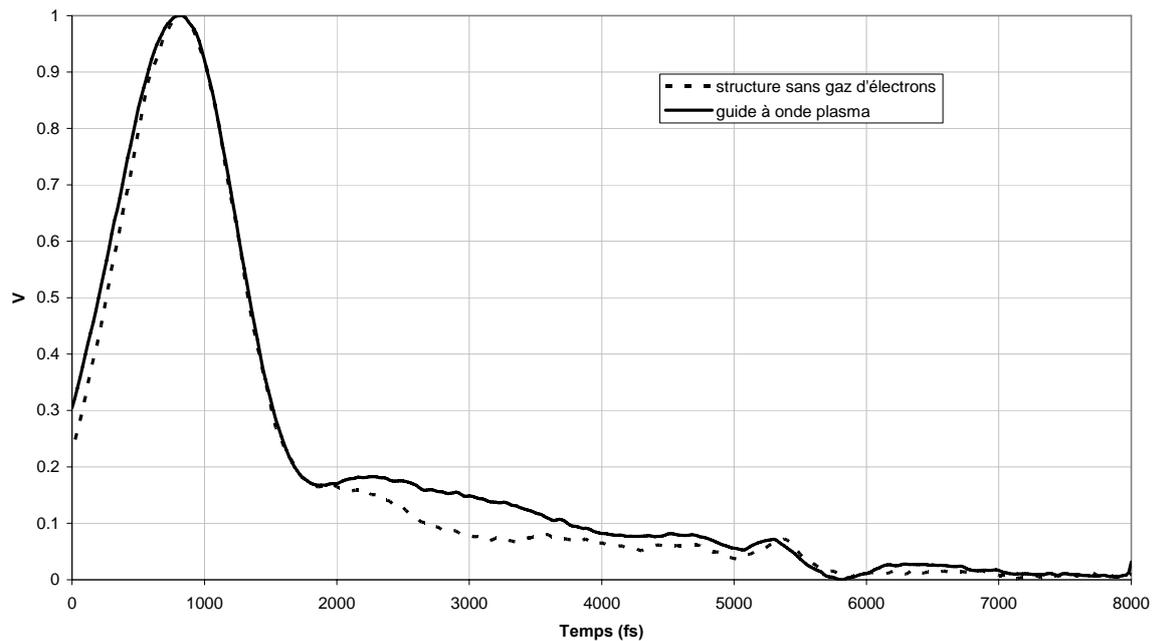


Figure 34 Mesures normalisées dans le domaine temporel à l'aide du banc femtoseconde d'un guide à onde plasma (trait plein) et d'une structure muette sans gaz d'électrons.

Le résultat obtenu figure 34 montre une légère différence entre la structure muette sans gaz d'électrons et un guide à onde plasmonique. On pourrait être tenté d'interpréter cette différence comme une oscillation plasma amortie et de ce fait large bande mais cela nous semble conforme au modèle. De plus le report des patches étant réalisé manuellement, celui-ci

n'est pas reproductible. Par conséquent les patches n'étaient pas disposés exactement au même endroit et de la même manière pour la structure muette et le guide à onde plasma. Il est clair, d'après les résultats du modèle développé, que la mobilité à température ambiante est trop faible pour l'étude réalisée. Il a donc été envisagé de réaliser des mesures à l'aide du banc pulsé femtoseconde à basse température sous azote liquide. Comme il a été mentionné précédemment le passage de 300K à 77K permettrait de multiplier la mobilité des porteurs par 5. Il est vrai d'après la figure 22 qu'il y a très peu de différence entre l'impulsion transmise dans un guide sans porteurs et un guide à température ambiante, l'amortissement étant important à cette température. Ainsi si il y a une oscillation plasma dans les structures de type guide à onde plasma, celles-ci devraient être mise en évidence sans ambiguïté à 77K. Malheureusement nous n'aurons pas de mesures basse température à présenter dans ce mémoire. En effet la complexité et le coût de mise en œuvre ont entraîné des délais et il n'a pas été possible de réaliser ce type de mesures. A ce jour nous n'avons pas réussi à démontrer sans ambiguïté l'existence des ondes plasma dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN. Ces travaux vont être poursuivis dans le cadre de la thèse de Kamel Madjour qui vient de débiter. La mise en place d'un banc de mesure femtoseconde cryogénique est en train d'être mis en place. Il sera donc envisageable d'effectuer le même type de mesures mais à 77K.

4. Conclusion

Partant du constat qu'un transistor à effet de champ est une structure trop complexe à étudier nous avons voulu simplifier la topologie des structures afin de permettre la mise en évidence et l'étude des oscillations de plasma dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN. Nous avons donc étudié les guides à onde de plasma similaires à ceux imaginés par Burke [1]. Alors que celui-ci a mis en évidence l'existence des oscillations de plasma dans les hétérojonctions AlGaAs/GaAs à quelques GHz et très basse température, nous avons donc extrapolé cette étude au régime THz et déterminé les dimensions optimales des guides à onde de plasma afin de les rendre compatibles avec la technique de mesure à échantillonnage électro-optique à l'aide d'un laser femtoseconde et augmenter les chances de mettre en évidence la présence d'onde plasma dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN. Un modèle électrique a été développé dans le domaine temporel afin de pouvoir comparer directement celui-ci avec les résultats expérimentaux. Ce modèle temporel inclut les accès coplanaires et des guides grâce à l'emploi d'un logiciel de simulation électromagnétique 3D.

Les résultats expérimentaux n'ont pas été aussi concluants que prévu. En effet la présence des oscillations de plasma n'a pu être mis en évidence sans ambiguïté sans pour autant que le modèle ait été invalidé. D'après les résultats de modélisation, nous pensons que l'onde plasma, si elle existe, est trop amortie à température ambiante pour pouvoir être mise en évidence expérimentalement. Mais une mesure à la température à 77K à l'aide d'un cryostat devrait permettre de conclure. L'achat d'un tel dispositif était prévu mais n'a pas pu être rendu disponible lors de nos travaux. De plus la mise en place d'un banc de mesure femtoseconde à basse température est très délicat à mettre au point et nécessite un certain de temps de développement. Ce type de mesure sera poursuivi pendant les travaux de Kamel Madjour qui vient de débiter ses travaux sur la même thématique au sein de notre équipe.

Références bibliographiques

- [1] P. J. Burke, I. B. Spielman, and J. P. Eisenstein. “High frequency conductivity of the high-mobility two-dimensional electron gas”. APL Vol 76 no 6 2000.
- [2] S.A. Maier, « Plasmonics fundamentals and applications ». Springer 2007.
- [3] Z. Bougrioua, M. Azize, P. Lorenzini, M. Laügt, and H. Haas. “Some benefits of Fe doped less dislocated GaN templates for AlGaIn/GaN HEMTs grown by MOVPE”. Phys. Stat. Sol. 202, No. 4, 536–544, 2005.
- [4] Thèse soutenue par Nicolas Vellas à l’université de Lille 1. « Etude expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences », 2003.
- [5] N Chaturvedi, U Zeimer, JWurfl and G Trankle. “Mechanism of ohmic contact formation in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors”. Semicond. Sci. Technol. 21 (2006) 175–179.
- [6] Thèse soutenue à l’université de Lille 1 par Ludovic Desplanque. « Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde ». 2003
- [7] Thèse soutenue par Christophe Gaquière à l’université de Lille 1. « Analyse et optimisation de transistors à effet de champ à hétérojonction pour l’amplification de puissance dans la bande K », 1995.
- [8] Thèse soutenue par Damien Ducatteau à l’Université de Lille 1. 2008.
- [9] W.Franz, Z.Naturforsch. 13a, p. 484 (1958).
- [10] L.V.Keldysh, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 34, p. 1138 (1958), English transl. : Soviet Phys. JETP 7, 788 (1958)

Chapitre 4

**Fabrication de transistors à effet de champ pour
les applications hyperfréquence à base de
nanofils de nitrure de Gallium.**

Table des matières

1	Introduction	151
2	Principe de la croissance des nanofils.....	152
2.1	Les différentes approches pour la synthèse de nanofils 1D.....	152
2.1.1	Croissance 1D assistée par nano-cristaux métalliques.....	152
2.1.2	Croissance de nanofils par catalyseur métallique assisté par laser	153
2.1.3	Croissance en phase vapeur-solide-solide.....	154
2.1.4	Croissance en phase vapeur sans catalyseur	154
2.2	Optimisation de la croissance 1D.....	155
3	Croissance des nanofils GaN/AlN/AlGaN.....	155
3.1	Description des étapes de la croissance	155
3.2	Etude de l'hétérojonction AlGaIn/GaN sur les nanofils.....	158
3.3	Détermination de la mobilité des porteurs dans les fils	158
4	Fabrication des transistors à effet de champ à base de nanofils.....	160
4.1	Choix du substrat pour la fabrication des composants	160
4.2	Transfert des nanofils sur les substrats dédiés à la fabrication des transistors	163
4.3	Les étapes de la fabrication des transistors	164
4.3.1	Le contact ohmique	165
4.3.2	Dépôt de nitrure de silicium.....	165
4.3.3	Réalisation des grilles pour le contrôle de charge.....	165
4.3.4	Réalisation des accès coplanaires.....	166
5	Caractérisation des transistors à effet de champ	167
5.1	Caractérisation statique des composants	167
5.2	Caractérisation des transistors en régime hyperfréquence.....	170
5.2.1	Mesures des paramètres Scattering extrinsèques	170
5.2.1.1	Mise en œuvre expérimentale	170
5.2.1.2	Résultats expérimentaux en régime petit signal.....	170
5.2.1.3	Incertitudes des mesures dans le cas des transistors à base de nanofils en régime hyperfréquence.....	171
5.2.1.4	Détermination du gain en puissance extrinsèque	173
5.2.2	Extraction des éléments extrinsèques.....	174

5.2.2.1	Elimination des accès coplanaires.....	176
5.2.2.2	Extraction des admittances de plot.....	178
5.2.2.3	Extraction des inductances de plots	181
5.2.3	Performances intrinsèques des transistors à base de nanofils GaN.....	185
5.2.3.1	Calcul des fréquences de coupures intrinsèques	185
5.2.3.2	Détermination du schéma équivalent intrinsèque	186
6	Conclusions	192

1 Introduction

Durant nos travaux nous avons eu l'opportunité de travailler avec l'équipe de recherche de Charles Lieber basée à l'université de Harvard à Boston. Son équipe pionnière dans la croissance de nanofils a mis au point une technique de croissance de fils à base d'un grand nombre de matériaux dont le GaN. La collaboration entre notre équipe de l'IEMN et la sienne est née de leurs complémentarités respectives. L'objectif a été de démontrer la faisabilité de réaliser et caractériser des transistors à effet de champ à partir de nanofils de GaN. Grâce à un support financier de l'université de Lille 1, j'ai pu séjourner durant trois mois dans l'équipe de Charles Lieber afin de réaliser des transistors à l'aide de nanofils réalisés sur place. Le travail s'est poursuivi à mon retour à l'IEMN pour la caractérisation des composants réalisés. De plus d'autres réalisations technologiques ont été effectuées à l'IEMN afin d'optimiser le procédé de fabrication.

Depuis une dizaine d'années les progrès en matière de croissance ont été tellement importants qu'il est possible de réaliser des nanofils aux propriétés optique, physique chimique et électriques remarquables. La croissance de nanofils constitue à ce jour un axe majeur dans la recherche internationale. Ainsi ces technologies rayonnent sur un très grand nombre de domaines comme la biologie, l'optoélectronique, l'électronique numérique, l'électronique radiofréquence, le médicale... La maîtrise de la croissance des nanofils ainsi que l'aptitude à pouvoir les manipuler, les aligner et les interconnecter entre eux pourrait constituer une avancée majeure pour l'humanité dans les prochaines années. Par exemple la montée en fréquence des transistors se heurte aux limitations en matière de procédés de fabrication notamment les lithographies. Les nanofils pourraient grâce à leur dimension nanométrique pallier ce problème et ouvrir de nouveaux horizons et pourquoi pas atteindre le régime THz. Depuis une dizaine d'années, les nanofils monocristallins à base de semi-conducteurs et d'oxyde ont émergé et demeurent l'un des supports les plus importants des recherches dans les nano-structures. Dans notre étude nous avons utilisé des nanofils de GaN afin de réaliser des transistors à effet de champ capable de fonctionner à haute fréquence et ayant une bonne tenue en tension.

2 Principe de la croissance des nanofils

Dans cette partie nous allons présenter brièvement les principes de la croissance de nanofils.

2.1 *Les différentes approches pour la synthèse de nanofils 1D*

Ce qui est commun à la croissance des solides monocristallins (que ce soit en phase liquide ou gazeuse) est le concept de nucléation. La nucléation de la phase solide sur une surface ou en solution, consiste en la formation initiale d'un nano-cristal d'atomes par la précipitation des espèces élémentaires en présence. En étudiant la synthèse de nano-cristaux au stade primaire de la croissance en volume, il faut souligner que par rapport aux croissances 0D (sphères) ou 2D, la formation de structures 1D présente des difficultés particulières. Elle dépend de la contrainte à l'interface entre le substrat et le nucleus et des différences de propriétés entre les faces cristallines qui peuvent conduire à des vitesses de croissance très fortement anisotropes. Certains matériaux nano-structurés 1D sont ainsi réalisés en utilisant des conditions pour lesquelles leur vitesse de croissance est anisotrope.

Les méthodes de synthèse de nano-structures 1D de type « bottom up » peuvent être classifiées en :

- celles employant l'anisotropie des vitesses de croissance selon la direction cristalline.
- celles employant un catalyseur sous la forme de nano-cristal métallique servant à faciliter la croissance 1D.
- celles utilisant des motifs (patterns) réalisés par lithographie

On peut aussi classer ces stratégies selon les phases (vapeur, liquide ou solide) des précurseurs lors de la synthèse des fils.

2.1.1 Croissance 1D assistée par nano-cristaux métalliques

La croissance vapeur-liquide-solide (VLS) utilise la condensation des espèces en phase vapeur dans un mélange liquide, suivi par la précipitation des espèces due à un phénomène de super-saturation. La croissance VLS est communément utilisée pour la synthèse de nanofils. La première publication expliquant ce type de croissance fut rédigée par Wagner [1] en 1964 dans le cadre de la réalisation d'aiguilles. D'après les travaux de Wagner [1], l'équipe de Hiruma [2] fabriqua des nanofils de GaAs par la méthode MOVPE (métal-Organic Vapor Phase Epitaxy sur SiO₂). En 1992 la même équipe montra que les nano-clusters métalliques

d'or catalysent de manière sélective et démontra la possibilité de synthétiser des nanofils InAs. C'est en 1998 que Morales et Lieber [3]. Cette synthèse est réalisée grâce à une évaporation thermique par sublimation de cibles contenant du silicium et du fer chauffée à 1200°C sous flux d'argon à 100 Torr. Cette méthode relativement simple produit des nanofils d'un diamètre de 15nm et d'une longueur de quelques dizaines de micromètres.

Aujourd'hui la méthode la plus utilisée pour produire des nanofils de haute qualité cristalline consiste en la condensation de réactants obtenus par ablation laser sous flux de gaz précurseur ou de gaz porteur à température élevée de telle sorte que la synthèse au niveau des nano-cristaux métalliques puisse se produire. Les nano-clusters métalliques peuvent également être déposés à partir de nano-cristaux colloïdaux dispersés sur le substrat ou par dépôt d'un film ultra mince suivi par un recuit thermique sous atmosphère inerte permettant la formation d'îlots nanométriques. Dans le cas de la croissance par ablation laser [3] les nano-cristaux sont obtenus par ablation d'une cible de métal catalyseur. Après la condensation et la super saturation des espèces absorbées dans la goutte de métal, la nucléation se produit à l'interface entre le précurseur et l'alliage catalyseur. Les atomes en excès dans le précurseur précipitent et cristallisent sous forme de nanofils. En pratique la synthèse des nanofils par nano-cristaux métalliques peut être menée par des procédés de dépôt planaire, par ablation laser d'une source ou d'un gaz précurseur, par MOCVD, par décomposition thermique et évaporation d'une source. En général la sélection d'un métal catalyseur est guidée par la nécessité d'avoir une phase liquide miscible pour les composés des nanofils, et que le métal dans sa phase solide soit plus stable thermodynamiquement que les matériaux utilisés pour les nanofils.

2.1.2 Croissance de nanofils par catalyseur métallique assisté par laser

La méthode de croissance de nanofils par catalyseur métallique assisté par laser (LCG) [3] consiste à réaliser l'ablation d'une cible contenant les matériaux des nanofils, fournissant ainsi la source. Le procédé est basé sur la déposition par laser pulsé (PLD), largement utilisé pour le dépôt de films minces. La méthode LCG emploie un gaz inerte, une cible sur laquelle est focalisé un laser pulsé et contenant les matériaux des nanofils et enfin un substrat possédant des nano-clusters métalliques. Le métal catalyseur peut également être contenu dans la cible. En général la longueur d'onde pour la méthode LCG est choisie de telle manière que l'absorption optique est importante maximisant ainsi l'effet thermique pour un petit volume. Pour la croissance de nanofils semi-conducteurs un laser Nd : YAG ($\lambda_e = 1064nm$) est utilisé.

On peut aussi utiliser un laser excimer (ArF, KrF, ou XeF). La méthode LCG est adaptable à un large choix de matériaux. Cette méthode est avantageuse car elle élimine le besoin de précurseurs gazeux souvent toxiques. Finalement comme il a été mentionné par Duan et Lieber [4], la méthode LCG peut être considérée comme une voie pour la synthèse de nanofils même en l'absence de diagramme de phase précis. Cependant la méthode LCG nécessite souvent que la cible contienne tous les composants requis pour les nanofils. Cela limite la possibilité de contrôler l'introduction de dopant ou d'impureté pendant la croissance ou la possibilité d'ajuster les compositions. De plus le contrôle précis du diamètre et la dispersion importante de ceux-ci tout comme la synthèse de nanofils ultra fins n'a pas été démontrée par la méthode de croissance LCG.

2.1.3 Croissance en phase vapeur-solide-solide

Comme il a été mentionné précédemment la méthode principalement employée pour la croissance de nanofils à base de semi-conducteurs a été la VLS. Bien que ce mécanisme ait montré avec succès la croissance à l'aide de catalyseur métallique, un certain nombre de publications montrent la formation de nanofils ayant un diamètre plus grand que celui attendu [4, 5, 6]. Persson et al [6] ont examiné la question de la validité de la VLS pour la synthèse en utilisant in situ un système TEM pour des nanofils de GaAs. Ils montrèrent que la nucléation et la croissance de nanofils peuvent être réalisées en phase VSS dans laquelle les espèces élémentaires des nanofils sont transportées par diffusion à l'état solide. Ces travaux sont intéressants car ils permettent une meilleure compréhension des mécanismes de croissance et pourraient permettre un élargissement du nombre de matériaux utilisés pour la croissance de nanofils. L'équipe de Lund a confirmé que ce mécanisme peut aussi être appliqué aux nanofils InAs [7].

2.1.4 Croissance en phase vapeur sans catalyseur

La croissance de nanofils assistée par catalyseur métallique offre un bon contrôle du diamètre et de sa dispersion. Cependant beaucoup de nanofils à base de semi-conducteurs ou d'oxydes peuvent aussi être crûs en phase vapeur ou solide sans catalyseur grâce à la technique vapeur-solide (VS). Cette méthode inclut la croissance assistée par oxyde, la croissance carbo-thermique, sublimation, par laser pulsé et MOCVD. Comme son nom l'indique la croissance VS [1] implique la circulation d'un gaz précurseur en phase vapeur produit par évaporation thermique, ablation laser, MOCVD ou sublimation. A l'aide de nanofils à base de semi-conducteur binaires, Stach et al [8] observèrent directement que la croissance de nanofils

auto-catalysée peut se produire. Les auteurs montrent qu'en sublimant un film de GaN, des gouttes liquides de Ga se forment fournissant des sites de nucléation pour la condensation du GaN produit en phase vapeur. Johnson et al [9] reportent la synthèse de nanofils InN à structures purement hexagonale (wurtzite) en utilisant de l'indium et de l'ammoniac. En plus de la synthèse de GaN [10, 11] et CdS [12] Yang et al [13] reportent la synthèse de nanofils de ZnS. La croissance MOCVD sans catalyseur a aussi été employée pour produire des nanofils de GaAs et InGaAs sur substrat GaAs et InAs [14]. Pan et al [15] montrèrent une synthèse généralisable pour les oxydes binaires incluant le ZnO, SnO₂, In₂O₃ et CdO. Parmi les autres oxydes binaires produits par VS nous pouvons citer le CuO [16], WO_x [17], Ga₂O₃ [18], Al₂O₃ [19] et SiO₂ [20]. De plus Lee et al [21] démontrèrent la croissance de nanofils de ZnO sur silicium (100). Zhao et al [22] reportent la synthèse par VS de SeO₂ ayant un diamètre compris entre 20 et 70 nm.

2.2 Optimisation de la croissance 1D

Le contrôle des diamètres des nanofils, de leur dispersion et leur orientation est un point très important pour l'étude des effets à l'échelle nanométrique ainsi que l'utilisation des nanofils comme brique de base pour la réalisation de nano-composants. L'étude approfondie de la croissance de nanofils permettant la maîtrise de leur forme et de leur dopage sort du cadre de notre étude.

3 Croissance des nanofils GaN/AlN/AlGaN

3.1 Description des étapes de la croissance

Les nanofils ont été fabriqués à l'université d'Harvard dans l'équipe de Charles Lieber. La croissance est réalisée par MOCVD à l'aide d'un bâti Thomas Swan et la technique adoptée est la VLS assistée par nano-cluster de Nickel (paragraphe 2.1.1). Ces nanofils non dopés sont constitués d'un cœur en GaN et d'une coquille AlN/AlGaN formant ainsi une hétérojonction latérale GaN/AlN/AlGaN (cf figure 1 et figure 2). La barrière d'AlN permet d'augmenter la hauteur de barrière et ainsi d'augmenter la mobilité des porteurs comme il a été expliqué au chapitre 4 pour l'hétérojonction planaire AlGaN/GaN.

Pour réaliser ces nanofils, le bâti de croissance est alimenté en gaz précurseurs trimethylgallium (TMG), triméthylaluminium (TMA) et ammoniac NH₃ comme source

respective de gallium, d'aluminium et d'azote. La croissance est réalisée sur un substrat saphir orienté selon le plan c (0001). L'hydrogène sert de gaz porteur.

Les fils de GaN constituant le cœur du nanofil sont crûs dans un premier temps à 775 °C à une pression de 100 Torr pendant 2h05. Le mélange gazeux dans la chambre à ce moment est composé de TMG (22 μ mol/min) et NH₃ (58 mmol/min). Avec ces conditions les fils de GaN croissent suivant une section triangulaire avec un côté compris entre 80 et 160 nm ainsi qu'une longueur comprise entre 10 et 20 μ m.

Ensuite les conditions de croissance sont modifiées pour favoriser la croissance latérale d'AlN puis d'AlGaN. Cette croissance est réalisée avec un flux constant d'ammoniac NH₃ (180 mmol/min) sous atmosphère d'hydrogène à 50 Torr et 1040 °C. L'AlN est crû en premier pendant 18 secondes en utilisant le TMA (13 μ mol/min) puis l'AlGaN en utilisant le TMA (13 μ mol/min) et le TMG (44 μ mol/min) pendant 80 secondes. La composition des nanofils GaN/AlN/AlGaN a été caractérisée par TEM (Transmission Electron Microscope) [23]. La Figure 1 montre une coupe du nanofil obtenue par TEM. La Figure 2 montre l'analyse chimique des constituants du fil. La Figure 3 montre que l'épaisseur de l'AlN est d'environ 1.8nm et l'AlGaN 10.2 nm pour un pourcentage d'aluminium de 25%.

Enfin la figure 5 montre une photographie d'un substrat sorti du bâti de croissance. Cette photographie prise au laboratoire de l'IEMN à l'aide d'un microscope électronique à balayage montre que l'organisation des fils après leur croissance est très aléatoire ainsi que leurs diamètres ne sont pas homogènes. On distingue néanmoins 2 types de structures: d'une part les nanofils proprement dits (plus fins sur l'image) et des cristaux plus gros qui ne pourront pas être utilisés pour la réalisation des transistors.

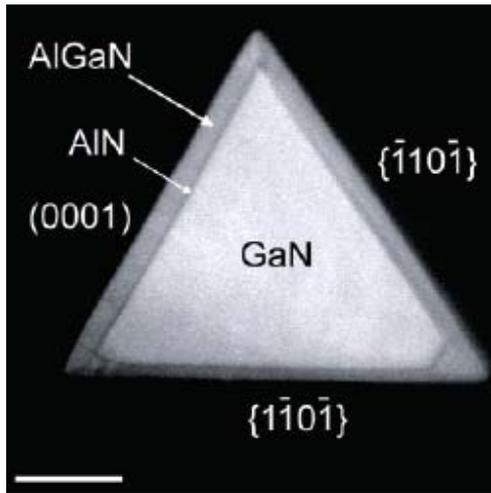


Figure 1 Image HAADF-STEM d'un nanofil GaN/AlN/AlGaN en coupe. Le trait blanc est de longueur 50nm [23].

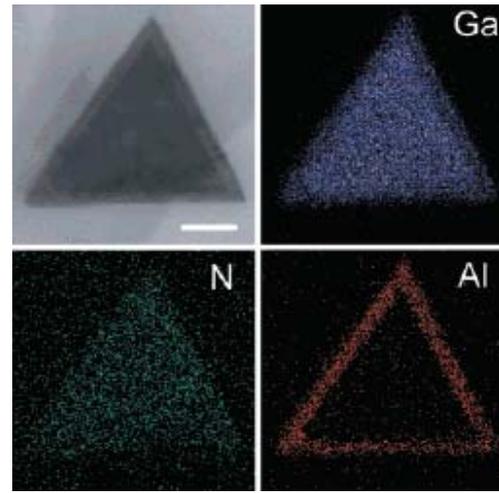


Figure 2 Image STEM avec balayage des éléments EDX correspondant d'un même fil, indiquant la distribution spatiale du Ga (Bleu), Al (Rouge) et N (vert) [23].

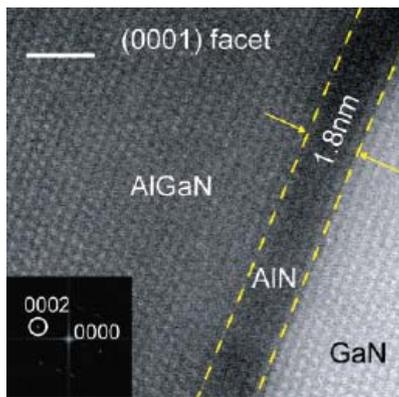


Figure 3 Image HAADF-STEM enregistrée sur une facette (0001) d'un nanofil. La ligne en pointillé souligne l'interface entre les couches. Le trait blanc à une longueur de 2nm. L'encadré à l'intérieur montre la diffraction des électrons indécés selon un axe [11-20] [23].

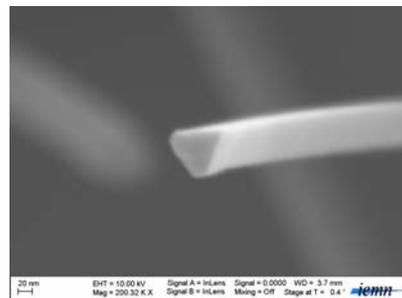


Figure 4 Vue au microscope à balayage électronique d'un fil sur son substrat de croissance.

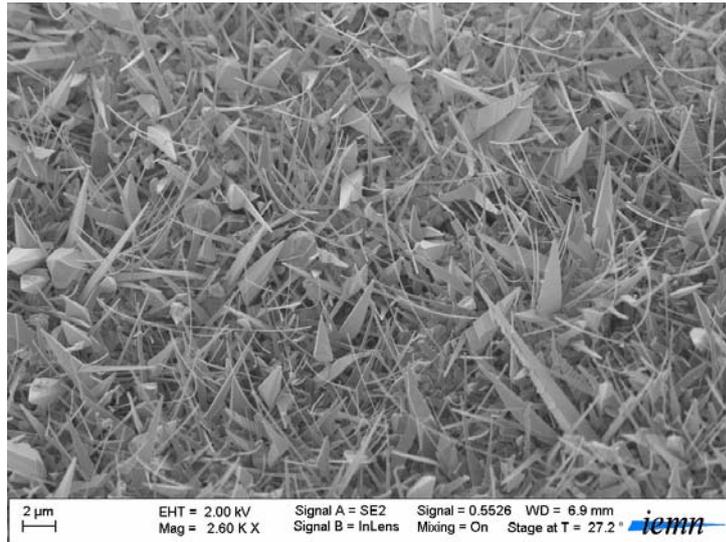


Figure 5 Image obtenue au microscope à balayage électronique d'un substrat sorti du bâti de croissance avant transfert des nanofils sur le substrat destiné à la fabrication des composants.

3.2 Etude de l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N sur les nanofils

Les facettes des nanofils ont une largeur comprise entre 80 et 160 nm sont orientées selon les plans cristallographiques (0001), (-110-1) et (1-10-1) [23]. Puisque l'orientation du champ de polarisation (spontané et piézoélectrique) est perpendiculaire à la facette (0001), seule la face possédant l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N selon l'axe [0001] formera un puit quantique au niveau de la bande de conduction, permettant ainsi la formation d'un gaz d'électrons. Les deux autres facettes des nanofils quant à elles formeront un puit au niveau de la bande de valence à l'interface AlGa_N/Ga_N et de ce fait un gaz de trous se formera [24]. La figure 6 illustre la vue en coupe d'un nanofil à base de Ga_N. La présence du gaz d'électrons est schématisée par le trait pointillé.

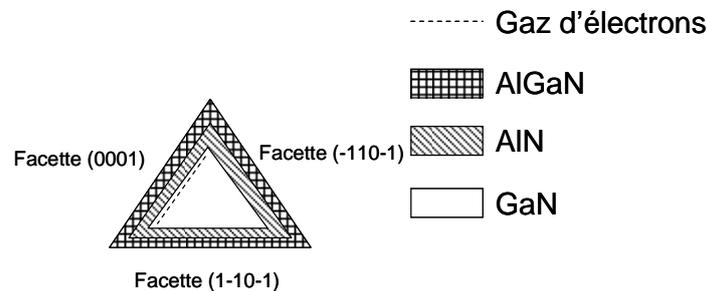


Figure 6 Vue schématique en coupe d'un nanofil de Ga_N.

3.3 Détermination de la mobilité des porteurs dans les fils

La croissance planaire des hétérojonctions AlGa_N/Ga_N est réalisée sur substrat saphir, SiC ou Silicium. Ces substrats présentent un désaccord de maille par rapport à celle du Ga_N wurtzite.

Ce mode de croissance plane nécessite de faire croître en premier une couche d'interface permettant d'adapter la maille du GaN à celle du substrat. Cette adaptation de maille donne lieu même après optimisation à un taux de dislocations de l'ordre de 10^9 cm^{-2} à la surface de l'échantillon. Ces dislocations traversant le réseau cristallin limitent la mobilité des porteurs. Par contre, les nanofils à base de GaN présentent l'avantage d'être peu sensible au substrat de croissance en raison de leur faible section. De plus le cœur du nanofil en GaN sert de support à l'hétérojonction. Les analyses TEM menées par l'équipe de Lieber montrent ainsi que ces nanofils ne présentent aucune dislocation [23].

Des mesures de mobilité ont été entreprises à l'université d'Harvard en analysant les propriétés électriques de transistors à effet de champ fabriqués à partir des nanofils. En déterminant la transconductance en fonction de la température et utilisant le modèle du contrôle de charge [23] :

$$\frac{dI_{ds}}{dV_{gs}} = g_m = \mu \left(\frac{C_g}{L_g^2} \right) V_{ds}$$

où C_g est la capacité entre la grille et le gaz d'électrons et L_g la longueur de la grille ($4\mu\text{m}$).

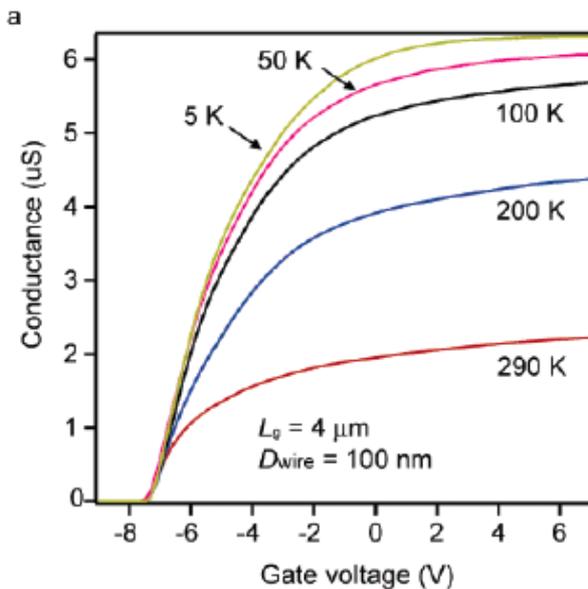


Figure 7 Transconductance en fonction de la tension V_{gs} enregistrée pour différentes températures pour un nanofil de 100nm de diamètre, $L_g=4\mu\text{m}$ [Erreur ! Signet non défini.].

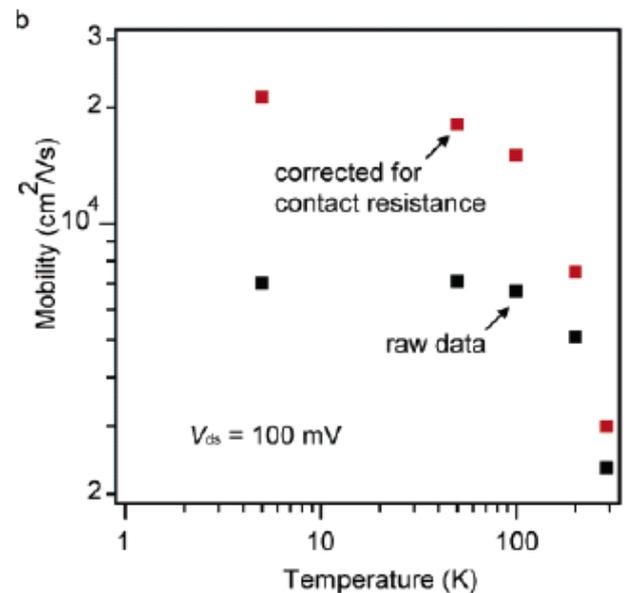


Figure 8 Mesures de mobilité d'un nanofil GaN/AlN/Al_{0.25}Ga_{0.75}N brutes et corrigées des résistances de contact pour différentes températures [Erreur ! Signet non défini.].

La Figure 7 montre l'évolution de la transconductance d'un transistor en fonction de la température [23]. L'augmentation de cette dernière lorsque la température diminue même à très basse température (5 K) indique que la conduction a bien lieu dans un gaz bidimensionnel d'électron. En effet les gaz tridimensionnels montrent souvent une décroissance de la conductance à basse température [23]. Les mobilités déterminées à partir des mesures brutes (sans correction des résistances d'accès) sont montrées sur la figure 8. On observe que la mobilité augmente très fortement lorsque la température diminue jusqu'à 100K puis tend à saturer lorsque celle-ci continue de descendre. Comme il a été expliqué au chapitre 4, cela vient du fait que les hétérojonctions AlGaN/GaN ne sont pas dopées pour obtenir un gaz d'électrons, contrairement aux semi-conducteurs comme le GaAs. Ainsi à température ambiante ce sont les interactions des électrons avec les phonons qui limitent la mobilité. En abaissant la température ces phonons disparaissent progressivement et la mobilité augmente. En dessous de 100K c'est essentiellement la qualité de l'interface à l'hétérojonction qui détermine la mobilité.

Les résistances d'accès sont soustraites des valeurs brutes et la mobilité obtenue à 300K atteint alors $3100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $21000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 5K, ce qui constitue la plus haute mobilité reportée de tous les nanofils à base de semi-conducteurs [23]. Cependant ces valeurs de mobilité restent faibles comparées à celle obtenue sur une hétérojonction $\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.96}\text{N}/\text{GaN}$ à 300mK avec $160000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [25] mais ces résultats restent prometteurs et montrent l'intérêt de réaliser ce type d'hétérojonctions sur nanofils pour la montée en fréquence et pourquoi pas atteindre le régime THz. On note que la densité de porteurs est de $1.10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ce qui reste comparable avec les valeurs obtenues sur les hétérojonctions planaires ayant la même mobilité.

4 Fabrication des transistors à effet de champ à base de nanofils.

4.1 Choix du substrat pour la fabrication des composants

La première étape dans la fabrication de transistors à effet de champ est le report des nanofils sur un autre substrat dédié à la fabrication des composants. En effet, comme on peut le constater figure 5, la croissance des nanofils n'est pas homogène. On obtient un ensemble dense et désorganisé de nanofils. Il est donc impossible de réaliser des transistors fonctionnels

directement sur le substrat de croissance. Il faut donc reporter les nanofils vers un substrat hôte.

De plus, comme nous voulons réaliser de transistors à effet de champ fonctionnant en régime hyperfréquence, les accès des composants doivent être compatibles avec les accès coplanaires des sondes hyperfréquences. Certaines équipes réalisent des transistors à effet de champ en utilisant le substrat comme grille (technologie dite "Back Gated") [26]. Cependant ce substrat doit être fortement dopé pour être suffisamment conducteur et permettre le contrôle de la charge dans le canal. Cela implique la présence d'un diélectrique sur le substrat pour isoler les contacts ohmiques de la grille mais cette couche de diélectrique ne doit faire que quelques centaines de nanomètres afin de ne pas dégrader le contrôle de charge. L'utilisation d'un substrat fortement dopé engendre ainsi des éléments parasites capacitifs très importants qui nuisent à la performance extrinsèque des composants en régime hyperfréquence. De plus lorsqu'on analyse les lignes de champ électrique d'un mode de propagation sur une ligne coplanaire, on s'aperçoit qu'elles entrent dans le substrat profondément. La figure 9 illustre une simulation électromagnétique à 3D effectuée à l'aide du logiciel EMPIRE XCcel™. D'après le résultat obtenu figure 10, on voit que le champ électrique pénètre de plusieurs dizaines microns dans le substrat. Par conséquent le matériau diélectrique déposé pour isoler la grille des contacts ohmiques n'empêche pas les lignes de champ électrique de pénétrer le substrat fortement dopé. Cela engendre donc des pertes importantes qui vont dégrader fortement les performances extrinsèques des transistors.

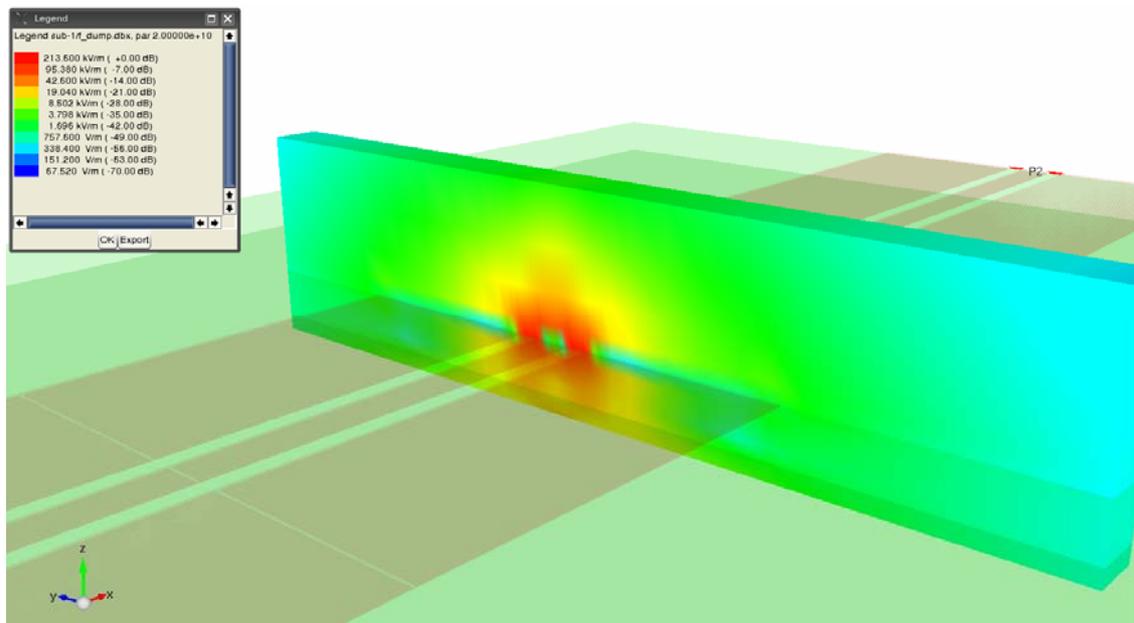


Figure 9 Simulation électromagnétique 3D d'une ligne coplanaire sur substrat silicium d'épaisseur 254 μm à 10 GHz.

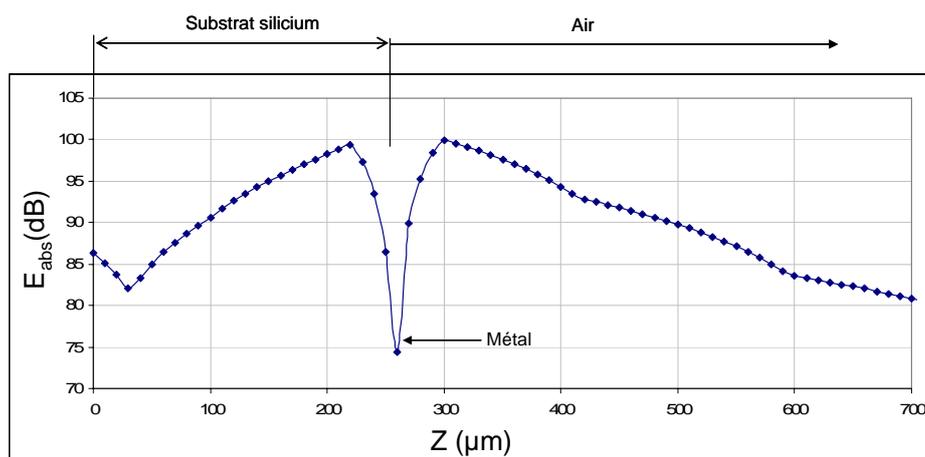


Figure 10 Valeur absolue du champ électrique en fonction Z en μm . La mesure du champ est réalisée selon une droite passant par le centre du conducteur central. Le substrat est en silicium d'épaisseur 254 μm .

Pour toutes ces raisons il est nécessaire de réaliser des transistors à effet de champ possédant des grilles situées au dessus de nanofils (technologie dite "Top Gated") et d'employer un substrat isolant pour la fabrication des composants. Le saphir a été choisi car c'est un bon candidat pour cette application et il ne possède que très peu de pertes jusqu'au régime THz. Enfin, celui-ci est d'une grande dureté ce qui est indispensable pour pouvoir effectuer le transfert mécanique des fils.

4.2 Transfert des nanofils sur les substrats dédiés à la fabrication des transistors

Il existe plusieurs façons de réaliser le transfert des nanofils depuis leur substrat de croissance vers le substrat dédié pour la fabrication des composants. Il est possible de les transférer sous forme de solution en les désolidarisant du substrat de croissance par ultrasons et en les déposant sous forme de goutte. Il est aussi possible dans ce cas de les aligner par électrophorèse [27]. Cette technique permet d'aligner les nanofils en appliquant un champ électrique alternatif.

La méthode retenue ici pour réaliser les transistors à base de nanofils de GaN est le transfert à sec en reportant directement par pression manuelle le substrat de croissance sur le substrat dédié à la fabrication des composants. Cette méthode permet d'avoir une densité élevée de nanofils. La pression associée à une légère translation permet de finaliser le transfert des nanofils tout en alignant les fils dans la direction de translation (Figure 11 et Figure 12). La figure 13 et la figure 14 montre l'alignement des nanofils après transfert.

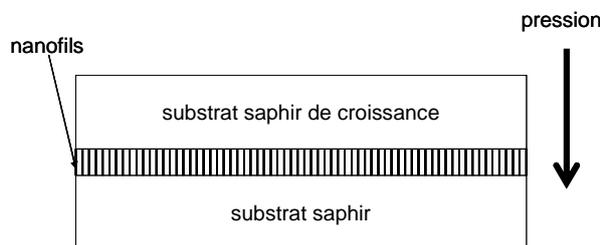


Figure 11 Première étape du transfert. Le substrat de croissance est reporté sur le substrat dédié pour la fabrication des composants. Une pression manuelle est exercée.

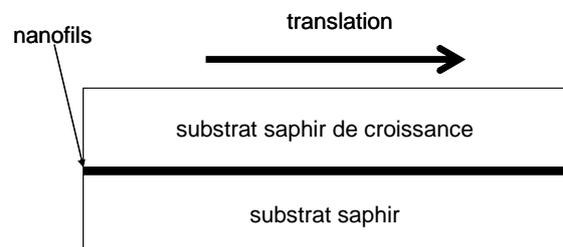


Figure 12 Deuxième étape du transfert une translation est exercée tout en maintenant la pression.

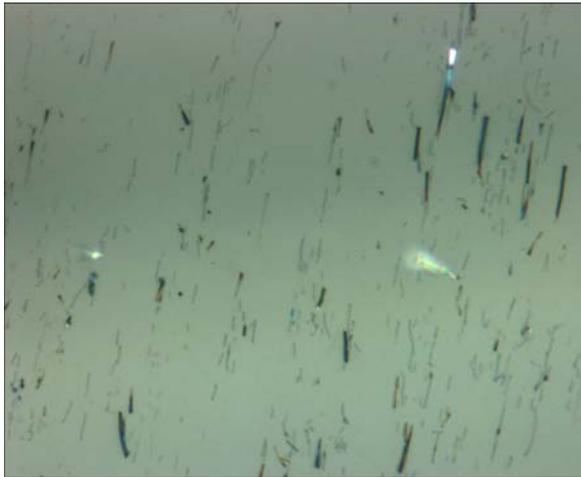


Figure 13 Vue au microscope optique du substrat dédié à la fabrication des transistors après transfert de nanofils.

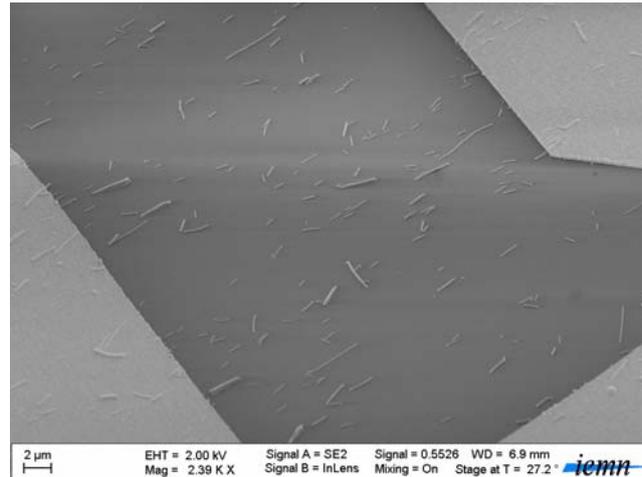


Figure 14 Vue au microscope électronique à balayage de nanofils transférés. On constate un certain alignement des fils dans la direction de translation.

4.3 Les étapes de la fabrication des transistors

Pour la fabrication des transistors à nanofils de AlGaN/GaN, nous nous sommes basés sur des étapes de technologie développées au laboratoire dans le cadre du développement de transistors à base d'hétérojonction planaires [28]. La Figure 15 montre une vue schématique du composant que nous souhaitons réaliser. La zone en jaune représente l'or des accès coplanaires, en marron les contacts ohmiques. Les nanofils ainsi que les grilles y sont représentés. La figure 16 montre le schéma d'un transistor extrait du masque utilisé pour réaliser les composants.

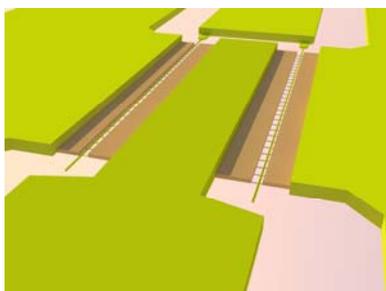


Figure 15 Image de synthèse 3D d'un composant complet avec ses accès coplanaires.

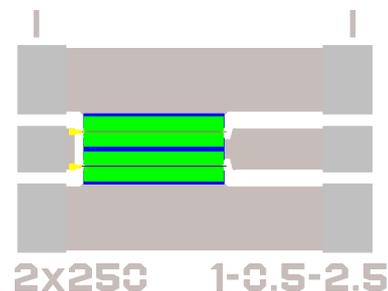


Figure 16 Image issue du masque pour la réalisation technologique. Le motif de couleur grise correspond aux accès coplanaires.

4.3.1 Le contact ohmique

Les contacts ohmiques sont constitués de l'empilement de métaux destinés à réaliser les contacts sur hétérojonctions planaires AlGaIn/GaN, a savoir Ti (120Å)/ Al(1000Å) /Ni(400Å) /Au(2000Å). Un recuit rapide à 900°C pendant 30 secondes est effectué afin d'obtenir un contact ohmique. Aucune mesure de résistance de contact n'a pu être réalisée car la répartition aléatoire des nanofils n'a pas permis la réalisation d'une échelle de résistances complète. En revanche les caractéristiques de courant I_{ds} fonctions de la tension drain source V_{ds} montrent qu'il y a pas de point d'inflexion ce qui traduit le caractère ohmique du contact et reste suffisant dans le cadre de notre étude de faisabilité. Nous renvoyons le lecteur au chapitre 4 pour une explication plus détaillée du procédé de réalisation du contact ohmique.

4.3.2 Dépôt de nitrure de silicium

L'étape qui suit le contact ohmique consiste à déposer une couche mince de matériau diélectrique. En effet nous nous sommes aperçu que certains fils étaient très fortement dopés en volume et donc très conducteurs. Par conséquent il n'est pas possible de réaliser un contact Schottky sur ce genre de fil. De plus si un fil très conducteur est connecté entre un contact ohmique et la grille celui-ci parasite les autres fils connectés en les court-circuitant. Une fine couche (150 Å) de SiN_x a donc été déposée par plasma PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) à 340 C.

4.3.3 Réalisation des grilles pour le contrôle de charge

Les grilles ont été réalisées à partir d'un procédé de fabrication employé pour les transistors à effet de champ sur hétérojonction AlGaIn/GaN planaire. Le procédé de lithographie est basé sur une double couche de résine MMA/PMMA.

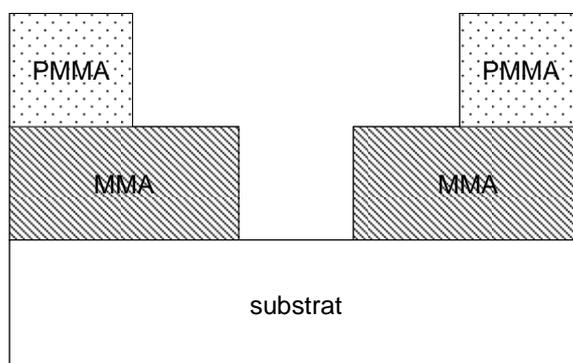


Figure 17 Schéma illustrant la forme du moule de résine avant dépôt du métal. La grille possèdera ainsi un profil en T.

La figure 17 illustre le profil de la résine après insolation aux électrons et révélation. Le profil est en forme de T, ce qui permet de réduire la résistance de grille lorsque la longueur de celle-ci devient petite. Pour les grilles de $0,5 \mu\text{m}$ que nous avons réalisés, cette technologie de grille en T n'est pas nécessaire mais ce procédé de lithographie étant bien maîtrisé, nous l'avons utilisé par souci de simplicité et afin de minimiser les risques sur la réalisation technologique. En effet comme le montre la figure 13 et la figure 14, nous devons faire face à la présence de gros cristaux qui sont aussi déposés lors du transfert (voir figure 5). Ces cristaux beaucoup plus gros que les nanofils augmente le risque de défauts lors la lithographie puisqu'ils engendrent des bourrelets de résine à leur proximité. Lorsque la résine est révélée, on obtient le profil illustré sur la figure 17. Il reste à déposer l'empilement de métal puis à enlever la résine à l'aide d'un solvant et ainsi retirer le métal en excès (procédé appelé lift-off). Les métaux employés pour réaliser la grille sont le Molybdène (1000Å) et l'or (2000Å). Le résultat obtenu est illustré sur la figure 19.

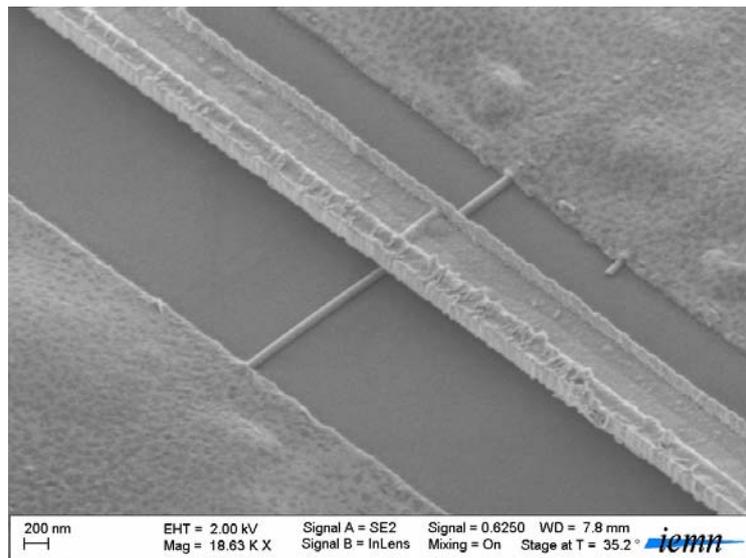


Figure 18 : Image enregistrée au microscope à balayage électronique d'une grille à profil en T avec un nanofil de GaN situé dessous et connecté entre deux contacts ohmiques. La longueur de la grille est de $0.5 \mu\text{m}$ [29].

4.3.4 Réalisation des accès coplanaires

La réalisation des accès coplanaires est la dernière étape dans la fabrication. Pour cette étape, il est nécessaire dans un premier temps de réaliser une gravure du nitrure déposé sur les contacts ohmiques afin de pouvoir les contacter avec la métallisation des accès coplanaires. Cette gravure est réalisée par procédé plasma RIE (Reactive Ion Etching). Une fois que cette étape est réalisée, les accès coplanaires sont fabriqués à l'aide d'un procédé classique de lift-

off. Celui-ci consiste en une lithographie optique suivie d'une évaporation de Titane (1000 Å) utilisé comme couche d'accrochage puis d'or (4000 Å) et enfin de la dissolution de la résine.

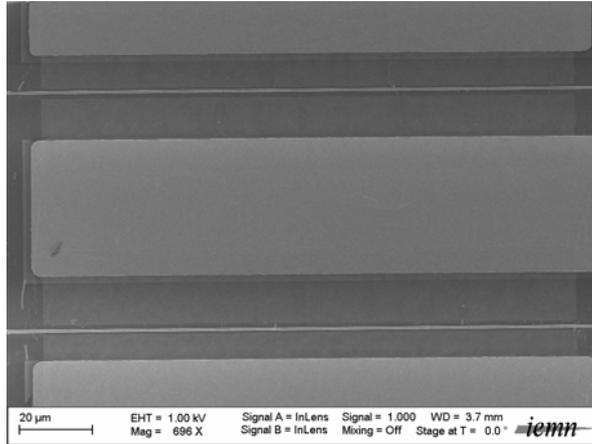


Figure 19 Vue d'un composant au microscope électronique à balayage.

La figure 19 montre le cœur d'un composant finalisé. On peut voir les 2 grilles entourées par les contacts ohmiques puis les épaissements en retrait. Les nanofils ne sont pas visible sur cette figure.

5 Caractérisation des transistors à effet de champ

5.1 Caractérisation statique des composants

La première étape dans la caractérisation des transistors consiste à effectuer de mesures électriques en régime statique. Ces mesures consistent à mesurer le courant de drain I_{ds} en fonction de la tension entre le drain et la source V_{ds} pour différentes tensions entre la grille et la source V_{gs} .

La figure 20 illustrent les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ pour différentes tensions V_{gs} pour un composant du masque (ref 4325). Il possède un courant de saturation de $350\mu A$. La nature aléatoire du transfert des nanofils fait qu'il est impossible de contrôler a priori le nombre de fils connectés pour chaque composant. La densité du courant transporté par fil se situe autour de $70\mu A$ [23]. Ainsi il a été vérifié au microscope à balayage électronique que le composant possède 5 nanofils connectés.

On peut constater que la tension de pincement du transistor se situe autour d'une tension de grille $V_{gs} = -8V$. Il est possible de calculer la tension de pincement théorique du composant à l'aide de la relation :

$$V_t = \frac{(\Phi_B - \Delta E_c)}{q} - \sigma_{int} \left(\frac{d_{AlGaN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlGaN}} + \frac{d_{SiN}}{\epsilon_0 \epsilon_{SiN}} \right)$$

Où $\Phi_B = 0.8V$ est la hauteur de la barrière Schottky, $\Delta E_c = 0.53 eV$ est la discontinuité de la bande de conduction entre l'AlGaN et le GaN, $\epsilon_0 \epsilon_{AlGaN} = 8.85 \cdot 10^{-12} \times 9.35$ et $\epsilon_0 \epsilon_{SiN_x} = 8.85 \cdot 10^{-12} \times 7.5$ sont les constantes diélectriques respectivement de l'AlGaN et le SiN_x. $d_{AlGaN} = 10nm$ et $d_{SiN_x} = 20nm$ sont respectivement les épaisseurs de l'AlGaN et du SiN_x et enfin $\sigma_{int} = 1.3 \times 10^{13} cm^{-2}$ est la charge surfacique à l'interface AlGaN/GaN due à la discontinuité du champ de polarisation et q est la charge élémentaire. La couche d'AlN a été négligée en raison de sa faible épaisseur. Ainsi on obtient une tension de pincement théorique de $-8.5V$. Cette valeur est en adéquation avec la valeur mesurée.

La transconductance définie par le rapport $\frac{dI_{ds}}{dV_{gs}}$ est illustrée sur la figure 21. Celle-ci atteint $46\mu S$. On peut noter que la transconductance reste peu sensible aux variations de tension de grille V_{gs} sur une plage allant de $-6V$ à $-2V$, ce qui laisse présager une bonne linéarité des composant à base des nanofils de GaN dans cette plage de fonctionnement.

Enfin il est possible de calculer une largeur de grille pour ce composant afin de ramener les valeurs des courants et transconductance par unité de largeur (millimètre), comme cela se fait usuellement sur les composants à hétérojonction planaire afin de pouvoir comparer leurs performances. Dans notre cas, contrairement à la méthode employée par Lieber [23] qui consiste à considérer que les trois facettes des nanofils possèdent la même densité de porteurs, nous avons considéré, compte tenu de l'orientation du champ de polarisation, que seule la face (0001) possède un gaz d'électrons [29]. Cette hypothèse permet de mieux approcher les valeurs mesurées par unité de largeur. Ainsi en prenant une longueur d'arrêt du triangle moyenne de $80nm$, un courant de $70\mu A$ par nanofil revient à une densité de courant de $0.87 A/mm$. Cette valeur reste comparable à celles obtenues sur les hétérojonctions planaires usuelles. Cela démontre la bonne performance de nos composants.

La transconductance du composant est de $45\mu\text{S}$. Nous savons qu'il n'y a cinq fils connectés ce que revient à une transconductance moyenne de $9\mu\text{S}$ en utilisant le même hypothèse pour calculer la densité du courant de drain par unité de longueur, on peut déterminer la transconductance par unité de longueur qui est de $78\text{mS}/\text{mm}$. Cette valeur peut paraître faible par rapport à celles obtenue sur les hétérojonctions planaires, mais cela peut s'expliquer par la présence de la couche de SiN_x qui réduit le contrôle du gaz d'électrons à l'interface AlGaIn/GaN [29]. De plus cette valeur reste bien meilleure que celle obtenue dans les précédents travaux [23] qui montrent une transconductance de $2.4\mu\text{S}$ par nanofil. Par conséquent nos travaux ont démontré une amélioration de l'efficacité du contrôle de charge dans le canal constitué des nanofils à base de GaN grâce à l'utilisation de notre procédé de fabrication des composants incluant en particulier une réduction de la longueur de la grille par rapport aux travaux précédents.

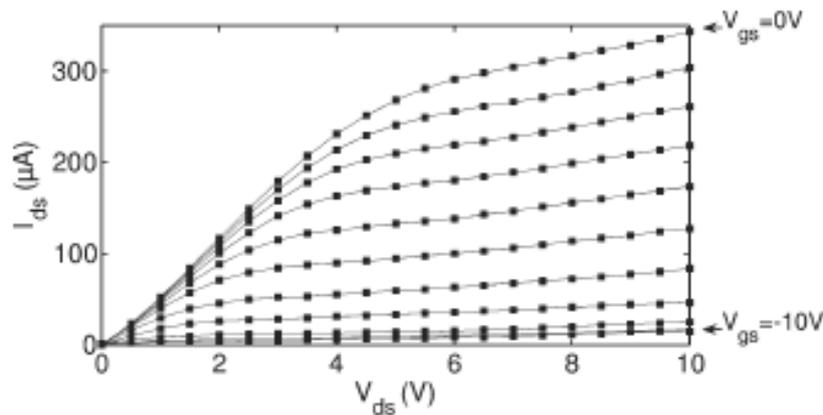


Figure 20 Caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ d'un composant pour la tension grille source variant de -10 à 0V [29].

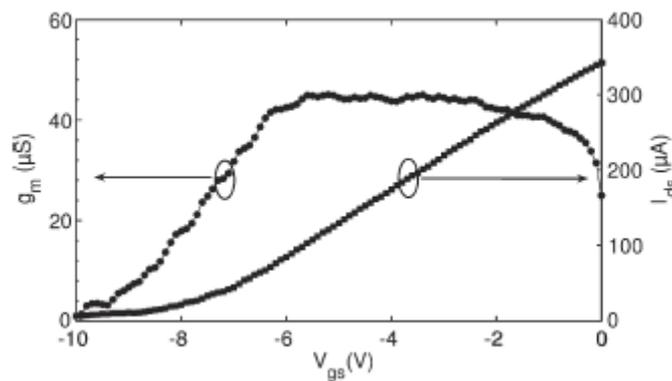


Figure 21 Transconductance g_m d'un composant en fonction de la tension grille source V_{gs} pour tension de drain $V_{ds}=10\text{V}$ [29].

5.2 Caractérisation des transistors en régime hyperfréquence

A la suite des mesures en régime statique, une caractérisation des transistors en régime hyperfréquence a été réalisée afin de déterminer leurs performances.

5.2.1 Mesures des paramètres Scattering extrinsèques

5.2.1.1 Mise en œuvre expérimentale

La mesure des paramètres S est réalisée à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel calibré sous pointes hyperfréquences à accès coplanaires. Un calibrage de type LRM (Line Reflect Match) est réalisé au préalable afin de prendre en compte les pertes hyperfréquences dans les câbles et les sondes et ainsi ramener le plan de référence dans le plan de sortie des sondes. Ce calibrage permet de réaliser des mesures au plus proche du composant afin de permettre des mesures les plus précises possibles. Nous renvoyons le lecteur aux travaux de C. Gaquière entre autre pour plus de détails concernant l'étape de calibrage [30]. Le principal problème rencontré dans les mesures de transistors à base de nanofils, sont la désadaptation d'impédance entre le système de mesures calibré sous 50 Ohms et la haute impédance inhérente des nanofils due à leur échelle nanométrique. A titre d'exemple il est possible de calculer grossièrement l'impédance présentée par un transistor. En prenant un courant de drain de 1mA pour une tension drain/source de 10V l'impédance obtenue est de 10 k Ω . Cette désadaptation engendre des incertitudes de mesure puisqu'une grande partie de la puissance injectée sur les entrées et sorties des transistors lors de la mesure est réfléchi. Ainsi les mesures des ondes transmises peuvent se heurter aux limites de la dynamique de l'analyseur de réseau vectoriel et à la précision du calibrage.

De plus, les zones d'accès coplanaires doivent être compatibles avec les accès des sondes hyperfréquences. Ceci implique en pratique que les accès sont beaucoup plus grands que les nanofils, ce qui à pour conséquence d'engendrer des éléments parasites très importants vis-à-vis de la partie intrinsèque. Il est donc nécessaire de dissocier très précisément la partie extrinsèque (les éléments d'accès) de la partie intrinsèque qui caractérise uniquement la partie active du transistor sans les éléments d'accès.

5.2.1.2 Résultats expérimentaux en régime petit signal

La figure 22 illustre les paramètres S mesurés pour le composant à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel de type PNA commercialisé par Agilent [31], capable d'effectuer des mesures

jusque 67 GHz. On remarque que les paramètres S_{11} et S_{22} sont très proches du circuit ouvert en basse fréquence. Leur évolution en fonction de la fréquence est caractéristique d'une capacité. On peut noter que le paramètre S_{22} tourne plus que le paramètre S_{11} sur l'abaque de Smith en fonction de la fréquence. Ceci s'explique par le fait que les longueurs d'accès sont plus longues côté drain que côté grille comme il est montré sur la Figure 16 (la partie droite est plus longue que la partie gauche). Cela afin d'éviter la dégradation des pointes hyperfréquence lorsque les transistors se détériorent. Enfin on remarque que les paramètres S_{21} et S_{12} sont quasiment confondus du au fait que les éléments extrinsèques dominent la partie intrinsèque.

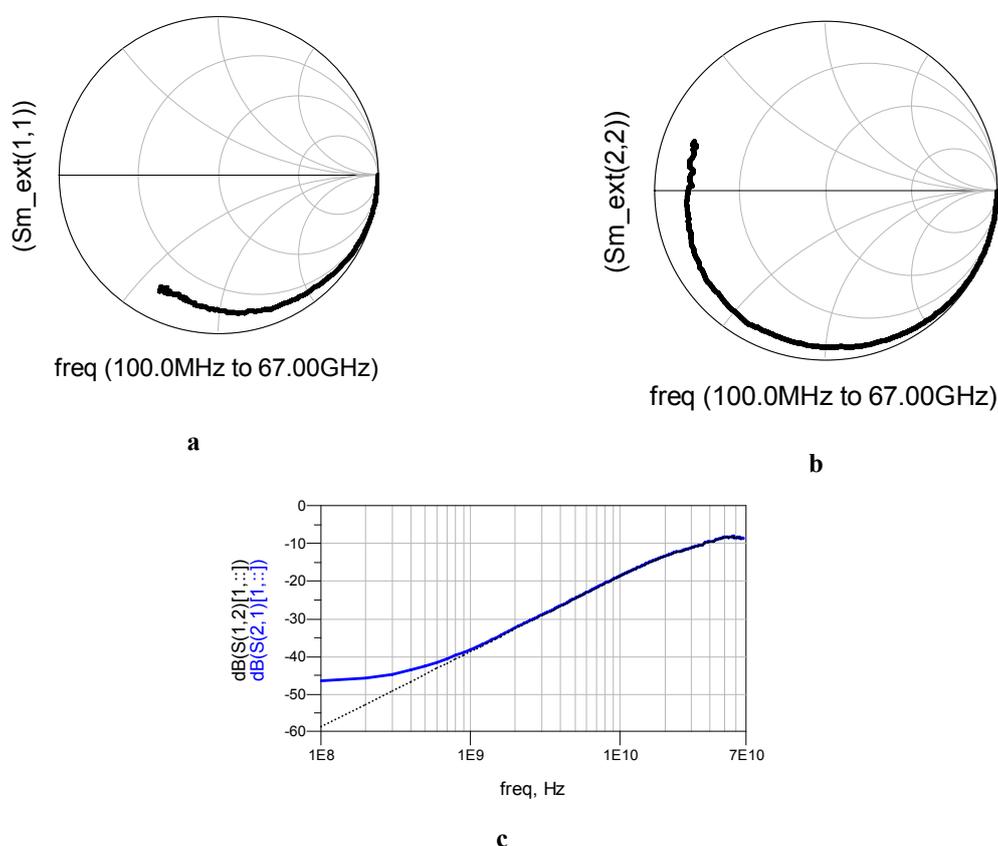


Figure 22 Mesures extrinsèques du transistor à $V_{ds}=10V$ et $V_{gs}=-7V$. a, paramètre S_{11} mesuré. b, paramètre S_{22} mesuré, c paramètres S_{21} (trait pointillés) et S_{12} (traits pleins) mesurés.

5.2.1.3 Incertitudes des mesures dans le cas des transistors à base de nanofils en régime hyperfréquence

Les incertitudes de mesures sur des transistors à base de nanofils peuvent être importantes du fait de leur haute impédance due à leur échelle nanométrique, qui engendre une désadaptation importante par rapport aux systèmes de mesure usuels calibrés sous 50 Ohms. L'incertitude sur les coefficients de transmission augmente lorsque les coefficients de réflexion deviennent

élevés. La société commercialisant l'analyseur de réseau vectoriel utilisé pour les mesures [31] fournit les incertitudes des mesures en fonction des conditions d'utilisation de leur appareil de mesure (figure 23 et Figure 24).

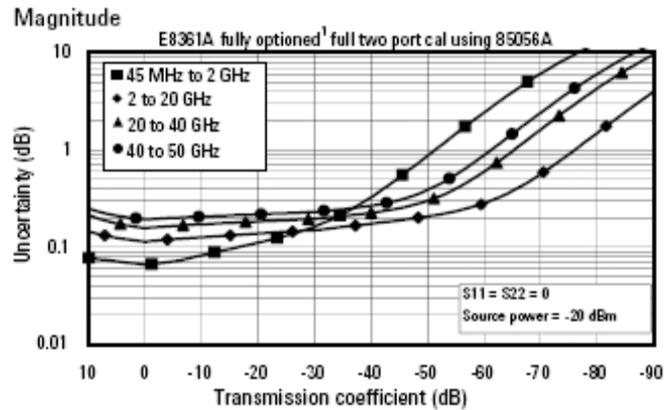


Figure 23 Incertitude sur le module du coefficient de transmission mesuré en fonction du coefficient de transmission. Sur l'axe des abscisses la transmission diminue de façon logarithmique. Ainsi en allant vers la droite de la figure on se rapproche de la réflexion totale du signal.

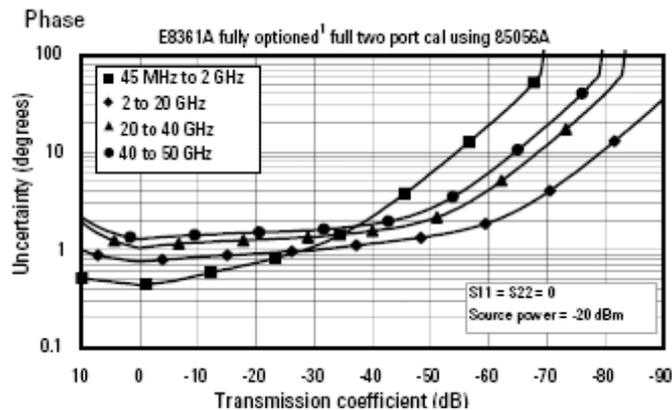


Figure 24 Incertitude sur la phase du coefficient de transmission mesuré en fonction du coefficient de transmission. Sur l'axe des abscisses la transmission diminue de façon logarithmique. Ainsi en allant vers la droite de la figure on se rapproche de la réflexion totale du signal.

Les incertitudes des coefficients de transmission en module et phase sont représentés en fonction du coefficient de transmission. Il faut noter que la transmission est totale lorsque la réflexion est nulle pour un élément sans pertes et passif, on peut en effet passer du coefficient de transmission au coefficient de réflexion à l'aide de la relation :

$$T = 1 - R$$

où T est le coefficient de transmission en linéaire et R le coefficient de réflexion en linéaire. Ainsi, étant donné que le coefficient de transmission est tracé en dB décroissant sur les figures 23 et 24, en allant vers la droite des figures, le coefficient de transmission diminue et le coefficient de réflexion augmente.

On peut ainsi constater que l'incertitude sur la transmission augmente très fortement lorsque le coefficient de réflexion augmente. Ceci s'explique par le fait que la puissance transmise diminue très fortement lorsque le coefficient de réflexion augmente et devient plus difficile à mesurer précisément ce qui augmente l'erreur relative.

Le raisonnement effectué précédemment est valable pour un élément passif. Or les transistors à effet de champ sont actifs par conséquent la relation $R+T=1$ n'est plus valable. Cependant étant donné que les transistors à base de nanofils présentent une partie extrinsèque plus importante que la partie active intrinsèque, nous avons supposons que le transistors est assimilé à un élément passif afin d'estimer l'erreur de mesure. Ainsi d'après la figure 22c, le niveau de transmission se situe en dessous de -40dB pour les fréquences inférieures à 1 GHz. En se référant aux figure 23 et figure 24, on peut constater que l'erreur sur le module pour des fréquences inférieures à 2GHz et pour un coefficient de transmission inférieur à -40 dB se situe autour de 0.3dB et 2 degrés pour la phase. Ces incertitudes restent acceptables dans le cadre de notre étude.

5.2.1.4 Détermination du gain en puissance extrinsèque

Le gain en puissance est tracé sur la figure 25, celui-ci est déterminé à partir de la relation suivante [30]

$$\begin{aligned}
 MSG &= \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \\
 MAG &= \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \left(K \pm \sqrt{K^2 - 1} \right) \\
 K &= \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12}S_{21}|}
 \end{aligned} \tag{1}$$

Où Δ représente le déterminant de la matrice S du quadripôle, MAG le gain maximum en puissance disponible (Maximum Available Gain) et MSG le gain en puissance maximum lorsque le composant est instable (Maximum Stable Gain) et $K < 1$.

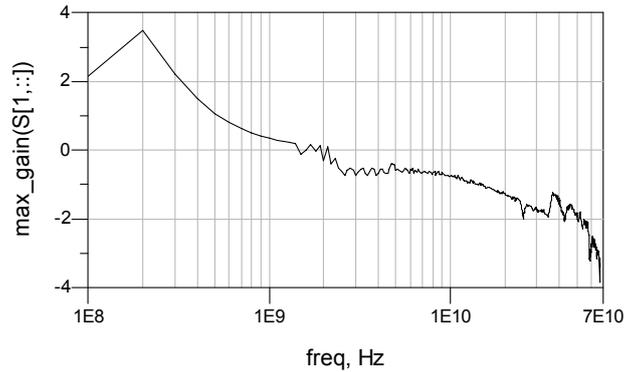


Figure 25 MAG/MSG extrinsèque du transistor mesuré en fonction de la fréquence pour une tension drain source $V_{ds}=10V$ et grille source $V_{gs}=-6V$. La courbe représente le MSG si $K > 1$ et le MAG si $K < 1$. Pour $K=1$, $MSG = MAG$ ce qui fait que la courbe reste continue.

Le résultat illustré sur la figure 25 montre que le gain en puissance extrinsèque du transistor étudié est très faible puisque celui-ci est légèrement supérieur de 3dB à 200MHz et devient nul à environ 1.5 GHz. Ce résultat laisse ainsi présager le fait que la partie extrinsèque constituant des éléments parasites à la zone intrinsèque du transistor masque les performances de cette dernière. En effet la zone active du transistor n'est pas répartie sur tout le développement du transistor comme cela est le cas pour les composants réalisés à l'aide des hétérojonctions planaires, mais uniquement aux zones où sont connectés les nanofils. Nous rappelons que le nombre de fils connectés pour ce transistor est de 5, par conséquent le développement équivalent du transistor est très faible par rapport au développement constitué par les éléments d'accès. Par conséquent il est nécessaire d'extraire la zone extrinsèque du transistor afin de déterminer les performances réelles du transistor, ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

5.2.2 Extraction des éléments extrinsèques

La topologie du modèle que nous avons mis en place afin de représenter les caractéristiques électriques des transistors à effet de champ à base de nanofils est illustrée sur la figure 26. Ainsi les capacités C_{pgs} , C_{pds} et C_{pgd} sont respectivement les capacités des plots d'accès entre la grille et la source, le drain et la source et la grille et le drain. Les inductances L_g , L_s et L_d sont respectivement les inductances de grille, de source et de drain. Les lignes coplanaires représentent les tronçons de lignes d'accès pour permettre la pose des sondes hyperfréquence. La topologie illustrée figure 26 est plus usuellement employée pour modéliser les transistors

hyperfréquences à base de silicium que pour les composants à base de matériaux III-V. Celle-ci reste efficace pour extraire les paramètres extrinsèques des composants ayant un petit développement, donc un faible courant, et une haute impédance. Cette méthode a par exemple été employée dans les travaux de Matthieu Vanmackelberg [32].

Dans la suite de ces travaux nous adopterons une convention basée sur la figure 26, ainsi nous appellerons les indices 1,2, 3 et 4 correspondant aux différents éléments du schéma équivalent dont la matrice de paramètres S sera calculée lors des différentes étapes d'extraction des paramètres extrinsèques.

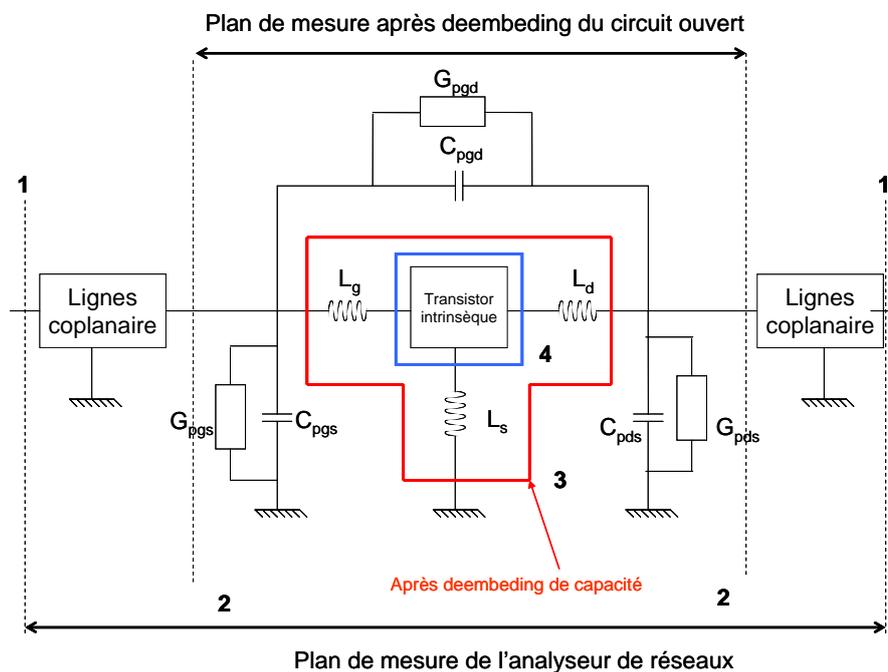


Figure 26 Topologie adoptée pour modéliser et extraire les zones extrinsèques des transistors à effet de champ à base de nanofils fabriqués sur substrat saphir.

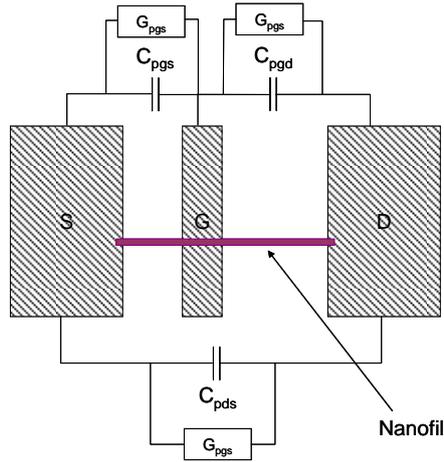


Figure 27 Illustration des capacités et conductance de plot.

La première étape dans la modélisation est de supprimer l'influence des lignes d'accès coplanaires, ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

5.2.2.1 Elimination des accès coplanaires

Comme il a été mentionné précédemment l'influence des lignes d'accès coplanaire doit être supprimée afin de ramener le plan de mesure dans le plan de la zone active du composant. Il est donc nécessaire de mesurer comme structure de calibrage, un circuit ouvert possédant la même topologie et la même longueur des éléments d'accès des composant. Cette structure de calibrage est illustrée sur la figure 28. Il s'agit de lignes en circuit ouvert dont les paramètres S_{11} et S_{22} sont mesurés à l'aide de l'analyseur de réseaux vectoriel.

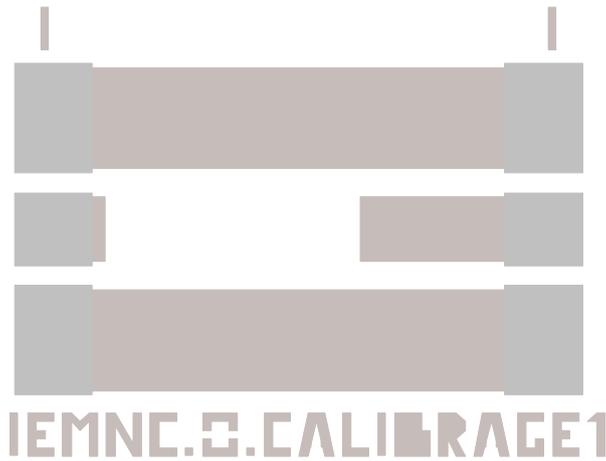


Figure 28 Circuit ouvert côté grille et côté drain utilisé pour ramener le plan de mesure dans le plan de la zone active.

Plan de mesure après deembedding des lignes d'accès

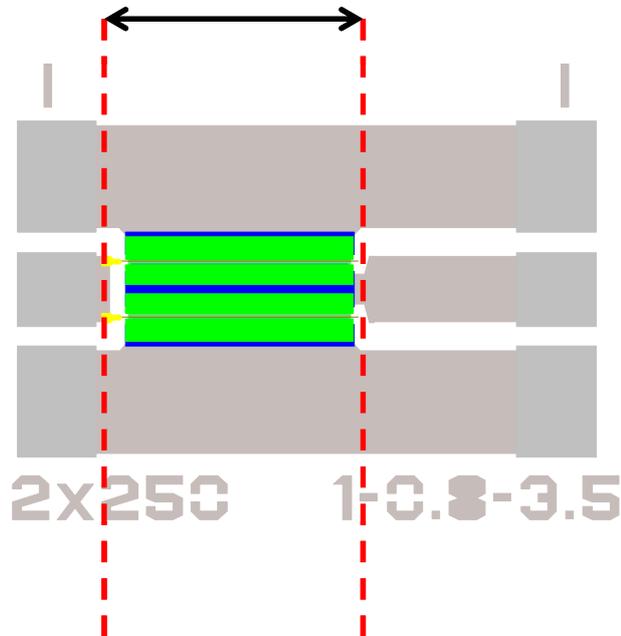


Figure 29 Plan de mesure après suppression de l'influence des lignes d'accès.

Ainsi d'après la convention adoptée dans le paragraphe précédent, la matrice S_1 correspond à la matrice S dans le plan 1 et S_2 la matrice dans le plan 2. La mesure dans le plan 1 est ramenée dans le plan 2 à l'aide de la relation :

$$S_2 = \begin{pmatrix} S_1(1,1)S_{co}^{-1}(1,1) & S_1(1,2)S_{co}^{-1/2}(1,1)*S_{co}^{-1/2}(2,2) \\ S_1(2,1)S_{co}^{-1/2}(1,1)*S_{co}^{-1/2}(2,2) & S_1(2,2)S_{co}^{-1}(2,2) \end{pmatrix} \quad (2)$$

S_{co} correspond à la matrice des accès en circuit ouvert.

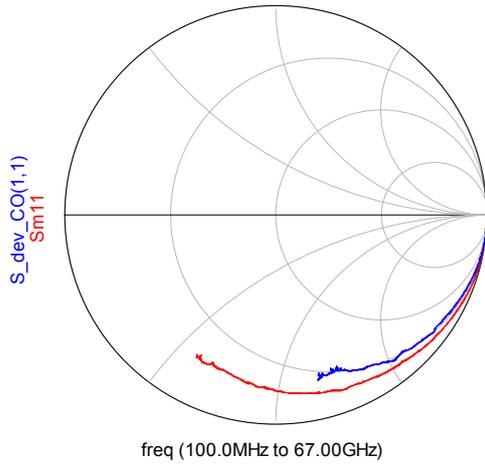


Figure 30 Paramètre S_{11} d'un transistor avant et après soustraction de l'influence des lignes d'accès pour une tension drain source $V_{ds}=10V$ et $V_{gs}=-6V$.

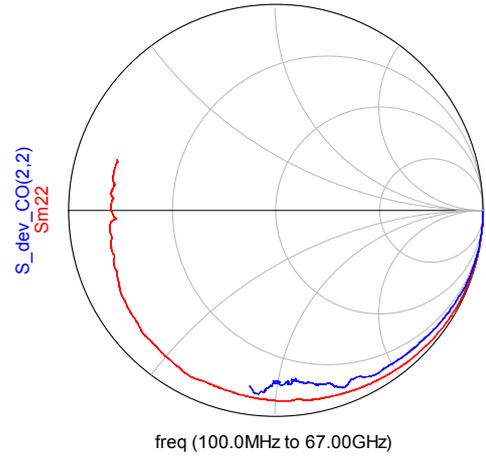


Figure 31 Paramètre S_{22} d'un transistor avant et après soustraction de l'influence des lignes d'accès pour une tension drain source $V_{ds}=10V$ et $V_{gs}=-6V$.

La figure 30 et la figure 31 montrent les paramètres S_{11} et S_{22} avant et après soustraction des lignes d'accès à l'aide de la relation (2). On peut constater que les paramètres S tournent moins autour du centre de l'abaque de Smith, du fait que les longueurs des lignes d'accès ont été soustraites.

5.2.2.2 Extraction des admittances de plot

La deuxième étape consiste à soustraire l'influence des admittances de plot Y_{pgs} , Y_{pgd} et Y_{pds} . Ces admittances sont définies d'après la figure 26 par :

$$\begin{aligned} Y_{pgs} &= G_{pgs} + jC_{pgs}\omega \\ Y_{pgd} &= G_{pgd} + jC_{pgd}\omega \\ Y_{pds} &= G_{pds} + jC_{pds}\omega \end{aligned}$$

Cette étape est réalisable grâce à la mesure d'une structure muette, exactement semblable aux transistors mais sans nanofils pour laquelle les accès coplanaires ont été soustraits à l'aide de la méthode décrite au paragraphe précédent. En respectant la convention adoptée on obtient ainsi la matrice de paramètre $S_{2\text{muette}}$.

On peut constater d'après la figure 26 que la disposition des admittances de plots extrinsèques est en forme de Pi. En utilisant la relation donnée sur la figure 33 et en transformant la matrice

$S_{2\text{muette}}$ en matrice admittance $Y_{2\text{muette}}$, il est possible de déterminer la matrice Y correspondant aux capacités de plots extrinsèques.

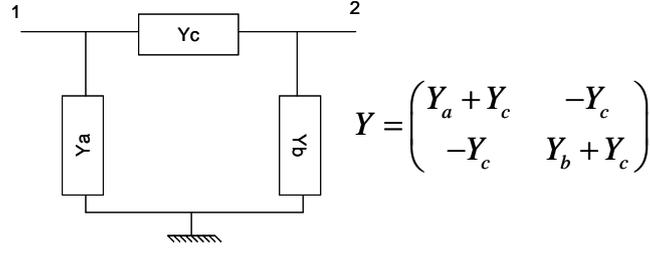


Figure 32 Calcul de la matrice Y d'un quadripôle en Pi.

Ainsi la matrice Y extrinsèque est donnée par la relation :

$$Y_{ext} = Y_{int} + Y_{2\text{muette}} = Y_{int} + \begin{pmatrix} G_{pgs} + G_{pgd} + j\omega(C_{pgs} + C_{pgd}) & -(G_{pgd} + j\omega C_{pgd}) \\ -(G_{pgd} + j\omega C_{pgd}) & G_{pds} + G_{pgd} + j\omega(C_{pds} + C_{pgd}) \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\Rightarrow Y_{2\text{muette}} = \begin{pmatrix} G_{pgs} + G_{pgd} + j\omega(C_{pgs} + C_{pgd}) & -(G_{pgd} + j\omega C_{pgd}) \\ -(G_{pgd} + j\omega C_{pgd}) & G_{pds} + G_{pgd} + j\omega(C_{pds} + C_{pgd}) \end{pmatrix}$$

Il est ainsi possible de déterminer les capacités de plots d'après la relation (3):

$$C_{pgd} = \frac{\text{im}(-Y_{2\text{muette}}(1,2))}{\omega}$$

$$C_{pgs} = \frac{\text{im}(Y_{2\text{muette}}(1,1) + Y_{2\text{muette}}(1,2))}{\omega}$$

$$C_{pds} = \frac{\text{im}(Y_{2\text{muette}}(2,2) + Y_{2\text{muette}}(1,2))}{\omega}$$

$$G_{pgd} = \text{re}(-Y_{2\text{muette}}(1,2))$$

$$G_{pgs} = \text{re}(Y_{2\text{muette}}(1,1) + Y_{2\text{muette}}(1,2))$$

$$G_{pds} = \text{re}(Y_{2\text{muette}}(2,2) + Y_{2\text{muette}}(1,2))$$

Les valeurs des capacités et conductances de plot extraites à partir de la méthode décrite précédemment sont illustrées sur les figure 33 à Figure 38.

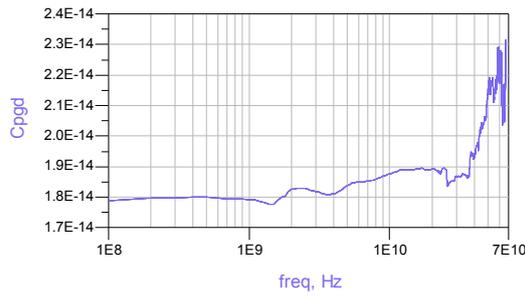


Figure 33 Evolution de la capacité C_{pgd} en Farad pour la structure muette du composant en fonction de la fréquence.

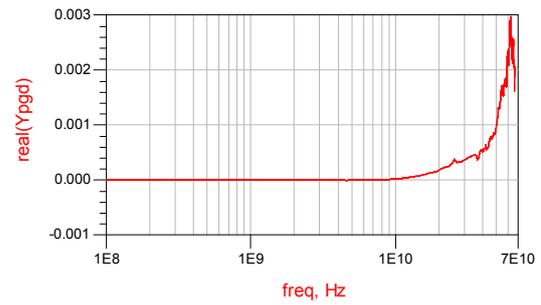


Figure 34 Evolution de la conductance G_{pgd} en Ohm pour la structure muette du composant en fonction de la fréquence.

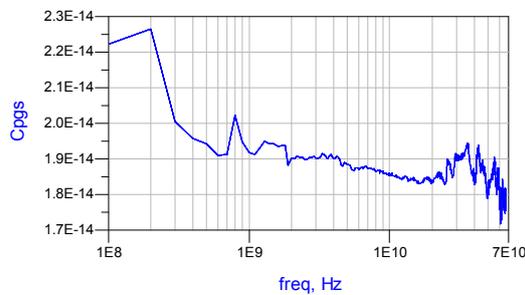


Figure 35 Evolution de la capacité C_{pgs} en Farad pour la structure muette du composant en fonction de la fréquence.

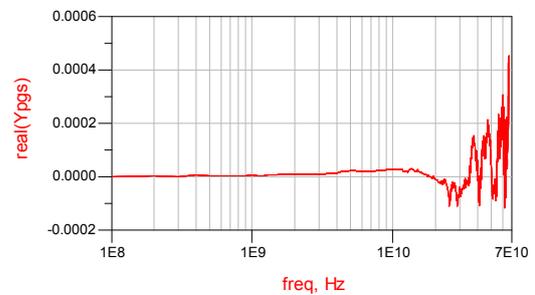


Figure 36 Evolution de la conductance G_{pgs} en Ohm pour la structure muette du composant en fonction de la fréquence.

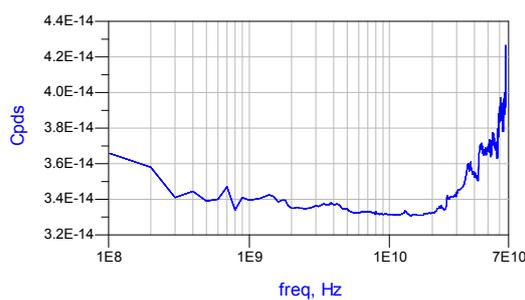


Figure 37 Evolution de la capacité C_{pds} en Farad pour la structure muette du composant en fonction de la fréquence.

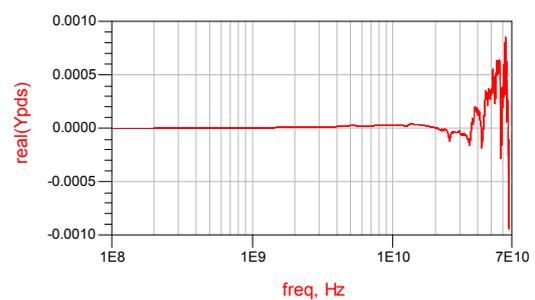


Figure 38 Evolution de la conductance G_{pds} en Ohm pour la structure muette du composant en fonction de la fréquence.

Si les accès sont purement capacitifs, les valeurs des capacités extrinsèques doivent être indépendantes de la fréquence. On peut remarquer que les fluctuations des valeurs des

capacités restent faibles jusqu'à 10GHz. Nous verrons qu'au delà de 10 GHz le composant n'a plus de gain intrinsèque. Les conductances extrinsèques quant à elles sont très faibles, on les considèrera nulles dans la suite jusque 10 GHz. Les capacités et conductances de plots seront soustraites à l'aide du logiciel de simulation électrique ADS commercialisé par Agilent. Les valeurs de capacité et de conductance sont ainsi prises en compte pour chaque point de fréquence afin de minimiser les erreurs pour établir les performances intrinsèques du composant.

5.2.2.3 Extraction des inductances de plots

La dernière étape pour déterminer les performances intrinsèques des composants est l'extraction des inductances des plots. En effet après l'étape du paragraphe précédent qui consiste à extraire les admittances de plots, l'extraction des inductances de plot est basée sur le schéma équivalent illustré sur la figure 39.

La topologie des inductances est en forme de T. Généralement l'extraction des inductances de plots des transistors à effet de champ est réalisée en mesurant les paramètres S en régime petit signal lorsque la grille est polarisée en direct. Ainsi l'injection d'électrons par la grille dans le canal permet de court-circuiter les capacités C_{gs} et C_{gd} de sorte que les inductances peuvent être déterminées en transformant la matrice S obtenue en mesure en matrice Z. Ainsi d'après la relation donnée sur la figure 40 et en respectant les conventions de la figure 26 on obtient :

$$Z_{ext\ 2} = Z_{int\ 3} + j\omega \begin{pmatrix} L_g + L_s & L_s \\ L_s & L_d + L_s \end{pmatrix} \quad (4)$$

Schéma équivalent intrasèque du transistor

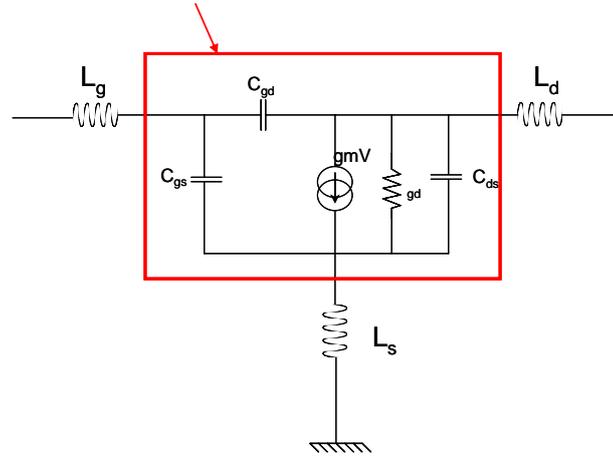


Figure 39 Schéma intrinsèque équivalent du transistor avec les inductances de plot extrinsèques.

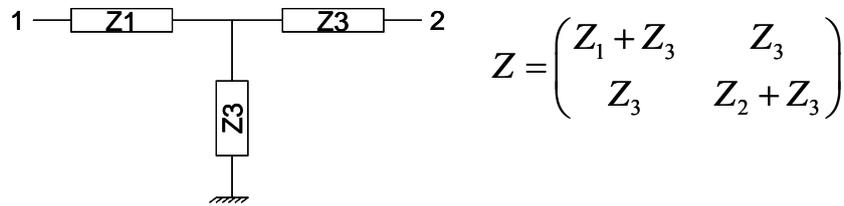


Figure 40 calcul d'un quadripôle de topologie en T à l'aide des matrices Z.

Cependant cette méthode ne peut pas être appliquée pour les transistors à base de nanofils de GaN. En effet une couche de nitrure SiN_x est déposée entre la grille et les nanofils (voir paragraphe 4.3.2 pour plus d'informations). Celui-ci rend impossible la mise en direct de la grille. De plus sur les hétérojonctions planaires, le gaz d'électrons est présent sur toute la largeur du composant ce qui permet l'établissement du courant de grille uniforme sur tout le développement de celle-ci. Cette configuration n'est pas respectée sur les transistors à base de nanofils puisque leur présence est localisée à certains endroits de la grille et non sur la globalité. Si on ajoute le fait que le courant induit dans le fils est faible comparé aux hétérojonctions planaires, il est impossible de pouvoir établir un courant de grille lorsqu'on la polarise en direct suffisamment important pour court-circuiter les capacités intrinsèques. Nous avons donc eu recours à une autre méthode que nous allons présenter.

Tout d'abord il faut noter que la topologie des capacités C_{gs} , C_{gd} et C_{ds} d'après la figure 39 est en forme de Pi. Il existe des relations permettant de passer d'une topologie en Pi à une topologie en T. Il est donc possible de réécrire le schéma de la figure 39 de la façon suivante :

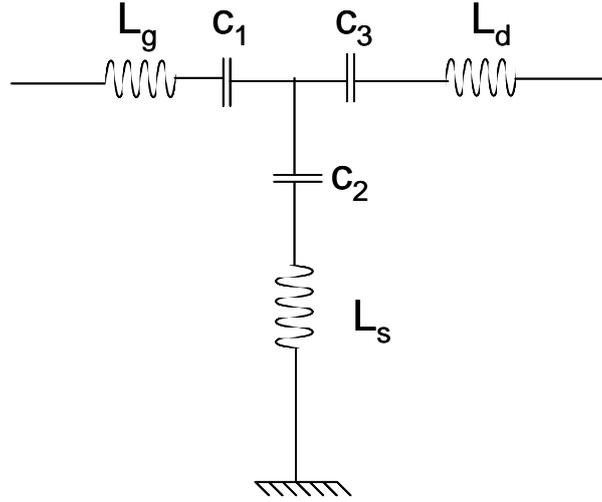


Figure 41 Transformation du schéma figure 39 pour se ramener en une topologie en T.

Les capacités C_1 , C_2 et C_3 sont différentes des capacités C_{gs} , C_{gd} et C_{ds} et sont liées par les relations de passage de matrice de Pi en T. Les valeurs de ces capacités ne nous intéressent pas car les mesures sont réalisées sur les structures muettes.

En transformant la matrice S issue des mesures de la structure muette en matrice Z et en utilisant la relation donnée figure 40 on obtient la matrice Z :

$$Z_{\text{int}2} = \begin{pmatrix} j \left((L_g + L_s) \omega - \frac{1}{C_4 \omega} \right) & j \left(L_s \omega - \frac{1}{C_2 \omega} \right) \\ j \left(L_s \omega - \frac{1}{C_2 \omega} \right) & j \left((L_d + L_s) \omega - \frac{1}{C_5 \omega} \right) \end{pmatrix} \quad (5)$$

avec $C_4 = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$ et $C_5 = C_2 C_3 / (C_2 + C_3)$.

Si on multiplie les parties imaginaires de la matrice $Z_{\text{int}2}$ par ω on obtient des termes de la forme $\text{im}(Z\omega) = L\omega^2 - \frac{1}{C}$. On peut ainsi déterminer les inductances de plot en déterminant les pentes des parties imaginaires des matrices $(Z\omega)$ en fonction de ω^2 . On prenant la notation Δ pour désigner la pente des droites en fonction de ω^2 , on détermine les inductances de plots :

$$\begin{aligned} L_g &= \Delta \left(\text{im}(Z(1,1)) - Z(2,1) \right) \omega \\ L_s &= \Delta \left(\text{im}(Z(2,1)) \right) \omega \\ L_d &= \Delta \left(\text{im}(Z(2,2)) - Z(1,1) \right) \omega \end{aligned} \quad (6)$$

Les figure 42 à figure 44 représentent les inductances déterminées à l'aide de la méthode décrite précédemment pour le composant. On peut remarquer que l'inductance de source est

négligeable. L'inductance de grille quant à elle vaut 15pH et l'inductance de drain 21pH pour le composant.

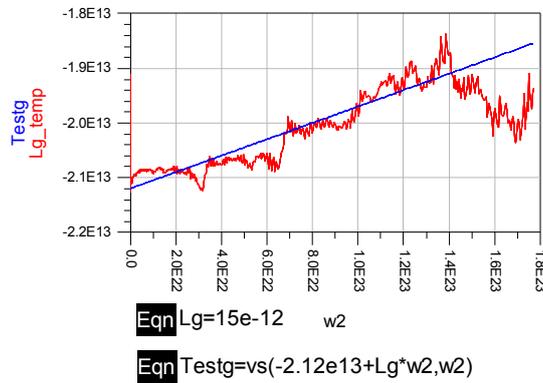


Figure 42 Extraction de l'inductance de grille à partir de la structure muette du composant.

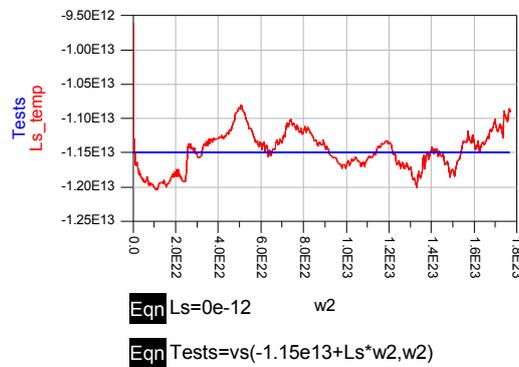


Figure 43 Extraction de l'inductance de source à partir de la structure muette du composant.

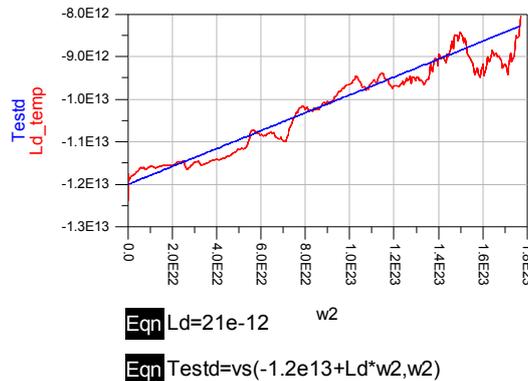


Figure 44 Extraction de l'inductance de drain à partir de la structure muette du composant.

Il est possible à ce stade de se ramener dans le plan 3 selon la convention adoptée dans la figure 26 à l'aide du logiciel de simulation ADS en prenant en compte les lignes d'accès, les admittances ainsi que les inductances de plots. La figure 45 illustre le schéma électrique implémenté dans le logiciel ADS afin de soustraire les éléments extrinsèques du transistor.

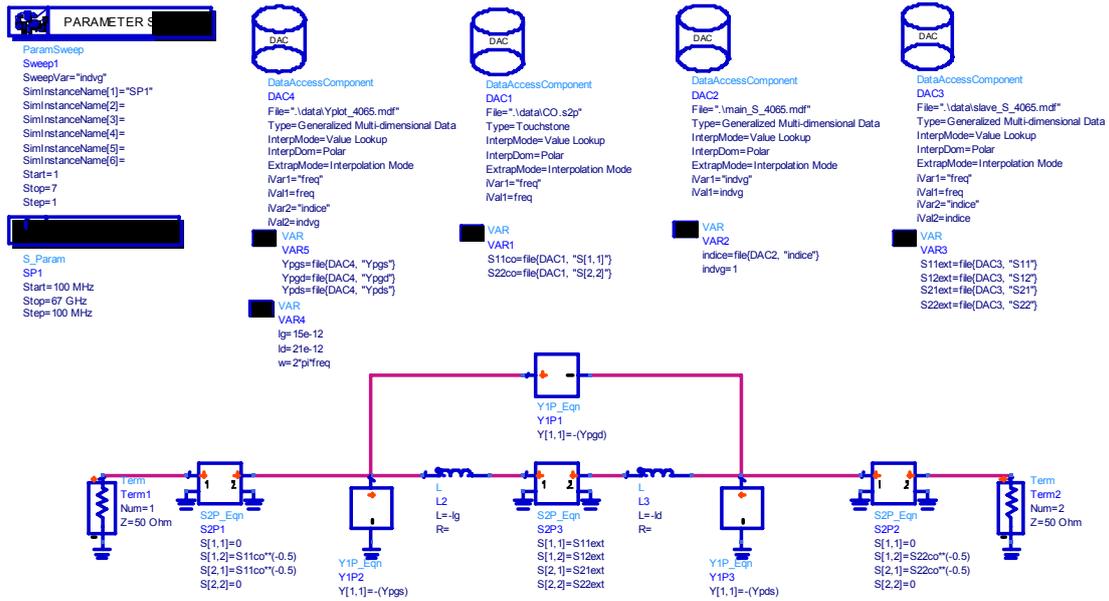


Figure 45 Schéma utilisé dans le logiciel ADS pour extraire les paramètres extrinsèques des transistors. Nous pouvons maintenant étudier les performances intrinsèques du transistor, ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

5.2.3 Performances intrinsèques des transistors à base de nanofils GaN

5.2.3.1 Calcul des fréquences de coupures intrinsèques

A ce stade tous les éléments parasites ont été soustraits. Il est donc possible de déterminer les performances intrinsèques des transistors, comme la fréquence de coupure en courant par la relation :

$$F_t = 20 * \log_{10} \left(\left| H_{int3} (2,1) \right| \right) \quad (7)$$

Ou encore le gain en puissance MAG/MSG à l'aide de la relation (1).

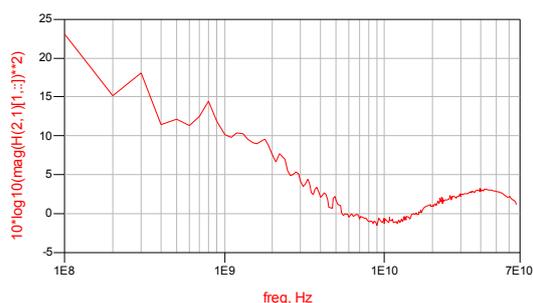


Figure 46 Gain en courant intrinsèque d'un composant à $V_{ds}=10V$ et $V_{gs}=-6V$.

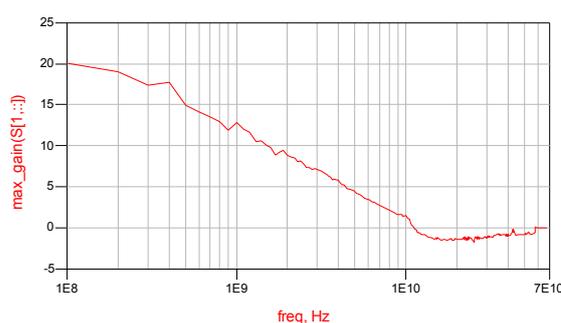


Figure 47 Gain en puissance MAG/MSG intrinsèque d'un composant à $V_{ds}=10V$ et $V_{gs}=-6V$.

Les figure 46 et figure 47 montrent le gain en courant et le gain en puissance du composant. La fréquence de transition en courant est de $F_t=6$ GHz et en puissance $F_{max}=12$ GHz. La pente du gain en puissance est approximativement de 10 dB par décade ce qui est caractéristique d'une pente du MSG car le coefficient de stabilité est inférieur à 1 [30]. Ces résultats montrent que les performances intrinsèques du transistor sont bien meilleures que les performances extrinsèques. Ce résultat très encourageant a permis de montrer pour la première fois que des transistors à effet de champ à base de nanofils de GaN peuvent fonctionner au régime hyperfréquence [29]. Dans la dernière partie, nous allons déterminer le schéma équivalent intrinsèque du transistor.

5.2.3.2 Détermination du schéma équivalent intrinsèque

Le schéma électrique équivalent intrinsèque d'un transistor à effet de champ est illustré sur la figure 48.

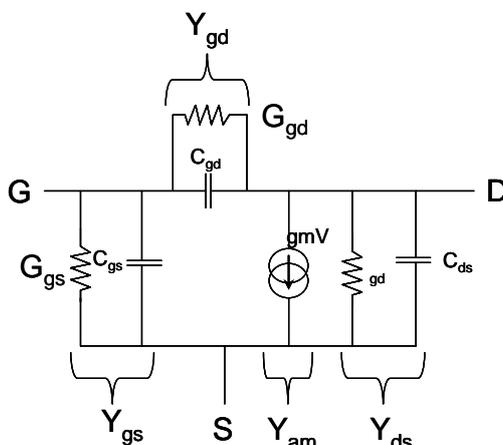


Figure 48 Schéma intrinsèque électrique équivalent d'un transistor à effet de champ.

Si on se réfère à la figure 48, la topologie du schéma équivalent est en Pi. Ainsi en utilisant la relation donnée sur la figure 32 et en respectant la convention de la figure 26 on obtient :

$$\begin{aligned}
 Y_{gs} &= Y_{\text{int}3}(1,1) + Y_{\text{int}3}(1,2) = G_{gs} + j\omega C_{gs} \\
 Y_{gd} &= -Y_{\text{int}3}(1,2) = G_{gd} + j\omega C_{gd} \\
 Y_{am} &= Y_{\text{int}3}(2,1) - Y_{\text{int}3}(1,2) = g_m \exp^{-j\omega\tau} \\
 Y_{ds} &= Y_{\text{int}3}(2,2) + Y_{\text{int}3}(1,2) = G_{ds} + j\omega C_{ds}
 \end{aligned} \tag{8}$$

Ainsi :

$$\begin{aligned}
 G_{gs} &= \text{Re}(Y_{gs}) & C_{gs} &= \frac{\text{Im}(Y_{gs})}{\omega} \\
 G_{gd} &= \text{Re}(Y_{gd}) & C_{gd} &= \frac{\text{Im}(Y_{gd})}{\omega} \\
 G_{ds} &= \text{Re}(Y_{ds}) & C_{ds} &= \frac{\text{Im}(Y_{ds})}{\omega} \\
 g_m &= |Y_{am}| & \tau &= \frac{-\text{phase}(Y_{am})}{\omega}
 \end{aligned} \tag{9}$$

Les éléments intrinsèques du transistor ont été extraits à l'aide du logiciel de simulation électrique ADS et sont illustrés de la figure 49 à la figure 58. De manière générale, les capacités évoluent peu avec la fréquence pour les deux composants. Les valeurs de conductance ne sont à prendre en compte qu'à basse fréquence, celles-ci étant négligeables devant les admittances des capacités pour des fréquences supérieures à environ 100 MHz. Cette caractéristique confirme le fait que les admittances intrinsèques sont purement capacitives du fait de l'utilisation d'un substrat saphir hautement résistif pour la fabrication des composants.

On note que la capacité C_{gs} évolue avec la tension de grille lors du contrôle de charge réalisé par la grille (figure 57). Ainsi la capacité C_{gs} est plus faible lorsque le canal est polarisé vers le pincement.

La transconductance intrinsèque est tracée figure 55. On retrouve les valeurs des transconductances statiques, à savoir 50 μS pour le composant. Cette valeur évolue légèrement avec la tension de grille V_{gs} . L'évolution de la transconductance avec la tension de grille V_{gs} pour une fréquence fixée à 5 GHz est illustrée figure 58. La très faible évolution de la transconductance avec la tension de grille avait été remarquée par les mesures en régime statique et sont confirmées en régime hyperfréquence. Cette caractéristique pourrait

s'expliquer par un contrôle efficace des porteurs dans le canal car la grille qui entoure les nanofils. La faible évolution de la transconductance avec la tension de grille laisse présager un comportement linéaire remarquable des transistors à base de nanofils de GaN en régime hyperfréquence. Ce résultat est prometteur pour les futures applications notamment dans le domaine des télécommunications. Suite à cette étude, il est possible d'extraire les valeurs moyennes des paramètres intrinsèques pour le composant entre -6V et 0V de tension de grille et pour une tension de drain de 10 V (Tableau 1).

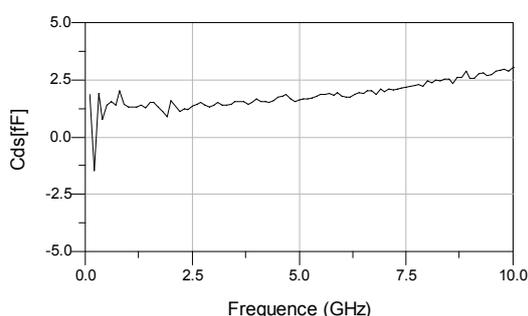


Figure 49 Capacité intrinsèque drain source C_{ds} en fF du composant en fonction de la fréquence. $V_{ds}=10V$ et $V_{gs}=0V$.

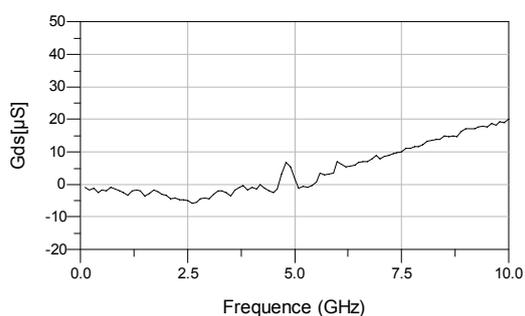


Figure 50 Conductance drain source G_{ds} en μS du composant en fonction de la fréquence. $V_{ds}=10V$ et $V_{gs}=0V$.

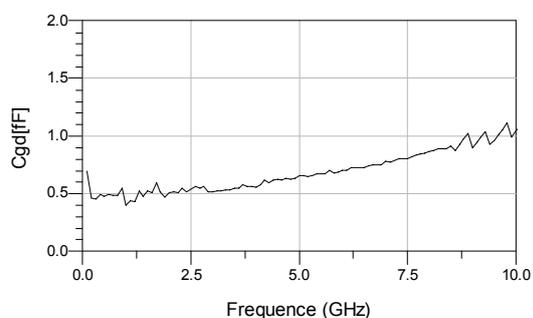


Figure 51 Capacité grille drain C_{gd} intrinsèque en fF du composant en fonction de la fréquence. $V_{ds}=10V$ $V_{gs}=0V$.

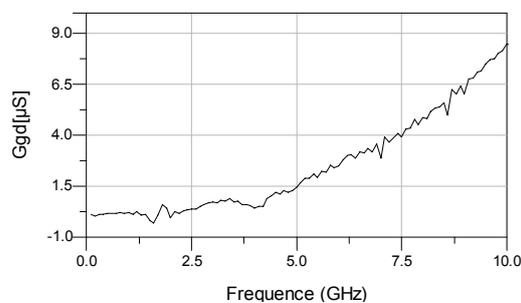


Figure 52 Conductance grille drain G_{gd} en μS du composant en fonction de la fréquence. $V_{ds}=10V$ et $V_{gs}=0V$.

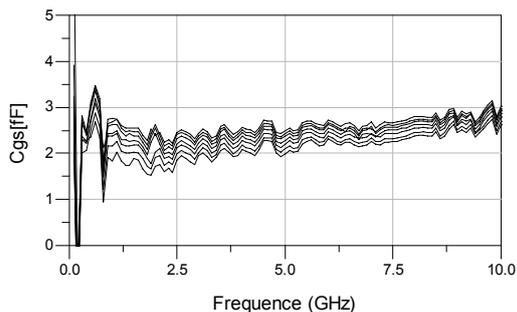


Figure 53 Capacité grille drain C_{gs} intrinsèque en fF du composant 4365 en fonction de la fréquence. $V_{ds}=10V$, $V_{gs}=-6V$ à $0V$.

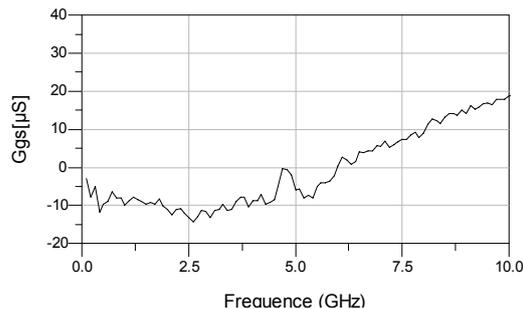


Figure 54 Conductance grille source G_{gs} en μS du composant 4365 en fonction de la fréquence. $V_{ds}=10V$ et $V_{gs}=0V$.

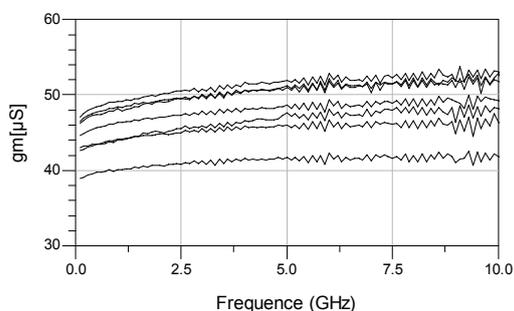


Figure 55 Transconductance en μS intrinsèque du composant en fonction de la fréquence pour une tension grille source $V_{gs}=-6V$ à $0V$. $V_{ds}=10V$.

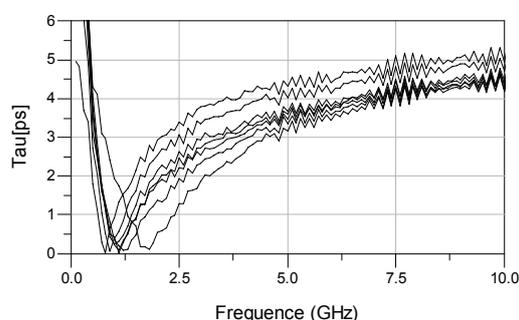


Figure 56 Temps de parcours sous la grille (Tau) en seconde et en fonction de la fréquence pour le composant pour $V_{gs}=-6V$ à $0V$. $V_{ds}=10V$.

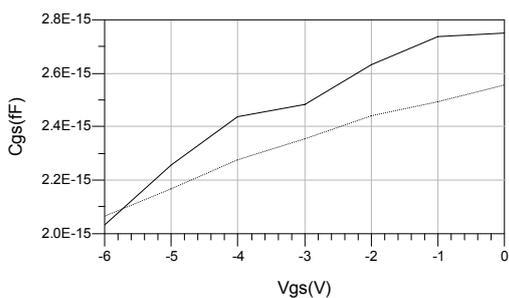


Figure 57 Capacité C_{gs} intrinsèque du composant fonction de la tension de grille V_{gs} à 5 GHz (Traits pointillés) et 1 GHz (Traits pleins). $V_{ds}=10V$.

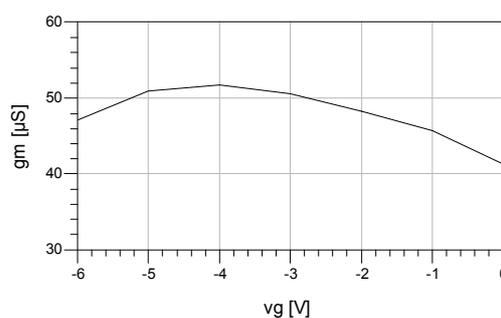


Figure 58 Transconductance en μS intrinsèque du composant à 5 GHz en fonction de la tension de grille V_{gs} . $V_{ds}=10V$.

Le tableau ci-dessous montre les valeurs retenues :

	Ggs	Ggd	Gds(pF)	Cgs(pF)	Cgd(pF)	Cds(pF)	Gm(μS)	Tau(ps)
Composant	0	0	0	2.2	0.7	1.6	52	4

Tableau 1 : valeurs intrinsèques moyennes du composant extraites à l'aide du logiciel ADS.

Il est alors possible de valider ces valeurs en réalisant une rétro-simulation. La figure 59 illustre le schéma électrique implanté dans le logiciel afin de comparer les mesures extrinsèques mesurées avec les simulations extrinsèques des transistors incluant les paramètres intrinsèques donnés dans le tableau 1.

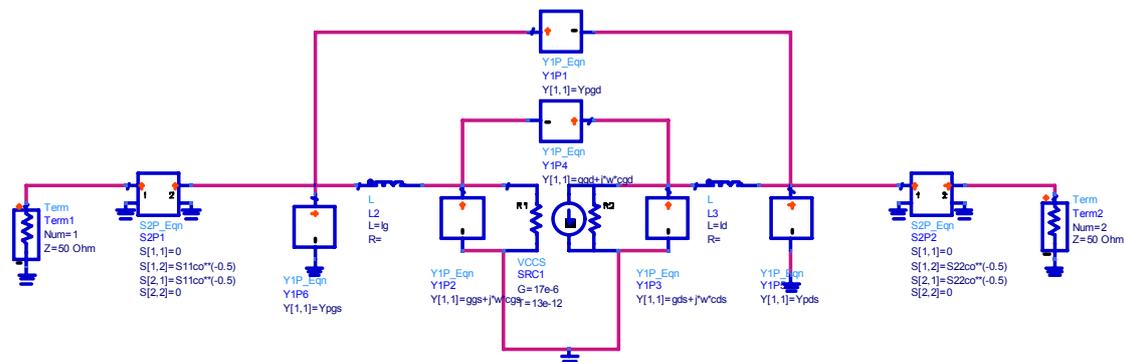


Figure 59 Schéma électrique permettant de simuler le comportement extrinsèque des transistors en incluant les valeurs des paramètres intrinsèques extraits du tableau 1.

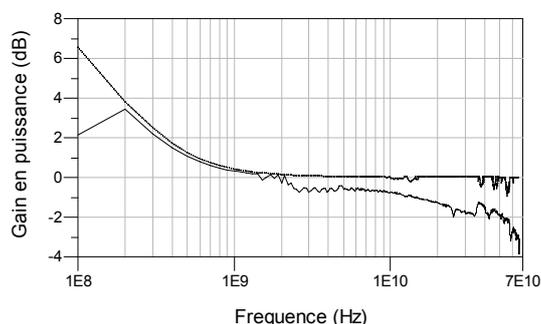


Figure 60 Gain en puissance extrinsèque mesuré (traits pleins) et simulé en incluant les paramètres intrinsèques extraits tableau 1 pour le composant. $V_{ds} = 10V$,

La figure 60 montre le gain en puissance extrinsèque simulé et mesuré pour le composant sous test. On constate que la simulation pour le composant est relativement bien corrélée avec la mesure du transistor extrinsèque jusque quelque GHz, ensuite le composant devient passif et il est très difficile de conserver cet accord (figure 60).

Nous pouvons maintenant comparer le gain en puissance intrinsèque mesuré après soustraction des éléments parasites extrinsèques et le gain intrinsèque calculé à partir des éléments du tableau 1. Le résultat est illustré sur la figure 62 et montre que le gain simulé est

relativement bien corrélé avec les mesures. La pente du gain calculé est exactement de 10 dB par décade ce qui correspond au comportement attendu pour le gain MSG. Les écarts entre la simulation et la mesure peuvent s'expliquer par le manque de précision sur la mesure. En effet comme il a été mentionné au paragraphe (5.2.1.3) l'erreur de mesure augmente de façon très importante lorsque le coefficient de réflexion augmente et ce d'autant plus que la fréquence est basse. La haute impédance inhérente aux nanofils engendre une désadaptation importante avec le système de mesure (analyseur de réseau vectoriel) calibré sous 50 Ohms. Cette désadaptation est responsable de l'erreur importante de la mesure. Le faible courant de drain ajoute encore de l'imprécision dans les mesures. Le seul moyen de réduire cette imprécision de mesure serait d'augmenter le nombre de fils connectés afin d'augmenter le courant et réduire l'impédance d'entrée et de sortie des composants. En effet l'impédance d'un fil étant très élevée du fait de ses dimensions nanométriques, augmenter le nombre de fils revient à placer en parallèle des éléments à haute impédance ce qui se traduiraient par une diminution de l'impédance d'entrée et de sortie des transistors. Cependant le transfert des nanofils de GaN n'est pas encore bien maîtrisé. Il faudra une optimisation afin d'augmenter la densité de fils et leur alignement. Nous n'avons pas abordé ce problème lors de nos travaux puisque l'objet était de démontrer la faisabilité de réaliser des transistors à base de nanofils de GaN fonctionnant en régime hyperfréquence.

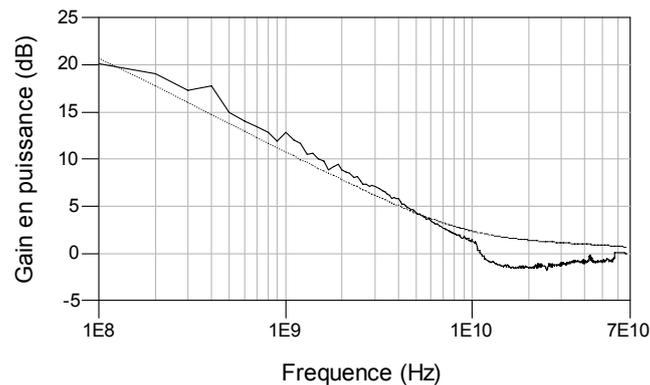


Figure 61 Gain en puissance intrinsèque du composant mesuré après extraction des paramètres extrinsèques (traits pleins) et simulé en utilisant les éléments intrasèque du Tableau 1 (traits pointillés).

6 Conclusion

Ces travaux ont pu être réalisés grâce à la collaboration que nous avons établie avec l'équipe de Charles Lieber de l'université d'Harvard (Etats Unis). Ceux ci ont permis de démontrer la faisabilité de réaliser des transistors à effet de champ à base de nanofils de GaN. Les composants ont montré une fréquence de coupure en puissance de l'ordre de 12 GHz ce qui est très prometteur pour une première étude. De plus les composants ont montré un excellent contrôle des charges du fait que la grille entoure la majeure partie des nanofils. Ainsi la transconductance extrinsèque et intrinsèque montrent une très faible dépendance sur une large gamme de tension de grille V_{gs} ce qui laisse présager un très bon comportement en terme de linéarité pour les régimes d'amplification. Cette caractéristique pourrait être intéressante dans l'avenir pour la conception d'amplificateurs destinés aux applications dans les télécommunications. Les principaux résultats ont été publiés [29]. Il est à souligner la robustesse des composants qui ont subi un grand nombre de mesures sans évoluer.

Nous avons rencontré des difficultés lors des mesures du fait de la haute impédance des nanofils et du faible nombre de fils connectés. Une procédure d'extraction des éléments intrinsèques a alors été utilisée pour remonter aux performances internes du composant. D'autres mesures ont été envisagées mais n'ont pas pu être menées à terme. Nous avons ainsi tenté de réaliser sans succès des mesures dans le domaine temporel à l'aide d'un LSNA (Large Signal Network Analyser) qui permet de mesurer les formes d'onde en régime petit et grand signal. Pour cela une adaptation des composant à leur sortie à l'aide d'une technique à charge active a été utilisée afin de présenter une impédance de charge optimale et ainsi optimiser le transfert d'énergie à la sortie du transistor. Malheureusement l'impédance à présenter était trop proche du circuit ouvert et les courant trop faibles pour être mesurés.

Enfin, il est souligné que cette étude s'est basée sur une méthode très rudimentaire de transfert des nanofils, il serait très intéressant d'optimiser la technique de transfert afin d'augmenter la densité de fils et ainsi augmenter le courant de saturation de drain et diminuer l'impédance des composants. Il serait utile aussi d'améliorer l'alignement des nanofils pour minimiser les éléments parasites des transistors et réaliser des circuits d'adaptation d'impédance in situ afin de permettre des mesures plus efficaces sous 50 Ohms.

Références bibliographiques

- [1] R.S. Wagner and W.C. Ellis, Vapor liquid solid mechanism of single-crystal growth, *App. Phys. Lett.*, 4, 89 (1964).
- [2] K. Hiruma, T. Katsuyama, K. Ogawa, M. Koguchi, H. Kakibayashi, and G.P. Morgan, Quantum size microcrystals grown using organometallic vapor phase.
- [3] A.M. Morales and C.M. Lieber, A laser ablation method for the synthesis of crystalline semiconductor nanowires, *Science*, 279, 208–211 (1998).
- [4] X. Duan and C.M. Lieber, *Adv. Mater.*, 12, 298 (2001)
- [5] K. Hiruma, M. Yazawa, T. Katsuyama, K. Ogawa, K. Haraguchi, M. Koguchi, and H. Kakibayashi, Growth and optical properties of nanometer-scale GaAs and InAs whiskers, *J. Appl. Phys.*, 77, 447–462 (1995).
- [6] B.J. Ohlsson, M.T. Bjork, A.I. Persson, C. Thelander, R.L. Wallenberg, M.H. Magnusson, K. Deppert, and L. Samuelson, Growth and characterization of GaAs and InAs nano-whiskers and InAs/Ga As heterostructures, *Physica E*, 13, 1126–1130 (2002).
- [7] A.I. Persson, M.W. Larsson, S. Stenstrom, B.J. Ohlsson, L. Samuelson, and L.R. Wallenberg, Solid phase diffusion mechanism for GaAs nanowire growth, *Nature Mater.*, 3, 677–681 (2004).
- [8] E.A. Stach, P.J. Pauzauskis, T. Kuykendall, J. Goldenberger, R. He, and P. Yang, Watching GaN nanowires grow, *Nano Lett.*, 3, 867–869 (2003).
- [9] M.C. Johnson, C.J. Lee, E.D. Bourret-Courchesne, S.L. Konsek, S. Aloni, W.Q. Han, and A. Zettl, Growth and morphology of 0.80 eV photoemitting indium nitride nanowires, *Appl. Phys. Lett.*, 85, 5670–5672 (2004).
- [10] S.M. Zhou, Y.S. Feng, and L.D. Zhang, A physical evaporation synthetic route to large-scale GaN nanowires and their dielectric properties, *Chem. Phys. Lett.*, 369, 610–614 (2003).
- [11] H.Y. Peng, N. Wang, X.T. Zhou, Y.F. Zheng, C.S. Lee, and S.T. Lee, Control of growth orientation of GaN nanowires, *Chem. Phys. Lett.*, 359, 241–245 (2002).
- [12] C. Ye, G. Meng, Y. Wang, Z. Jiang, and L. Zhang, On the growth of CdS nanowires by the evaporation of CdS nanopowders, *J. Phys. Chem. B*, 106, 10338–10341 (2002).
- [13] W. Yang, H. Araki, Q. Hu, N. Ishikawa, H. Suzuki, and T. Noda, In situ growth of SiC nanowires on RS-SiC substrate(s), *J. Cryst. Growth*, 264, 278–283 (2004).
- [14] J. Motohisa, J. Noborisaka, J. Takeda, M. Inari, and T. Fukui, Catalyst-free selective-area MOVPE of semiconductor nanowires on (111) B oriented substrates, *J. Crystl. Growth*, 272, 180–185 (2004).
- [15] Z.W. Pan, Z.R. Dai, and Z.L. Wang, *Science*, 291, 1947 (2001).
- [16] L.S. Huang, S.G. Yang, T. Li, B.X. Gu, Y.W. Du, Y.N. Lu, and S.Z. Shi, Preparation of large-scale cupric oxide nanowires by thermal evaporation method, *J. Cryst. Growth*, 260, 130–135 (2004).
- [17] G. Gu, B. Zheng, W.Q. Han, S. Roth, and J. Liu, Tungsten oxide nanowires on tungsten substrates, *Nano Lett.*, 2, 849–851 (2002).
- [18] H.Z. Zhang, Y.C. Kong, Y.Z. Wang, X. Du, Z.G. Bai, J.J. Wang, D.P. Yu, Y. Ding, Q.L. Hang, and S.Q. Feng, Ga₂O₃ nanowires prepared by physical evaporation, *Solid State Commn.*, 109, 677–682 (1999).

- [19] X.S. Peng, L.D. Zhang, G.W. Meng, X.F. Wang, Y.W. Wang, C.Z. Wang, and G.S. Wu, Photoluminescence and infrared properties of α -Al₂O₃ nanowires and nanobelts, *J. Phys. Chem. B*, 106, 11163–11167 (2002).
- [20] Y. Zhang, N. Wang, S. Gao, T. He, S. Miao, J. Liu, J. Zhu, and X. Zhang, A simple method to synthesize Si₃N₄ and SiO₂ nanowires from Si or Si/SiO₂ mixture, *J. Cryst. Growth*, 233, 803–808 (2001).
- [21] J.-S. Lee, M.-I. Kang, S. Kim, M.-S. Lee, and Y.-K. Lee, Growth of zinc oxide nanowires by thermal evaporation on vicinal Si(111) nanowires, *Chem. Phys. Lett.*, 349, 210–214 (2001).
- [22] L.D. Zhang, G.W. Meng, and F. Phillipp, Synthesis and characterization of nanowires and nanocables, *Mater. Sci. Eng. A (Struct. Mater.: Prop., Microstruct. Proc.)*, A286, 34–38 (2000).
- [23] Yat Li, Jie Xiang, Fang Qian, Silvija Gradecak, Yue Wu, Hao Yan, Douglas A. Blom, and Charles M. Lieber. “Dopant-Free GaN/AlN/AlGa_N Radial Nanowire Heterostructures as High Electron Mobility Transistors”. *NANO LETTERS* 2006 Vol. 6, No. 7 1468-1473.
- [24] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, and M. Stutzmann, “Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 1, pp. 334–344, Jan. 2000.
- [25] Henriksen, E. A. Syed, S. Ahmadian, Y. Manfra, M. J. Baldwin, K. W. Sergent, A. M. Molnar, R. J. Stormer, H. L. Appl. Phys. Lett. 2005, 86, 252108.
- [26] High frequency S parameters characterization of back-gate carbon nanotube field effect transistors. X. Huo, M. Zhang, Philip C. H. Chan, Q. Liang and Z. K. Tang, *IEEE IEDM* 2004.
- [27].A. Motayed, M. He, A. V. Davydov, J. Melngailis and S. N. Mohammad, " Realization of reliable GaN nanowire transistors utilizing dielectrophoretic alignment technique.", *J. Appl. Phys.* 100, 2006 pp. 114310.
- [28] Output power density of 5.1W/mm at 18 GHz with an AlGa_N/Ga_N HEMT on Si substrate DUCATTEAU D., MINKO A., HOEL V., MORVAN E., DELOS E., GRIMBERT B., LARECHE H., BOVE P., GAQUIERE C., DE JAEGER J.C., DELAGE S.L. *IEEE Electron Device Lett.*, 27, 1 (2006) 7-9 2 (2) 2002, pp101-104.
- [29] Simon Vandembrouck, Kamel Madjour, Didier Théron, Member, IEEE, Yajie Dong, Yat Li, Charles M. Lieber, and Christophe Gaquiere. “12 GHz FMAX GaN/AlN/AlGa_N Nanowire MISFET”. *IEEE Electron Device Lett.*, 30 (4) APRIL 2009
- [30] Thèse soutenue par Christophe Gaquière à l’université de Lille 1. « Analyse et optimisation de transistors à effet de champ à hétérojonction pour l’amplification de puissance dans le bande Ka », 1995.
- [31] <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5989-7604EN.pdf>
- [32] Thèse soutenue à l’université de Lille 1 par Matthieu Vanmackelberg. « Contribution à la caractérisation hyperfréquence de composants MOSFET en vue de la conception intégrées pour des applications en gamme millimétrique. »

Conclusion

Après avoir réalisé une revue des techniques existantes à ce jour pour détecter et émettre un rayonnement TeraHertz, une démonstration détaillée de la théorie Dyakonov-Shur a été entreprise. Bien que cette théorie ait été établie depuis 1993, de nombreuses questions demeurent et aucun ouvrages ne détaillent, par le calcul, le raisonnement qui a conduit ces deux chercheurs à imaginer l'utilisation des transistors à effet de champ à des fréquences bien supérieures à leur fréquence de fonctionnement pour réaliser des détecteurs voire des émetteurs accordable en fréquence fonctionnant au régime TeraHertz. Dans cette optique nous avons entrepris cette démonstration afin de mieux comprendre leur fonctionnement et d'imaginer dans l'avenir une éventuelle optimisation des modèles ainsi que leur fonctionnement.

Ensuite la mise en évidence de la présence des ondes de plasma dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN a été menée. Cette étude a été réalisée à l'aide de guides à onde de plasma introduit pour la première fois par Burke en 2000. Celui-ci avait démontré l'existence des ondes de plasma dans les hétérojonctions AlGaAs/GaAs à très basse température jusqu'à 10 GHz. L'idée de nos travaux était de reprendre ce concept en développant un modèle adapté aux hétérojonctions AlGaIn/GaN capable de décrire leur fonctionnement au régime TeraHertz. Après avoir réalisé une étude paramétrique de ces guides, ceux-ci ont été fabriqués en salle blanche à l'aide des moyens technologiques disponibles au laboratoire de l'IEMN. À l'issue de cette fabrication une phase de caractérisation temporelle a été entreprise à l'aide de la collaboration avec J. F. Lampin. Celle-ci est basée sur l'utilisation d'un laser à impulsion ultra courte dans le but de mesurer la fonction de transfert des guides à onde de plasma jusqu'au régime TeraHertz. Ces travaux n'ont pas permis de mettre en évidence l'existence des ondes de plasma dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN à température ambiante. Cependant le modèle développé montre qu'à cette température ces ondes sont fortement amorties, ce qui rend leur mise en évidence très délicate. Le modèle montre qu'à 77K ces ondes de plasma devraient être beaucoup moins amorties et devraient pouvoir être mise en évidence. Cependant par manque de temps et de ressources matérielles nous n'avons pas pu entreprendre la caractérisation des guides à onde de plasma à basse température. L'équipe de J. F. Lampin a récemment fait l'acquisition d'un cryostat, et cette caractérisation sera poursuivie dans le cadre de la thèse de Kamel Madjour réalisée au sein de notre équipe.

Enfin grâce à la collaboration entre l'université de Lille 1 et l'équipe de recherche de Charles M. Lieber de l'université de Harvard, nous avons démontré pour la première fois la faisabilité de réaliser des transistors fonctionnant en régime hyperfréquence fabriqués à l'aide de nanofils de GaN. Durant un séjour de trois mois au sein de l'équipe de Lieber une phase de fabrication a été entreprise puis poursuivie au retour à l'IEMN. Des composants optimisés pour le fonctionnement en régime hyperfréquences ont ainsi été conçus. Ensuite une étape de caractérisation a été menée. Les mesures ont montré que les éléments extrinsèques étaient prédominants sur les éléments intrinsèques des composants, masquant le fonctionnement, c'est-à-dire l'effet d'amplification des transistors à base de nanofils. Par conséquent une technique dédiée à l'extraction des paramètres extrinsèques propre à ce type de composant a été développée. Suite à cette extraction les performances intrinsèques ont pu être mises en évidence ce qui a permis de démontrer pour la première fois que les transistors à effet de champ fabriqués à l'aide de nanofils de GaN ont une fréquence de coupure à 12GHz, une très bonne tenue en tension ainsi qu'une transconductance quasiment indépendante de la tension de grille, ce qui est très prometteur pour les futurs développements de composants intégrant des nano dispositifs. Enfin ces travaux ont aussi permis de mettre en avant les optimisations à

entreprendre afin d'améliorer le fonctionnement de ce type de transistors. En effet la nature du transfert des nanofils depuis leur substrat qui a permis leur croissance vers le substrat destiné à la fabrication des transistors engendre une distribution aléatoire des nanofils. Ce transfert engendre ainsi une faible densité de nanofils connectés ainsi qu'un faible rendement des wafers fabriqués. Cette optimisation du transfert a été entreprise dans le cadre des travaux de Kamel Madjour et devrait permettre l'amélioration des performances des transistors à base de nanofils de GaN.

Résumé :

Les travaux traitent la détection et la génération d'ondes TeraHertz dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN à l'aide des ondes de plasma. Après avoir décrit la nature d'un plasma et calculé les paramètres de base, soit la fréquence plasma, la théorie de Dyakonov-Shur est présentée en détails.

Dans un souci de mieux comprendre les mécanismes d'interaction des ondes plasma et de l'onde électromagnétique, nous étudions des structures simplifiées. Celles-ci sont constituées d'un guide à onde de plasma. Nous présentons des mesures en transmission des guides en régime THz réalisées à l'aide d'un banc de mesure employant un laser à impulsion ultra courte femtoseconde. Cette étude a montré qu'à température ambiante, la nature amortie des ondes de plasma rend leur mise en évidence délicate. Le modèle montre qu'à 77K ces ondes de plasma sont beaucoup moins amorties et devraient pouvoir être mise en évidence.

Enfin des transistors à effet de champ à base de nanofils de GaN ont été fabriqués. Cette étude est le fruit d'une collaboration entre le laboratoire IEMN et celui de Charles Lieber à Harvard, qui a joué un rôle pionnier en matière de nanofils de GaN réalisés par MOCVD. Une description détaillée des méthodes de fabrication des transistors à base de fils de GaN est réalisée. Ces travaux ont démontrés pour la première fois les potentialités de ce type de nanofils pour le futur. Une large part de ces travaux a consisté en la description de la méthodologie adoptée pour mesurer en régime hyperfréquence les propriétés des transistors fabriqués. La conclusion de cette étude est que les propriétés extrinsèques dominent le fonctionnement des transistors, au détriment de leurs propriétés intrinsèques. Des méthodes d'analyse permettant d'extraire les paramètres intrinsèques ont ainsi été développées, ce qui a permis de démontrer que ces transistors possèdent une fréquence de coupure en puissance de 12 GHz.

Abstract :

This work studies the TeraHertz detection and generation thanks to plasma wave oscillation in AlGaIn/GaN quantum well. After describing the nature of a plasma, we calculate the plasma resonant frequency and introduce the Dyakonov-Shur theory.

For a more comprehensive purpose we introduce a simplified structure compared to microwave transistors, as a plasmonic wave guide. The aim of this structure is to study the interaction between the plasma wave and the electromagnetic one. We show in this report transmission measurement of this structure in THz regime thanks to a measurement set up based on a femtoseconde laser. This study shows that at room temperature, the plasma wave is over damped which make them critical for measurement. The model developed in this work shows that plasma wave oscillation could be more easily characterized at 77K.

Finally field effect transistors based on GaN nanowires have been processed. This study result of the collaboration between IEMN laboratory and Charles Lieber research group based at Harvard University. This work has demonstrated for the first time the potentiality of such a kind of nanowire for future applications. We show in this report how the transfer between growth substrate and the dedicated one for device processing has been handled. The aim of this work was to process transistors based on nanowires for microwave applications. The conclusion of this work shows that extrinsic parameters of those transistors are huge compared to nanowires intrinsic ones. Therefore an innovative deembedding method has been developed for intrinsic parameters extraction. We show 12 GHz maximum available gain cut-off frequency which makes this result as the state of the art.

Mots clés:

1 Nitrure de Gallium
2 TeraHerz
3 Oscillation plasma
4 détection

5 Transistor
6 Nanofil
7 Hyperfréquence
8 Hétérojonction AlGaIn/GaN