

N° d'ordre : 3478



# THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIQUES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Discipline : MICROONDE ET MICROTECHNOLOGIE

Par

Raphaël AUBRY

**Etude des aspects électrothermiques de la filière HEMT  
AlGaIn/GaN pour application de puissance hyperfréquence**

**Membres du Jury :**

Alain CAPPY  
Paul Alain ROLLAND  
Sylvain DELAGE  
Jean-Pierre LANDESMAN  
Raymond QUERE  
Henri GERARD  
François MURGADELLA

Président  
Directeur de thèse  
Codirecteur de thèse  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur

**Thèse préparée au sein du laboratoire THALES Research and Technology,  
Groupe composants Electroniques de puissance hyperfréquence, à Orsay (Essonne)**

**à Carole,  
à mes parents,**

## Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au laboratoire de recherche de THALES Research and Technology à ORSAY et je tiens, à cette occasion, à remercier M. Patrick Devaureix, Mme Laure Reinhart, M. Dominique Vernay et M. Thierry Beauvais, directeurs successifs de l'établissement, d'avoir permis le bon déroulement de ces travaux.

Je remercie M. Dominique Pons, directeur scientifique de la recherche hardware, ainsi que M. Jean Claude Boudenot, responsable des départements composants et technologies semi-conducteurs et plate-forme technologique, et M. Julien Nagle, responsable adjoint du département qui ont permis le bon déroulement de ce travail de thèse.

Je remercie le Professeur Paul-Alain Rolland de l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie d'avoir encadré mes travaux de thèse en pleine confiance.

Le travail de recherche a été accompli au sein du laboratoire commun TIGER (THALES-IEMN), sous la direction de Sylvain Delage, instigateur de ce travail scientifique et technique, à qui j'exprime ma plus profonde gratitude pour avoir partagé avec autant de générosité ses connaissances et son temps.

Je remercie aussi tout particulièrement M. Jean-Claude Jacquet qui m'a appuyé efficacement tout au long de ces trois années et dont l'expertise autant en physique qu'en thermique, a largement contribué à la réalisation de ces travaux.

Je voudrais également remercier les membres de mon jury de thèse et notamment le Professeur Alain Cappy directeur de l'IEMN, ainsi que le Professeur Jean-Pierre Landesman et le Professeur Raymond Quéré d'avoir accepté d'en être les rapporteurs. Merci également au Docteur Henri Gérard et au Docteur François Murgadella, d'avoir accepté de participer au jury en tant qu'examineurs.

Je remercie Christian Dua pour son aide autant du point de vue technique qu'humain au sein de TRT.

Je remercie chaleureusement Bernard Dessertenne pour sa patience et sa générosité dans le partage de ces connaissances en technologie des composants

J'exprime toute ma gratitude à M. Christian Brylinski et M. Didier Floriot qui ont toujours répondu à mes innombrables questions sur la physique et l'électronique en général.

Je remercie Simone Cassette de m'avoir associé au contrat Microtherm, de sa confiance et de son soutien permanent lors des réunions sur la métrologie de la température.

Mes remerciements vont à toute l'équipe Matériaux sous la responsabilité de Mme Marie Antoinette Poisson, avec laquelle le travail sur le matériau a été très formateur.

Je remercie toute l'équipe technologique de TIGER, Nicole Caillas pour ses conseils sur la techno thermique et tout particulièrement Marceline Laurent qui a toujours été là pour résoudre mes nombreux problèmes, ainsi qu'Erwan Morvan.

Je remercie aussi tous les collaborateurs de TRT qui m'ont aidés pendant ces trois ans, Jean Luc Reverchon, Serge Chevalier, Marcel Pechand et Daniel Deneuve.

Mes remerciements vont aussi aux collaborateurs de l'IEMN/TIGER sous la responsabilité du Professeur Jean Claude De Jaeger.

Je remercie tout particulièrement Henri Gérard grâce à qui des mesures électriques pulsées à l'état de l'art ont pu être possibles, ainsi qu'Elisabeth Delos pour le complément à

ces mesures. Je remercie aussi Mme Nathalie Rolland pour sa contribution sur les simulations électrothermiques.

Je tiens à remercier tous les acteurs du contrat Microtherm, en particulier Olivier Durand du laboratoire d'analyse. Ces remerciements vont aussi à Azzedine Hammiche du laboratoire de Lancaster dont j'admire encore le calme face à mes impatiences, à l'équipe du professeur Fournier de l'ESPCI, à Gille Tessier pour sa disponibilité, à l'équipe du professeur Weaver de l'université de Glasgow, pour ses pointes SThM révolutionnaires notamment et aux personnes du laboratoire du professeur Pelzl.

Je finis mes remerciements en les présentant à mes camarades doctorants et autres stagiaires qui ont partagé ces années doctorales, Sylvain Heckman et Alexandre Kerlain mais aussi Nicolas Sarazin et Alberto Sozza qui m'ont supporté pendant la rédaction de cet ouvrage. Je salue aussi les étudiants en stage avec qui le partage d'information a été très formateur Alexandre Bussutil, Julien Dechanaud et Olivier Luere.

Je remercie enfin Chantal Lermenier pour sa disponibilité et sa gentillesse.



# Plan de la thèse

## Remerciements

## Tables des matières

1

## 1 Introduction

7

## 2 Le HEMT à base de nitrure de gallium

9

### 2-1 Le transistor à haute mobilité électronique

9

### 2-2 Croissance du nitrure de gallium

11

#### 2-2-1 Le nitrure de gallium

11

#### 2-2-2 Couche de nucléation

12

#### 2-2-3 Technique de croissance du matériau

12

##### 2-2-3-1 Croissance par MOCVD du nitrure de gallium sur substrat saphir et carbure de silicium

13

##### 2-2-3-2 Croissance par MBE du nitrure de gallium sur substrat Silicium

17

### 2-3 Le Gaz électronique à deux dimensions dans la structure HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>

21

#### 2-3-1 Polarisation spontanée et piézo-électrique

21

#### 2-3-2 Caractéristique électrique statique du composant

26

### 2-4 Etude des défauts dans le nitrure de gallium

30

### 2-5 Technologie HEMT

34

### 2-6 conclusion

37

## 3 Transfert de la chaleur

38

### 3-1 Transfert de chaleur par conduction

38

### 3-2 Transfert de chaleur par radiation

40

### 3-3 Transfert de chaleur par convection

43

### 3-4 Contribution des divers modes de transfert thermique

44

### 3-5 Introduction aux phonons ou vibrations thermiques

46

#### 3-5-1 Conductivité thermique

46

#### 3-5-2 Diffusion des phonons

48

3-5-3 Conclusion sur la conductivité thermique	50
3-6 Conductivité thermique du nitrure de gallium	51
3-7 Résolution de l'équation de la chaleur par conduction, modèle de l'onde thermique	53
3-3-8 Modèles analytiques simples de l'évaluation de la résistance thermique	56
3-9 Evolution analytique de l'impédance thermique en fonction du temps	60
3-10 conclusion	61
<b><u>4 Influence instantanée de la température sur le fonctionnement du transistor HEMT en nitrure de gallium</u></b>	<b>62</b>
4-1 Evolution de la bande interdite avec la température	62
4-2 Chute de la mobilité des électrons du gaz 2D avec la température	63
4-3 Evolution de vitesse de saturation des électrons dans le gaz 2D avec la température	67
4-4 Dégradation des contacts ohmiques avec la température	69
4-5 Dégradation de la caractéristique I-V en statique	73
4-6 Dégradation de la transconductance gm en statique	75
4-7 Comportement du contact Schottky de grille avec la température	76
4-7-1 Rappel	76
4-7-2 Caractéristique du contact Schottky en température	76
4-7-3 Modèle de Werner	79
4-8 Evolution du courant de fuite du contact Schottky en température	86
4-9 Mesure des paramètres du composant à basse température	87
4-9-1 Caractérisation des contacts ohmiques	87
4-9-2 Caractéristique I-V	92
4-9-3 Transconductance gm	94
4-9-4 Evolution de la Schottky	95
4-10 Conclusion sur l'influence de la température	96
<b><u>5 Aspect fiabilité des composants</u></b>	<b>97</b>
5-1 Model simple de durée de vie d'un composant	97
5-2 Essai de stockage en step stress	100
5-2-1 Principe expérimental	100
5-2-2 Comportement du contact ohmique pendant le stockage	101
5-2-3 Comportement du contact Schottky pendant le stockage	102
5-2-4 Comportement du HEMT Lvar 1µm pendant le stockage	104

5-2-5 Comportement des métallisations de reprise et de recharge pendant le stockage	105
5-3 Conclusion	106
<b><u>6 Techniques de mesure microscopique de la température</u></b>	<b>107</b>
6-1 La microscopie infrarouge	108
6-2 La mesures par Micrographie utilisant des cristaux liquides	109
6-3 La mesures par Micro-Photoluminescence	110
6-4 Analyse thermique par diffusion Raman	112
6-4-1 Principe de l'émission Raman	112
6-4-2 Effet de la température	113
6-4-3 Dispositif expérimental	113
6-4-4 Répartition spectrale	115
6-4-5 Etalonnage	117
6-4-6 Evaluation de l'erreur de mesure de la température	119
6-4-7 Boîtier des composants pour les mesures Raman	119
6-4-8 Conclusion	120
6-5 Mesure de la température par caractérisation électrique	121
6-5-1 Principe	121
6-5-2 Mesures pulsées	122
6-5-3 Effet de la température sur le courant	123
6-5-4 Méthode de coïncidence	124
6-5-5 Longueur de diffusion thermique	125
6-5-6 Effets de piège	126
6-5-7 Banc de mesures pulsées statiques	127
6-5-7-1 Montage TRT	127
6-5-7-2 Montage IEMN	128
6-5-8 Boîtier des composants pour les mesures de température par caractérisation électrique pulsée	129
6-5-9 Conclusion	130
6-6 Analyse thermique à partir d'un microscope à force atomique AFM	131
6-6-1 Principe de l'AFM	131
6-6-2 Microscope thermique à balayage en champ proche SThM	132

6-6-2-1 Principe du SThM	132
6-6-2-2 Sonde thermique	133
6-6-2-3 Résolution spatiale	137
6-6-2-4 Résolution temporelle	137
6-6-3 Microscope à mesure de dilatation thermique à balayage (SThEM)	138
6-6-4 Boîtier des composants pour les mesures STh(E)M	139
6-6-5 Conclusion	140
6-6-6 Mesure de potentiel de surface par Microscopie de Force de Kelvin (KFM)	141
6-7 Mesure de la température par thermoréfectance	142
6-7-1 Problématique	142
6-7-2 Principe de la thermoréfectance	142
6-7-3 Montages expérimentaux	144
6-7-4 Etalonnage	145
6-8 Mesure de la conductivité thermique, méthode photo thermique	147
6-8-1 Principe de la photo thermie	147
6-8-2 Technique de l'effet Mirage	148
6-8-3 Technique de photo réflexion	148
6-8-4 Principe expérimental de la mesure par photo-réflexion	149
6-9 Conclusion	150
<b><u>7 Résultats de mesure de la température sur les HEMTs AlGaIn/GaN</u></b>	<b>151</b>
7-1 Mesure de la température par micro-spectroscopie Raman	152
7-1-1 Méthodologie	152
7-1-2 Température en fonction de la puissance dissipée	154
7-1-3 Effet de la longueur du doigt et du développement	155
7-1-4 Effet du substrat sur la diffusion des calories.	157
7-1-5 Détermination du gradient de température dans le composant	159
7-1-6 Détermination du gradient de température le long d'un doigt	160
7-1-7 Effet du système de refroidissement sur la température finale	161
7-1-8 Température en fonction de la puissance dissipée par la technique de décalage du pic de GaN.	164
7-1-9 Conclusion des mesures thermiques par spectroscopie Raman	166
7-2 Mesures de la température par caractéristiques électriques pulsées	167
7-2-1 Etude de la température en fonction de la puissance dissipée	167

7-2-1-1	Variation de la température en fonction de la densité de puissance pour un bi-doigt de 250µm	167
7-2-1-2	Effet de la longueur du doigt sur la température du HEMT	168
7-2-1-3	Effet de la polarisation de grille sur température du HEMT	169
7-2-2	Etude dynamique de l'impédance de la structure	172
7-2-2-1	Cinétique d'élévation en température d'une structure HEMT sur substrat silicium	174
7-2-2-2	Gradient de température dans le composant en régime établi	177
7-2-3	Conclusion des mesures thermiques par pulse I-V	180
7-3	Résultat de mesure de température par microscopie thermique à balayage (SThM)	182
7-3-1	Méthodologie	182
7-3-2	Mesure de la température en fonction de la puissance	182
7-3-3	Mesure de cartographie de la température sur l'espace drain-source	183
7-3-4	Mesures réalisées par détection synchrone	185
7-3-5	Conclusion	187
7-4	Résultat par microscopie à mesure de dilatation thermique à balayage (SThEM)	188
7-5	Mesures de la température par thermoréfectance	190
7-5-1	Détermination de la longueur d'onde de mesure	190
7-5-2	Visualisation de la zone chaude par thermoréfectance	191
7-5-3	Effet de la tension grille sur la répartition de la chaleur	191
7-5-4	Conclusion	194
7-6	Mesure de conductivité thermique et de diffusivité thermique	195
7-6-1	Analyse de la structure HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de silicium	195
7-6-2	Analyse du carbure de silicium poly-cristallin	196
7-6-3	Analyse du diamant amorphe hydrogéné ou DLC	198
7-7	Comparaison des différentes méthodes de métrologie de la température	200
7-7-1	Comparaison de la micro-spectroscopie Raman avec la méthode de coïncidence des caractéristiques électriques pulsées	200
7-7-2	Température du réseau proche du gaz bidimensionnel en fonction de la puissance dissipée et comparaison des trois techniques de métrologie de la température	202

<b><u>8 Amélioration technologique du management thermique</u></b>	<b>204</b>
8-1 Principe	204
8-2 Amélioration du report classique	204
8-3 Amélioration par report flip-chip	206
8-4 Choix du matériau bon conducteur thermique	207
8-4-1 Approche BCB chargé de poudre de diamant	208
8-4-2 Approche le diamant amorphe hydrogéné ou DLC	211
8-4-2-1 Croissance du DLC	211
8-4-2-2 Etude Raman	217
8-4-2-3 Etape technologique de gravure du diamant amorphe hydrogéné	220
8-4-2-4 Mesure de la conductivité thermique du Dépôt de DLC réalisé par ACM	224
8-5 Conclusion	224
<b><u>9 Simulation thermique</u></b>	<b>225</b>
9-1 Principe	225
9-2 Simulation d'un HEMT GaN bi-doigt de 150µm	227
9-3 Estimation la température de la zone active pendant un pulse de 100ns	229
9-4 Estimation la température de la zone active en fonction puissance dissipée	230
9-5 Comparaison des quatre méthodes de détermination de la température en fonction de la puissance dissipée dans le composant.	231
9-6 Comparaison des mesures et des simulations de l'impédance thermique de la couche	233
9-7 Estimation du gradient de température entre la source et le drain	234
9-8 Conclusion	235
<b><u>10 Conclusion</u></b>	<b>236</b>
<b><u>Bibliographie</u></b>	<b>239</b>
<b><u>Annexes</u></b>	<b>260</b>
A Caractérisation du contact ohmique	260
B Calcul des calories transportées par convection dans le tube de refroidissement	264
C Mesure de potentiel de surface par Microscopie de Force de Kelvin (KFM)	268
<b><u>Publications</u></b>	<b>277</b>

## 1 Introduction

Les matériaux à large bande interdite tels que le nitrure de gallium et le carbure de silicium possèdent de nombreuses propriétés physiques qui les placent comme les meilleurs candidats pour les applications de puissance hyperfréquence.

Le nitrure de gallium présente une combinaison de propriétés physiques excellentes pour les applications micro-onde de puissance :

- sa largeur de bande interdite (3.4 eV),
- sa vitesse de saturation des porteurs supérieure à  $1 \times 10^7$  cm/s,
- son champ électrique de claquage (3MV/cm),
- la possibilité d'obtenir des couches hétéroépitaxiales à base de GaN (AlGaN/GaN, InGaN/GaN) avec de bonnes qualités de transport.

La capacité d'un matériau à être un bon candidat pour les applications de puissance hyperfréquence est parfaitement illustrée par la figure de mérite de Johnson tenant compte du champ de claquage et de la vitesse de saturation. Ainsi la figure (1 ; 1 ;1) présente la puissance de sortie théorique des principaux matériaux semi-conducteurs en fonction de la fréquence de fonctionnement basée sur le facteur de mérite de Johnson.

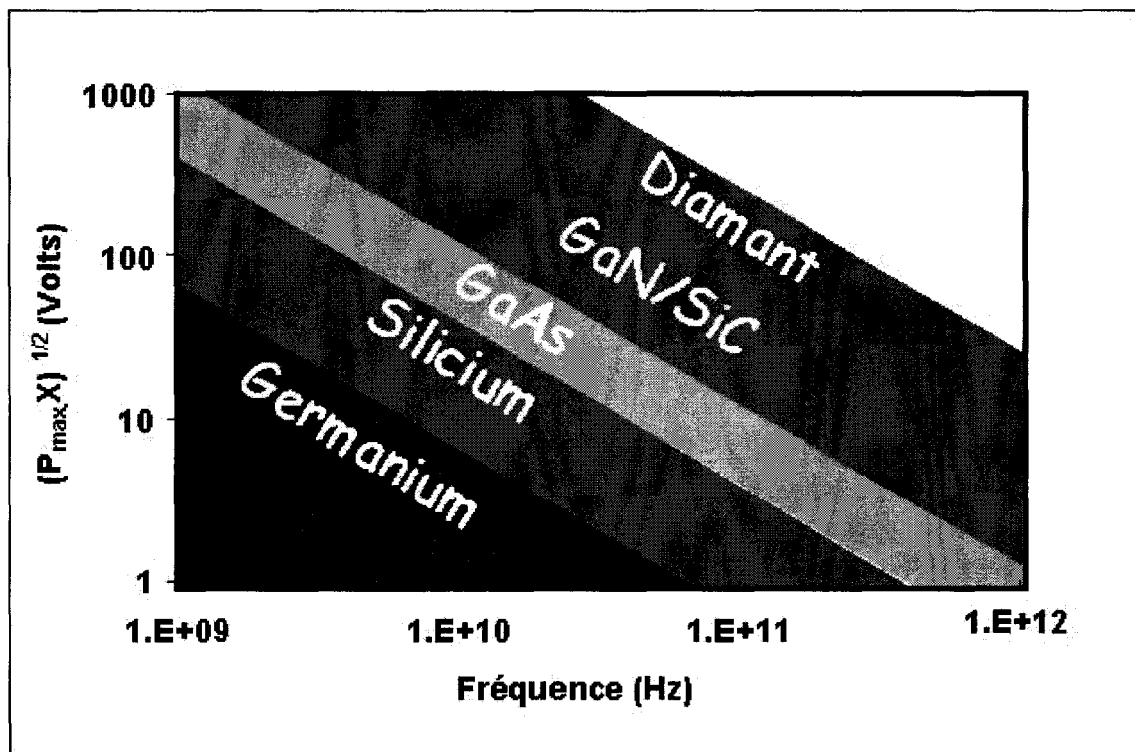


Figure (1 ; 1 ;1) : Figure de mérite de Johnson des matériaux spécifiques aux applications de puissance hyperfréquence.

Dans ce modèle, les calculs sont réalisés pour des impédances de sortie d'un ohm, qui constituent la limite d'adaptation en sortie de dispositifs, en deçà de laquelle la synthèse de l'impédance conjuguée est pratiquement impossible.

Le carbure de silicium et le nitrure de gallium offrent une amélioration d'un facteur supérieur à 10 vis-à-vis des performances du silicium et de l'arséniure de gallium.

La figure de mérite de Johnson néglige un paramètre important. Il s'agit des limitations thermiques qui sont conditionnées non seulement par le matériau semi-conducteur, mais aussi par l'environnement offert au dispositif. Le nitrure de gallium comme le carbure de silicium ont la particularité de posséder des hautes valeurs de conductivité thermique respectivement de 190W/mK et 450W/mK, indispensables pour drainer les puissances dissipées dans les transistors. Les semi-conducteurs à base de composés GaN sont des matériaux de choix pour les applications hautes températures car leurs énergies de cohésion leur permettent de supporter sans dommage les températures élevées et leur bande interdite supérieure à 3eV repousse le seuil de comportement intrinsèque à des températures de l'ordre de 600K (Température de Debye du GaN).

Le nitrure de gallium permet de réaliser des hétérostructures AlGaIn/GaN où le AlGaIn possède une bande interdite supérieure à celle du GaN, ce qui permet la fabrication d'une structure HEMT (High Electron Mobility Transistor). Le principe du HEMT ou TEGFET (two-dimensionnal Electron Gas Field Effect Transistor dénomination de Thomson-CSF) est de mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface de l'hétérojonction. A titre de comparaison les composants à base de nitrure de gallium permettent d'obtenir des courants de saturation de 1,5A/mm et des tensions supérieures à 100V contre 0.2A/mm de courant de saturation et 20V pour la structure AlGaAs/GaAs.

Toutes ces caractéristiques physiques font du HEMT AlGaIn/GaN un excellent candidat pour les applications de puissance hyperfréquence.

Pourtant un facteur limitant perturbe ces dispositifs de puissance, la température est l'un des principaux obstacles à l'obtention de composant électronique de puissance performant et fiable. En effet le haut niveau de densité de puissance injecté (20W/mm) induit une dissipation thermique dans ces structures et résulte des températures de fonctionnement élevées proche de 600K. Cela a pour effet de limiter de façon importante les performances hyperfréquence et de faire chuter la durée de vie des composants.

L'élévation en température a un effet limitant et destructeur qu'il faut réduire et un travail de fond sur le management thermique des dispositifs s'impose afin d'obtenir des composants ayant les performances prévues pour le nitrure de gallium.

Le présent mémoire consacré aux aspects thermiques des HEMT AlGaIn/GaN s'articule de la manière suivante. Nous commençons cet ouvrage par une présentation succincte du nitrure de gallium et de ses modes de croissance épitaxiale, pour expliquer le fonctionnement du HEMT à base de l'hétérostructure AlGaIn/GaN ainsi que sa réalisation technologique. Le chapitre trois présente le transfert thermique appliqué au composant électronique et plus spécifiquement au HEMT à base de GaN. Les chapitres 4 et 5 abordent respectivement le fonctionnement du composant et de sa fiabilité à température élevée. Les techniques de métrologie thermique et les résultats sur nos composants sont présentés dans les chapitres 6 et 7, ce travail constitue la partie principale de notre étude. Dans le chapitre 8 nous proposons une solution technologique nouvelle qui a permis le dépôt d'un brevet. Enfin dans le chapitre 9, nous montrons l'excellent accord entre les simulations thermiques par éléments finis obtenus à l'aide du logiciel ANSYS et les différentes techniques de mesures de la température que nous avons utilisées.

EO Johnson.

'Physical Limitations on Frequency and Power Parameters of Transistors', RCA Review, vol. 26, pp. 163-167, Jun. 1965.



## **2 Le HEMT à base de nitrure de gallium**

Ce premier chapitre présente le transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) à base de nitrure de gallium, composant de puissance hyperfréquence. Nous passons en revue les caractéristiques qui font de cette structure un bon candidat aux applications de puissance hyperfréquence, son principe de fonctionnement et enfin son mode de fabrication du point de vue structurale et technologique. Cette présentation est illustrée par des mesures par microscopie à force atomique qui ont été réalisées pour caractériser les structures épitaxiales et les composants réalisés.

### **2-1 Le transistor à haute mobilité électronique :**

La particularité du HEMT, comparé aux autres types de transistors à effet de champ, provient de l'utilisation d'une hétérojonction. L'originalité de cette structure est la séparation spatiale des électrons libres qui participent au courant et des donneurs ionisés afin d'obtenir une haute mobilité des porteurs. Le matériau grand gap dopé, où règne un champ électrique important, diffuse les charges dans le matériau à plus faible bande interdite et forme un gaz à deux dimensions à l'interface. Les charges électriques du gaz 2D sont ainsi séparées de la région dopée, ce qui permet aux électrons d'acquérir une mobilité importante, les effets de diffusion par les impuretés ou le champ étant limités. En effet les ions donneurs participent aux effets de diffusion et limitent la mobilité électronique.

Cette idée de modulation de la structure a été proposée pour la première fois au laboratoire de Thomson-CSF, à ORSAY, dans la fin des années soixante-dix par Delage-Beaudouin sous le nom de TEGFET (Two-Dimensional Electron Gas field effect transistor) et en 1980 le premier HEMT fut réalisé par l'équipe de Mimura.

Le fonctionnement du transistor HEMT à base de nitrure de gallium n'est pas très différent des HEMTs à base de composés III-V classique (GaAs, InP,...). La propriété qui distingue le plus cette hétérostructure des autres est l'origine du gaz 2D, issue principalement de la polarisation spontanée et piézoélectrique des matériaux.

Ces deux effets cumulés permettent aux transistors à base de AlGaIn/GaN d'avoir une densité d'électrons jusqu'à  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  soit plus de 3 fois les concentrations usuellement rencontrées dans les structures classiques à base d'AlGaAs/GaAs ou d'AlInAs/InGaAs ( $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) par exemple. Ces composants permettent donc les plus hautes densités de courant parmi les composants III-V. A partir de la structure HEMT AlGaIn/GaN on obtient une mobilité à température ambiante dans le gaz bidimensionnel (2DEG) de 1000-2000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  alors qu'elle n'est que de 600  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  dans du GaN massif dopé n.

Le GaN est aussi un matériau attractif pour ses propriétés intrinsèques, sa bande interdite s'élevant 3,42eV (à comparer au 1,4eV du GaAs), son important champ de claquage, ( $20 \times 10^5 \text{ V/cm}$  comparé à  $4 \times 10^5 \text{ V/cm}$  pour le GaAs), sa haute vitesse de saturation des porteurs, ( $2-3 \times 10^7 \text{ cm/s}$  comparé à  $1-2 \times 10^7 \text{ cm/s}$  pour le GaAs), et enfin, et non la moindre, sa bonne conductivité thermique, (1,9 W/K.cm comparé à 0,5 W/K.cm pour le GaAs).

L'ensemble de ses exceptionnelles propriétés permettent l'obtention de densités de puissance supérieures à 6W/mm sur des substrats de saphir et 30W/mm sur des substrats de SiC à des fréquences supérieures à 3GHz.

Des fréquences de coupure du gain en courant  $f_t$  égales à 60GHz et des fréquences maximales d'oscillation  $f_{max}$  de 120GHz avec des densités de courant de 1,3A/mm sont couramment obtenues comme le montre le tableau suivant qui montre une synthèse des performances publiées.

Fréquence (Ghz)	Puissance W	Taille mm	Pulse/ CW	Densité de puissance W/mm	PAE %	Tension d'alimentation (V)	Gain dB	Origine
3,5		0,3	CW	9,3		90,0		Cree
10,0	38,0	12,0	CW	3,1	29,0	37,0	8,0	Cree
4,0	12,5			4,5	46,0	30,0	>10	Cree
2,0	108,0	24,0	CW	4,5	54,0	52,0		Cree
2,8	27,0	4,2	pulsé	6,4	45,0	38,0	>10	GE
10,0	13,8	1,5	pulsé	9,2	35,0	55,0	10,0	GE
10,0	2,7	0,4	CW	6,7	54,0	30,0	>10	GE
2,0	80,0	24,0	CW	3,3	42,0	31,0	8,5	NEC
2,0	32,5	4,0	CW	8,1	62,0	32,0	10,0	NEC
2,2	70,0	24,0	CW	2,9	45,0	52,0	10,0	Fujitsu
10,0	10,0	1,5	CW	6,7		32,0		Cornell
6,0	51,0	8,0	CW	6,3				Santa Barbara
10,0	6,6	1,2	CW	5,5	46,0	37,0	11,0	Daimler
2,0	13,8	4,0	CW	3,5	50,0	26,0	>20	FBH
35,0	0,8	0,2	CW	4,0	23,0		7,0	TriQuint
10,0			CW	12,0	50,0			TriQuint
10,0	6,5	1,2	CW	4,0	40,0	25,0		TIGER
3,0	10,0	2,5	pulsé	4,0	>50	20,0		TIGER

Tableau (2 ;1 ;1) : Tableau récapitulatif des résultats obtenus sur AlGaIn/GaN en terme de densité de puissance et de puissance pour des transistors de grands développements.

## 2-2 Croissance du nitrure de gallium

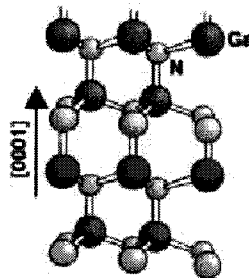
Les semi-conducteurs nitrures font partie de la famille des semi-conducteurs composés d'un élément de la colonne III et d'un élément de la colonne V du tableau périodique des éléments. Nous savons qu'il existe un état stable relatif quand un élément chimique de la colonne I à V se trouve doté de 8 électrons sur sa couche périphérique. Dans la famille des composés III-V chaque atome est lié à 4 atomes voisins, ce qui nécessite le prêt d'un électron à l'élément III, le gallium, par l'élément V, l'azote. Chaque atome se trouve ainsi doté de huit électrons sur sa périphérie. Les liaisons chimiques dans les composés GaN sont fortement polaires.

### 2-2-1 Le nitrure de gallium :

Le GaN est un semi-conducteur à grande bande interdite qui cristallise sous deux formes :

- cubique (3C, sphalérite ou blende de zinc)
- hexagonale (2H ou wurtzite)

La cristallisation 2H est de loin la plus courante lors de l'épithaxie. Les échantillons utilisés dans notre étude étaient du type 2H. Les polytypes 3C et 2H du GaN possèdent une bande interdite relativement stable de 3,42eV. Le cristal GaN présente un arrangement spatial d'atomes Ga au centre d'un tétraèdre dont les sommets sont les atomes N, chaque atome N étant lui-même au centre d'un tétraèdre dont les sommets sont les atomes Ga. La structure 2H fait apparaître une configuration « éclipse » entre les tétraèdres centrés sur Ga et sur N. Cette propriété lui confère un caractère moins stable en théorie que la structure 3C du fait des distances entre atomes Ga et N aux sommets des tétraèdres qui sont plus faibles. La molécule est donc plus énergétique. [2]



*Figure (2 ; 2 ; 1 ; 1) : Structure hexagonale du nitrure de gallium.*

La qualité des multicouches à base de nitrure de gallium a longtemps été limitée par l'absence de substrat de GaN monocristallin. Les progrès obtenus en croissance de GaN massif sous haute pression sont récents et ne permettent pas d'envisager actuellement une production en grande quantité du fait de coûts prohibitifs et l'absence de substrats isolants. Plusieurs types de substrats ont donc été utilisés et qui sont loin d'assurer des conditions optimales de croissance (désaccord de maille, différence de coefficient de dilatation...) comme l'indique le tableau ci-joint. Les premières épithaxies ont été réalisées sur des substrats mono cristallins saphir puis en carbure de silicium, et enfin des couches ont été réalisées sur des substrats de silicium.

Le choix du substrat pour l'épithaxie ultérieure a un impact important sur la qualité et les performances de l'hétérojonction et des composants électroniques. Les propriétés structurales (accord de maille, dislocations ...) ainsi que thermiques (conductivité thermique, diffusivité, coefficient de dilatation, qualité des interfaces...) sont ainsi fortement conditionnées par le choix des substrats de départ.

Le tableau (2 ; 2 ; 1 ; 1) présente les principaux matériaux intervenant dans la réalisation de composants de puissance avec les principaux paramètres physiques qui les caractérisent.

Propriété	Si	AlGaAs/InGaAs	GaN(AlGaInGaN)	AlN	3C-SiC	6H-SiC	4H-SiC	Diamant	Saphir Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
Constante de maille (300K)(Å)	5,4301	5,65	a=3,187 c=5,186	a=3,112 c=4,986	4,36	3,073	3,0806	3,567	a=4,758 c=12,99
Densité (g.cm <sup>-3</sup> )	2,329		6,15	3,255	3,21	3,25	3,25	3,515	3,85
Point de fusion (°C)	1412	1237	1527		2630			4000	
Energie de bande interdite (eV) (à 300K)	1,11	1	3,4	6,2	2,2	3,02	3,26	5,5	
Transition de la bande interdite	indirect	direct	direct	direct	indirect			indirect	
vitesse de saturation des électrons (x1E7 cm.s <sup>-1</sup> )	1	1	2,7		2	2	2	2,7	
Mobilité des électrons (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> à 300K, Nd=10e16)	1360	8500	1500(2D HEMTA/GaN/GaN)	300	1000	70/380	800/(c) 650(perp.c)	2000	
Champ de claquage (x1E5 V.cm <sup>-1</sup> )	2,6	4	30		20-30			100	
Constante diélectrique	11,7	12,8	9 (5,35 Haute fréquence)	9,14	9,6-10			5,7	
Conductivité thermique (W/K.1.cm <sup>-1</sup> )	1,5	0,5	1,9	2,85	3,3 à 5 (suivant impuretés)			20	0,3
Coefficient de dilatation (K <sup>-1</sup> )	3,59E-06	6,00E-06	5,59e-6 3,17-7,75e-6	4,2-5,3e-6	4,2-4,68 e-6			8,00E-07	7,5e-6 8,5e-6
Désaccord avec GaN (aépi-asub/asub %)	1,5			2,4	3,5				-33 (+16)

Tableau (2 ; 2 ; 1 ; 1) : Tableau comparatif des principaux paramètres des matériaux utilisés pour les applications de puissance hyperfréquences

### 2-2-2 Couche de nucléation :

La croissance directe de GaN sur un substrat de saphir par exemple et présentant un désaccord de paramètre de maille de 16%, est tridimensionnelle. La croissance se fait par îlots qui ne coalescent pas entre eux et de nombreux défauts étendus de forme hexagonale apparaissent. Ce comportement a toujours représenté un obstacle important au développement des nitrures. Pour surmonter cette difficulté la croissance du GaN s'effectue en deux étapes principales. Une couche d'AlN de très faible épaisseur (quelques centaines d'Å) épithaxiée à basse température est tout d'abord déposée sur le substrat. Cette couche de nucléation joue le rôle de couche tampon, destinée à absorber la majorité des contraintes liées à la désadaptation entre le substrat et GaN. La nature de cette couche n'est pas exactement identifiée. Des études montrent qu'elle peut être cristalline et cubique ou encore amorphe. Il est possible aussi d'épithaxier une couche de nucléation en GaN, et elle a été identifiée comme cristalline et hexagonale.

### 2-2-3 Technique de croissance du matériau :

Plusieurs techniques de croissance sont utilisées pour la croissance des composés de nitrures; la MOCVD (metal-organic chemical vapor deposition), la MBE (Molecular beam epitaxy), la CBE (Chemical Beam Epitaxy), la HVPE (Hybride Vapor Phase Epitaxy).

La méthode par HVPE présente l'avantage d'épitaxier le matériau avec une grande vitesse de croissance (100 $\mu\text{m}/\text{h}$ ) et permet de ce fait d'obtenir des pseudo-substrats d'une épaisseur importante de 300 $\mu\text{m}$  en un temps raisonnable. La structure HEMT dont l'épaisseur est comprise de 1 à 3 $\mu\text{m}$  d'épaisseur demande un contrôle absolu des épaisseurs et requiert donc des techniques plus précises avec des vitesses de croissance plus lentes de l'ordre de 1 $\mu\text{m}/\text{h}$  telles que celles que l'on a en MOCVD et MBE. Nous nous concentrerons donc sur ces deux premières techniques particulièrement adaptées à notre structure et rencontrées dans le cadre de notre étude.

### **2-2-3-1 Croissance par MOCVD du nitrure de gallium sur substrat saphir et carbure de silicium :**

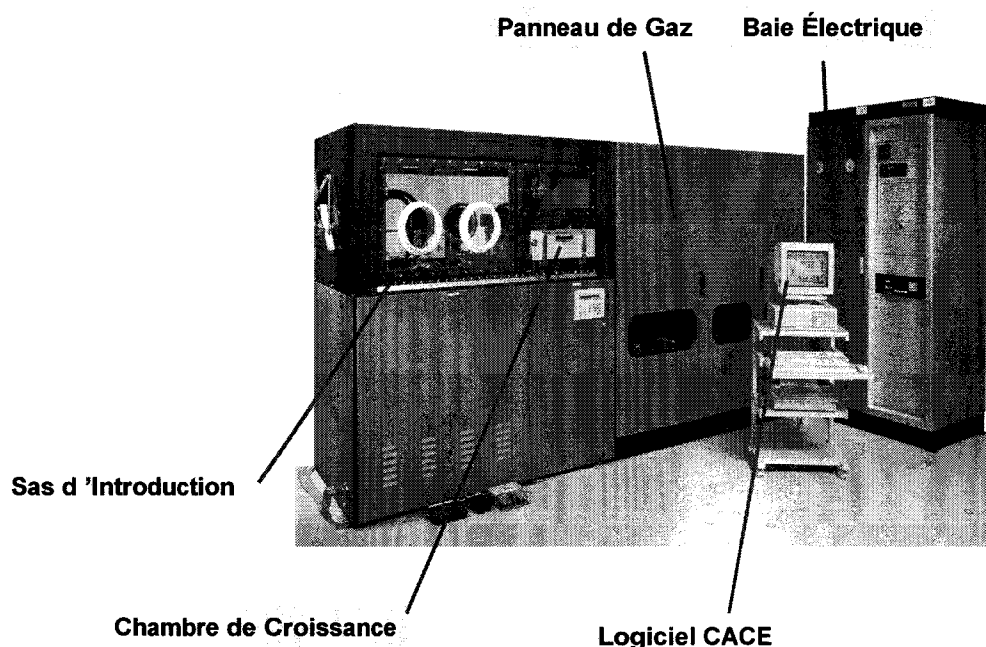
La méthode LP-MOCVD (Low pressure metal-organic chemical vapor deposition) est actuellement la plus répandue pour la croissance des III-N. A TRT, on utilise ce procédé de croissance épitaxiale sur substrats carbure de silicium ou saphir. [2-4]

#### **Principe :**

Les éléments III et V sont véhiculés par deux familles de précurseurs : les organométalliques et les hydrures. Les organométalliques sont conditionnés sous forme liquide ou solide dans des bulleurs en acier inoxydable. Un gaz vecteur (généralement  $\text{H}_2$  ou l'azote  $\text{N}_2$  choisis pour leur grande stabilité et donc leur faible réactivité) est injecté dans le précurseur et transporte dans la chambre de réaction une quantité variable de molécules organométalliques en fonction de la tension de vapeur du précurseur considéré. La température élevée dans la chambre de réaction et notamment au niveau du suscepteur favorise la dissociation des molécules d'élément III et d'élément V près de la surface du substrat. Les éléments III et V et les dopants se déposent ainsi à la surface et la croissance du matériau progresse.

En MOCVD, la croissance est régie par la dynamique des fluides et la diffusion des espèces d'où l'importance de connaître à l'intérieur du réacteur les gradients de température, de pression et de concentration, les profils des flux... Le principal objectif est de favoriser les flux laminaires et la diffusion et en conséquence d'éviter les flux turbulents et la convection. Les nombres de Reynolds et de Rayleigh fixent les conditions d'obtention des régimes souhaités, en fonction de certains paramètres géométriques de la chambre de réaction. La forme de la chambre de croissance et la conception du panneau de gaz sont donc très complexes et diverses topologies ont vu le jour qui sont soit horizontales soit verticales. Certains éléments du panneau de gaz, tels les vannes, débitmètres et canalisations, doivent être conçus afin de réduire les volumes morts et de limiter les temps de commutation. L'homogénéité et la reproductibilité des couches épitaxiées dépendent fortement de la conception du réacteur, mais aussi de l'expertise du personnel en charge du réacteur d'épitaxie.

## Croissance à TRT/TIGER :



*Figure (2 ; 2 ; 3 ; 1 ; 1) : Bâti de croissance MOCVD du laboratoire de TRT.*

Le réacteur utilisé depuis 1998 à TRT/TIGER est un réacteur Aixtron 200RF horizontal à suscepteur tournant. La chambre de croissance en quartz est prévue pour atteindre des températures de 1200°C nécessaires pour la croissance des nitrures. L'injection des gaz précurseurs est séparée en deux lignes (organométalliques et hydrures) jusqu'à l'entrée de la chambre de réaction. Ceci a pour but de limiter le plus possible les pré-réactions intervenant entre précurseurs dans la phase gazeuse. Le chauffage du suscepteur est réalisé par l'induction RF. La rotation du suscepteur (environ 50tr/min) est assurée par injection d'une faible quantité de N<sub>2</sub> dans celui-ci. Ce débit de gaz introduit par des capillaires en forme de spirales fait tourner un disque satellite sur lequel est placé l'échantillon.

Le craquage de l'ammoniac durant la croissance de la couche de nucléation est difficile car elle se fait à basse température. Il est donc nécessaire d'injecter une quantité de NH<sub>3</sub> très importante. Ainsi, pour cette étape de nucléation, l'équipe a optimisé le rapport molaire V/III à environ 6000 pour la température de croissance de 560°C sous une pression de 500mbar (ce rapport est quatre fois plus élevé que pour la couche épitaxiale de GaN).

Dans ces conditions la vitesse de croissance du GaN « nucléation » est d'environ 3nm/min. De la qualité de cette couche de nucléation dépendent grandement les propriétés de la couche de GaN épitaxiée à haute température. De nombreuses études ont permis de mieux comprendre la formation de cette couche de nucléation ainsi que ses effets sur la couche de GaN épitaxiale. Notons qu'avant d'épitaxier la couche épaisse de GaN, la couche de nucléation subit un recuit à haute température (1100°C) qui a pour but de favoriser la coalescence des îlots et d'améliorer ces propriétés cristallines. Dans ces conditions, on observe une diminution de la rugosité de surface, une augmentation de la taille des grains formant le cristal et l'apparition d'une relaxation (en fait, environ 90% des contraintes induites par la désadaptation sont relaxées par des dislocations et 10% de ces contraintes subsistent). En résumé, nous retiendrons que la couche de nucléation favorise la croissance Bi-Dimensionnelle d'une couche de GaN épitaxiée à haute température et réduit la densité de

défauts et de dislocations liées à la désadaptation entre saphir et GaN. Cette densité de dislocation reste très élevée (environ  $10^{10}$ - $10^{11}$  cm<sup>-2</sup>).

Une autre étape peut également être insérée avant la croissance de la couche de nucléation : c'est la phase de nitruration du substrat. Cette procédure consiste à placer le substrat saphir à haute température (usuellement celle de la croissance de GaN soit environ (1100°C) sous un flux d'ammoniac. Dans ces conditions, il est démontré qu'une fine couche d'AlN (Al provient du saphir Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et N est apporté par NH<sub>3</sub>) croît à la surface du saphir. Cette couche mono cristalline d'une épaisseur d'environ 4nm pour une nitruration de 5 minutes peut être hexagonale ou cubique. Toutefois, cette étape de nitruration du substrat n'est pas réalisée systématiquement.

La croissance MOCVD du GaN pose des problèmes différents de la croissance des III-V classiques, notamment en raison de l'utilisation de l'ammoniac comme précurseur d'azote atomique. La dissociation de la molécule de NH<sub>3</sub> nécessite que l'ammoniac soit portée à une température très élevée. Cette condition n'est toutefois pas suffisante car même à 950°C, seulement 4% de l'ammoniac est décomposé. En outre, l'atome N est très instable (très réactif) et il est donc difficile d'en produire une grande quantité. La température de croissance est donc souvent supérieure à 1000°C. A titre de comparaison, la décomposition des précurseurs de Ga ne pose aucun problème : dans l'hydrogène, il a été montré que le TMG et le TEG sont complètement décomposés à 450°C et 350°C respectivement. Pour toutes ces raisons et pour palier le manque d'atomes N, des rapports molaires V/III en phase gazeuse sont très élevés (jusqu'à 6000) durant la croissance. Autre problème majeur lié à l'ammoniac, la pureté disponible actuellement sur le marché n'est pas équivalente à celle d'autres hydrures tels AsH<sub>3</sub> et PH<sub>3</sub> et l'utilisation de purificateurs très performants est impérative.

L'utilisation de l'ammoniac présente tout de même quelques avantages. Sa décomposition s'effectue principalement à la surface du GaN ce qui a pour effet de stabiliser la surface du matériau (naturellement très instable à plus de 1000°C) En outre, l'ammoniac n'est pas toxique comparativement aux principaux précurseurs d'élément V utilisés en MOCVD (arsine, phosphine). L'ammoniac reste donc de loin le plus utilisé des précurseurs d'azote pour la croissance MOCVD des nitrures.

Le laboratoire de TRT/TIGER a réalisé des épitaxies sur substrats de saphir et SiC. Une partie de la caractérisation est effectuée par mesure AFM (Microscopie à force atomique) afin de déterminer la rugosité de la surface et calculer la densité de dislocations émergentes.

Les images suivantes présentent des mesures AFM qui caractérisent l'état de surface de la couche. On peut voir sur les images les marches atomiques qui témoignent d'une croissance bidimensionnelle du matériau sur toute la surface.

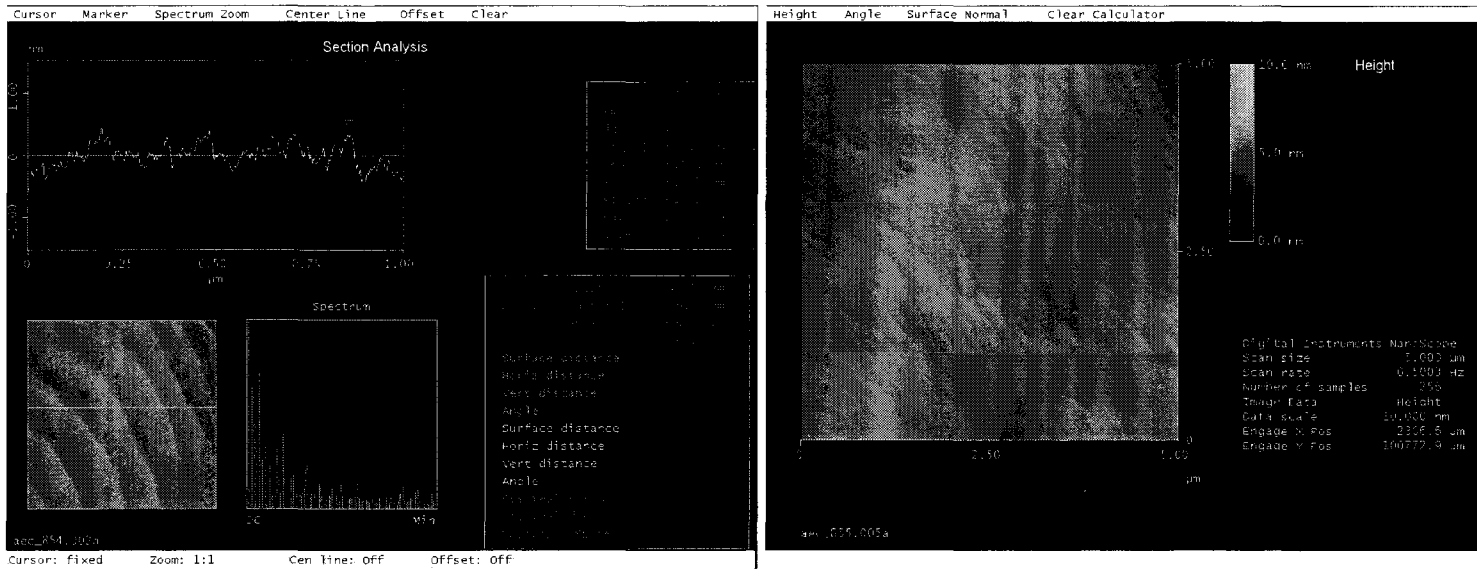


Figure (2 ; 2 ; 3 ; 1 ; 2) : Mesure de surface par AFM de l'épitaxie d'une structure HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de saphir par MOCVD. Mise en évidence des marches atomiques.

On retrouve les caractéristiques de croissance par marche atomique quelque soit le type de substrats saphir ou carbure de silicium. La rugosité des couche est de 1,5Å et 2,2Å respectivement pour les couches sur substrat saphir et carbure de silicium.

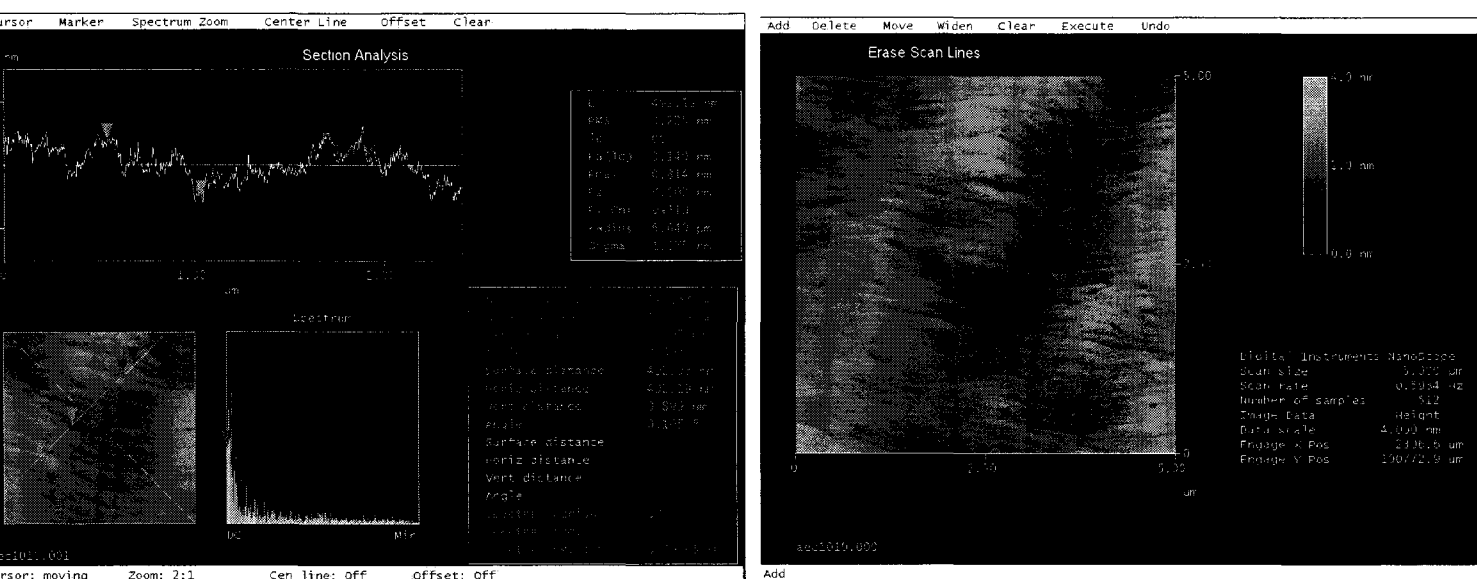


Figure (2 ; 2 ; 3 ; 1 ; 3) : Mesure de surface par AFM de l'épitaxie d'une structure HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de SiC par MOCVD. Mise en évidence des dislocations dans le matériau (points rouges visibles sur les 2 images).



La représentation en trois dimensions des mesures AFM réalisées sur les structures HEMT épitaxiées par MOCVD, donne un aperçu de l'état de la surface sur laquelle les composants vont être processés. Les marches atomiques apparaissent régulièrement preuve de la bonne qualité des couches par MOCVD.

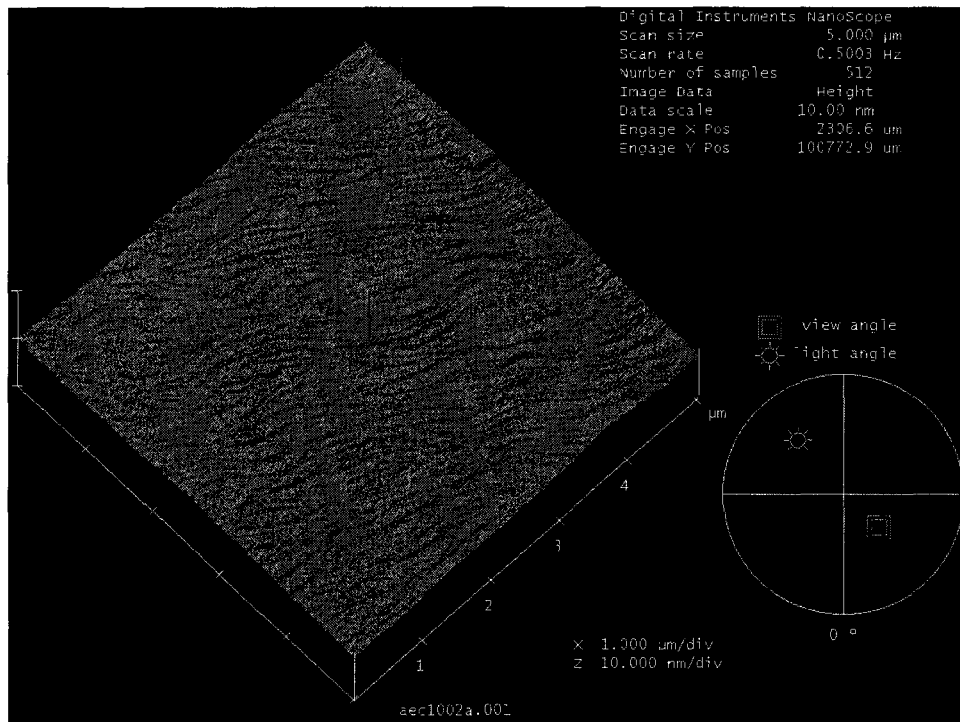


Figure (2 ;2 ;3 ;1 ;4) : Mesure de surface par AFM de l'épitaxie d'une structure HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de SiC par MOCVD.

### **2-2-3-2 Croissance par MBE du nitrure de gallium sur substrat Silicium :**

La croissance de AlGaIn/GaN par la technique MBE (Molecular beam epitaxy) est déclinée sous plusieurs formes selon le mode de synthèse de l'azote : PE-MBE (Plasma Enhanced), RF-MBE (Radio Frequency) et GS-MBE (Gas Source). Dans le cas présent les couches utilisées par Tiger sur substrat silicium ont été épitaxiées par MBE par le CRHEA. [5-6]

#### **Le principe :**

L'avantage de la MBE est le contrôle in situ de plusieurs paramètres importants de la croissance : le mode de nucléation (2D/3D), la rugosité de la surface, la vitesse de croissance et la composition.

Les éléments III de l'alliage recherché (Al et Ga) sont stockés sous forme solide dans un creuset. Ces métaux sont alors sublimés par chauffage puis déposés sur le substrat en vis-à-vis du creuset. De manière plus originale pour la technique MBE, l'élément V (l'azote) provient d'un gaz. Ceci est dû notamment à la très forte pression de vapeur des matériaux capables de fournir un flux d'azote. L'ammoniac et le diazote sont dissociés sous forme de

plasma par radio-fréquence ou résonance cyclotronique. La MBE se caractérise par son mode de fonctionnement sous ultravide. Les équipements MBE permettent généralement la caractérisation des épitaxies in-situ pendant la croissance par des techniques telles que la diffraction électronique sous incidence rasante RHEED, mais aussi toujours in-situ après la croissance par LEED, Auger, XPS... On peut alors déterminer in situ par exemple le diagramme de phase du système AlGaN/GaN, contrôler l'épaisseur des couches à deux dimensions, évaluer la rugosité de l'épitaxie...

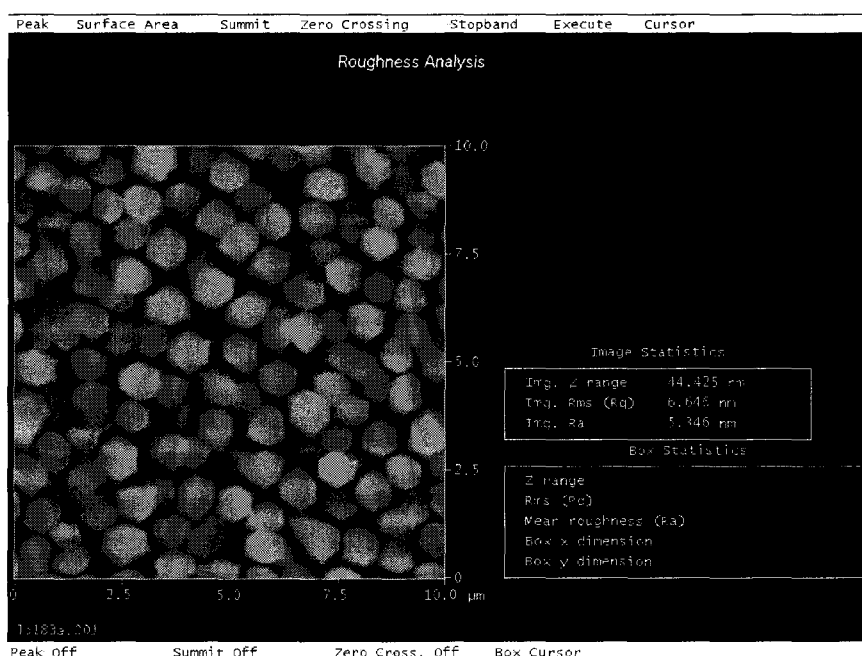


Figure (2 ; 2 ; 3 ; 2 ; 1) : Mesure AFM d'une surface de structure HEMT épitaxiée par MBE. Croissance colonnaire hexagonale caractéristique de ce mode de croissance et de la composition en aluminium.

### Croissance réalisée au Crhea :

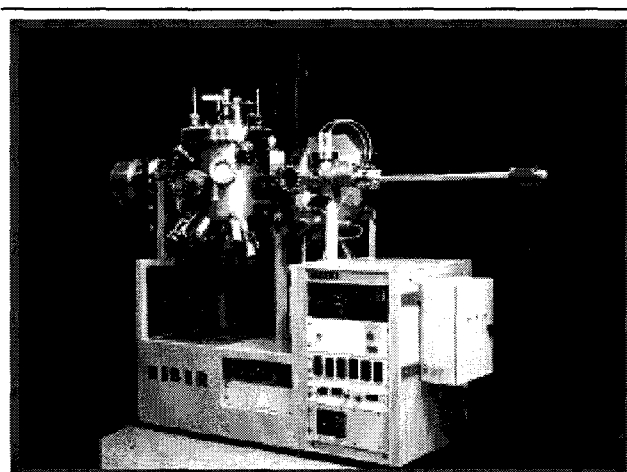


Figure (2 ; 2 ; 3 ; 2 ; 1) : Réacteur de croissance MBE du CRHEA.

L'introduction de l'aluminium pour la réalisation de l'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ( $0 < x < 1$ ) par MBE sur substrat silicium ne pose pas de problème particulier contrairement à la réalisation de l'alliage InGaN. Néanmoins les propriétés optiques et structurales dépendent fortement des conditions d'épitaxie de l'alliage et en particulier de la température de croissance. La raison principale en est que l'énergie de la liaison Al-N est très forte, ce qui implique une longueur de diffusion faible de l'aluminium en surface de croissance. Ainsi la température optimale pour la croissance de l'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  par MBE se situe dans la gamme 800°C (GaN)-1100°C (AlN). Néanmoins, il n'est guère envisageable à l'heure actuelle, du fait de problèmes liés à la fiabilité des fours de croissance classiquement utilisés, de réaliser des épitaxies par jets moléculaires dans des gammes de températures supérieures à 950°C-1000°C. Le CRHEA s'est en fait restreint à une gamme de température de croissance de l'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  variant entre 800°C pour le GaN et 920°C pour l'AlN.

Les structures d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  sont toutes réalisées selon la même procédure. On commence par épitaxier la série de couches tampons AlN/GaN/AlN sur un substrat de silicium. Ce système de couches tampons permet, comme dans le cas de la croissance de GaN, de compenser la contrainte en tension de la structure épitaxiale qui se produit lors du refroidissement post-croissance. On peut ainsi faire croître des couches minces d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  non fissurées de composition en Al allant jusqu'à 67% et d'épaisseur  $\approx 1,6 \mu\text{m}$ . Au-delà de cette composition, la contrainte en compression imposée à la température de croissance à la couche épaisse d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  par la série de couches tampons AlN/GaN/AlN ne permet plus de contrebalancer l'extension qui se produit lors du refroidissement et la couche craque.

La composition de l'alliage est mesurée in situ soit par réflectométrie laser à température de croissance soit grâce à l'analyse de la variation de l'intensité de la tache spéculaire du diagramme de RHEED à des températures voisines de 600°C.

Rappelons que ces couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  sont épitaxiées sur une couche d'AlN, au préalable épitaxiée sur une alternance Si/AlN/GaN, présentant une densité de dislocations de  $3-5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Dans les couches de GaN, les dislocations se courbent et interagissent entre elles pour s'annihiler et on constate ainsi une diminution de la densité de dislocations en fonction de l'épaisseur du film déposé (densité de l'ordre de  $6-7 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  pour une épaisseur de  $1,5 \mu\text{m}$ ). La raison la plus probable de cette diminution est que le fort désaccord de paramètres de maille entre AlN et GaN génère un champ de contrainte suffisamment important près de l'interface pour courber les dislocations, et ainsi favoriser leurs interactions et donc les processus d'annihilations. L'efficacité des processus de réduction des dislocations diminue avec la concentration en Al : à forte concentration ( $x > 0,5$ ) la densité de dislocations dans la couche d'(Al,Ga)N reste très proche de celle dans l'AlN sous-jacent (le champ de contrainte à l'interface étant plus que moitié moindre).

Les mesures d'AFM suivantes ont été faites sur une couche épitaxiée par MBE sur substrat silicium. La morphologie dépend de la concentration d'aluminium dans l'AlGa<sub>N</sub>. Inférieure à 25%, le matériau présente une croissance colonnaire avec des grains de 800nm de largeur et une rugosité de surface de 20Å.

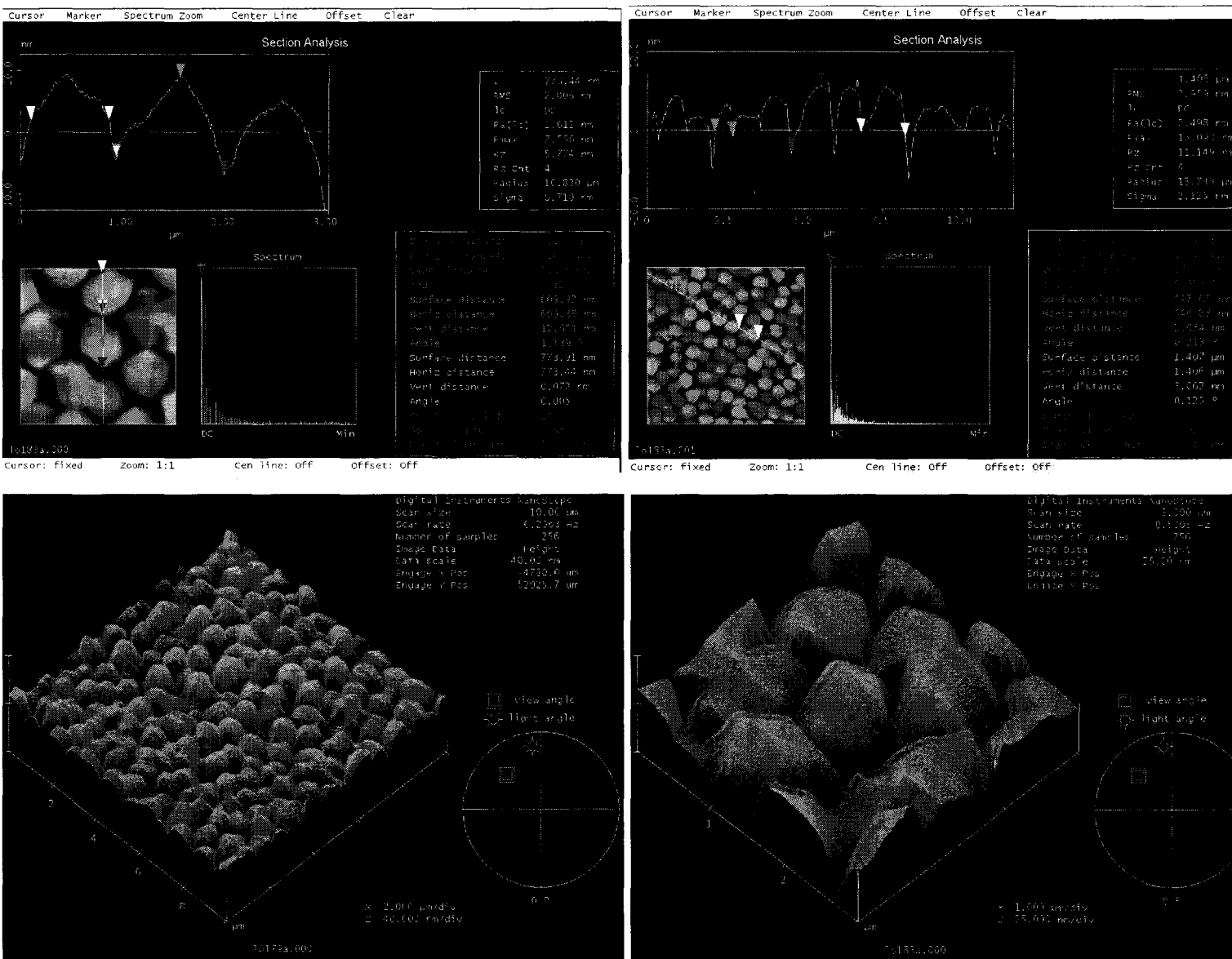


Figure (2 ; 2 ; 3 ; 2) : Mesure de surface par AFM d'une épitaxie d'une HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de Si par MBE. Mise en évidence de la croissance colonnaire du matériau.

La représentation en trois dimensions, des mesures AFM réalisées sur les structures HEMT MBE, donne un aperçu de l'état de surface sur des composants qui ont été processés.

L'aspect plus rugueux des couches MBE,  $RMS=20\text{\AA}$ , par rapport à  $2,3\text{\AA}$  en MOCVD vient de la différence du mode de croissance et du taux d'aluminium dans l'AlGa<sub>N</sub> qui conduisent dans les deux cas à des couches de bonne qualité pour la réalisation de composants hyperfréquence de puissance.

## 2-3 Le Gaz électronique à deux dimensions dans la structure HEMT AlGaIn/GaN

### 2-3-1 Polarisation spontanée et piézo-électrique :

L'origine du gaz bidimensionnel (2DEG=two Dimension Electron Gas) dans la structure HEMT AlGaIn/GaN est l'effet cumulé de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique qui règne dans le matériau.

La polarisation totale de la structure est la somme de la polarisation spontanée et piézoélectrique dans les deux couches que constitue l'hétérostructure : l'AlGaIn et le GaN. Cette polarisation est à l'origine du champ électrique interne qui crée la structure HEMT, sans qu'aucune des couches ne soit intentionnellement dopée. [7-13]

Les épitaxies, que nous avons utilisées, présentent une structure wurtzite le long de la direction commune de croissance  $[0001]$  ou  $[000\bar{1}]$ , les atomes étaient donc ordonnés en bicouche. Cette structure est constituée par des couches hexagonales fortement liées, l'une formée par les anions (les atomes d'azote) et l'autre formée par les cations (les atomes de gallium). Le sens de polarisation globale est directement liée à la couche de GaN sur laquelle l'AlGaIn est épitaxié.

En MOCVD les couches de GaN obtenues sont dites de polarité gallium, les liaisons pendantes sont type gallium. En MBE la couche de GaN obtenue peut être de polarité gallium ou azote cela dépendant de l'existence ou non d'une couche de nucléation à base d'AlN. On préférera la croissance de polarité gallium pour la réalisation des HEMT.

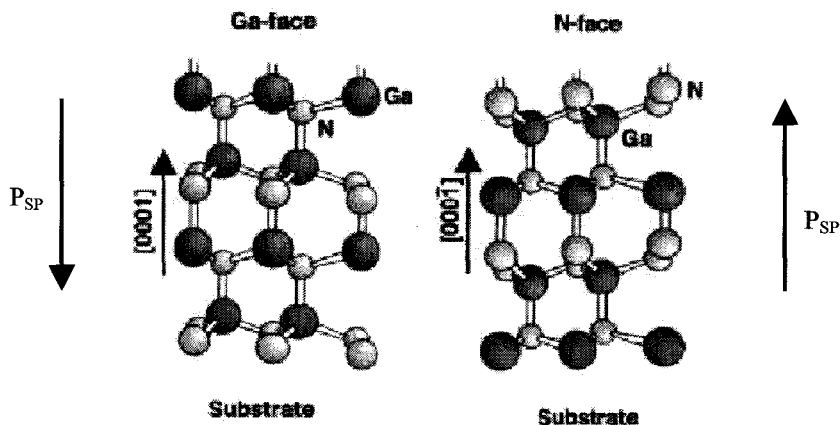


Figure (2 ; 3 ; 1 ; 1) : Représentation du cristal de nitrure de gallium suivant les deux directions de croissance, sens des polarisations spontanées suivant les directions de croissance.

### La polarisation spontanée des couche de GaN et AlGaIn:

La polarisation spontanée est la polarisation du matériau relaxé, issu de la croissance et de l'état bipolaire de la maille de nitrure de gallium et d'AlGaIn.

La théorie des groupes prévoit dans le cas de la structure cristalline du type wurtzite, et ce même en l'absence de contraintes, l'existence d'une polarisation macroscopique dans le cristal. Cette polarisation résulte de la non concordance des barycentres des charges négatives et positives et est appelée polarisation spontanée :  $P_{sp}$ . Cette polarisation spontanée est orientée selon la direction (0001) et est très élevée (de l'ordre du MV/cm).

Dans le cas de l'hétérostructure AlGa<sub>x</sub>N/GaN, la croissance de l'AlGa<sub>x</sub>N réalisée à partir de polarité gallium, conduit une polarisation spontanée pointée vers le substrat, à l'inverse une épitaxie à partir de polarité azote présente une polarisation spontanée pointée dans la direction opposée.

### La polarisation piézoélectrique de la couche AlGa<sub>x</sub>N:

La couche de GaN a une épaisseur globale de 1µm à 3µm suivant le type de substrat SiC, Si et saphir. Pour cette épaisseur, on considère la couche de GaN relaxée.

Dans la couche AlGa<sub>x</sub>N la polarisation piézoélectrique vient du désaccord de maille à l'hétérostructure entre le GaN et l'AlGa<sub>x</sub>N. La présence de contraintes dans un cristal polaire d'AlGa<sub>x</sub>N provoque l'apparition d'un champ électrique, qui peut être décrit en terme de polarisation piézoélectrique. Cette polarisation se déduit du tenseur des contraintes.

$$P_i^{pz} = e_{ik} \varepsilon_k$$

Où  $P_i^{pz}$  est la composante  $i$  du vecteur polarisation piézoélectrique,  $e_{ik}$  le tenseur piézoélectrique et  $\varepsilon_k$  le tenseur des contraintes. La polarisation piézoélectrique est donc déterminée à la fois par l'importance de la déformation et par la valeur des coefficients piézoélectriques. Les constantes piézoélectriques sont plus importantes dans les semi-conducteurs à base de nitrures que dans les III-V classiques, ce qui leurs confèrent des champs piézoélectriques plus intenses de l'ordre du MV/cm.

La polarisation piézoélectrique dans la couche d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N est directement liée à l'état de contrainte de celle-ci. La direction de la polarisation piézoélectrique est régie par la nature de la contrainte dans la couche de AlGa<sub>x</sub>N sur la couche de GaN, elle sera orientée vers le substrat pour une tension de la couche et dans l'autre direction pour une compression de la couche. En effet, elle est orientée suivant l'axe(0001) lorsque la couche est en compression et suivant l'axe(000 $\bar{1}$ ), vers le substrat, lorsque la couche est en extension.

Dans le cas de la couche d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N déposée sur GaN à partir de la couche Ga, on a une contrainte extensive orientée vers le substrat, le paramètre de maille de AlGa<sub>x</sub>N étant plus grand que le paramètre de maille du nitrure de gallium.

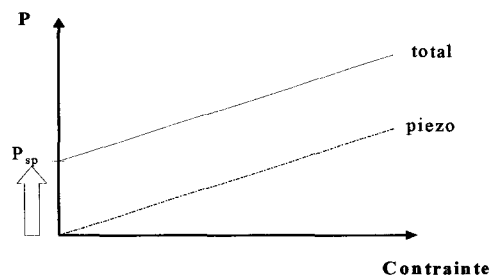


Figure (2 ; 3 ; 1 ; 2) : Représentation de la polarisation globale de la couche AlGa<sub>x</sub>N en fonction du niveau de contrainte dans le matériau.

La polarisation totale de la couche d'AlGaN est la résultante des polarisations piézoélectrique et spontanée, elle est représentée sur la courbe de la Figure (2 ; 3 ;1 ;2) en fonction de la contrainte acquise lors de la croissance.

Effet de la polarisation globale de la structure :

Il s'agit de cette polarisation qui détermine la nature du 2 DEG à l'interface. Cela correspond au champ électrique induit par les effets de polarisation qui conduit à la courbure des bandes d'énergie. Ainsi le champ électrique élevé induit par les charges à l'interface forme le canal d'électrons confiné dans le puits de potentiel.

Dans un matériau massif, les polarisations spontanée et piézoélectrique sont généralement neutralisées par des charges de surfaces ou les porteurs libres. Par contre à l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN, il existe une densité surfacique de charge  $\sigma$  créée par les effets de polarisation tel que

$$\sigma = (\vec{P}_b - \vec{P}_p) \cdot \vec{n} \tag{II.8}$$

où  $\vec{P}_b$  et  $\vec{P}_p$  représentent les polarisations de chaque côté de l'interface et  $\vec{n}$  est le vecteur unitaire de la normale à la surface. Comme le montre la relation précédente, des conditions d'orientation des vecteurs de polarisation sont requises pour obtenir une densité surfacique maximum.

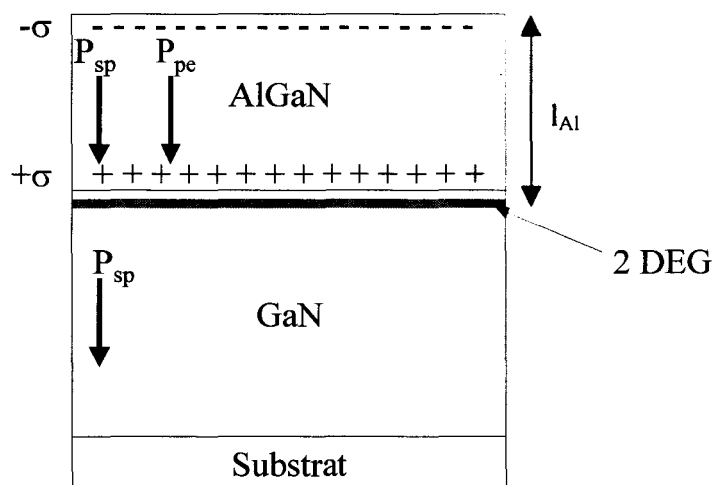


Figure (2 ;3 ;1 ;3) : Représentation des polarisations dans la structure globale, des zones de charge surfacique et du gaz bidimensionnel.

Pour avoir un confinement optimum des porteurs il faut que les polarisations piézoélectrique et spontanée dans l'AlGaN soit de même direction. La discontinuité de polarisation entre l'AlGaN et le GaN induit une densité de charge inter-faciale  $\sigma(x)$  positive telle que :

$$\sigma(x) = \Delta P = P_{sp, Al_x Ga_{1-x} N} + P_{piézo, Al_x Ga_{1-x} N} - P_{sp, GaN}$$

$$\sigma(x) = n_s(x)$$

Cette densité de charge  $\sigma(x)$  positive induite par les champs de polarisation doit être compensée par une charge de signe opposée. Les électrons libres dans la barrière d' $Al_x Ga_{1-x} N$  ou de la couche de GaN ou encore à la surface de l'échantillon (il existe des niveaux donneurs en surface) vont compenser cette charge et constituer ainsi le gaz d'électrons bidimensionnel dans la couche de GaN.

A la surface de l' $AlGaN$  la densité de charge  $-\sigma(x)$  négative induite par les champs de polarisation est compensée par des porteurs positifs de surface tels que des niveaux donneurs ionisés qui figent le niveau de Fermi dans la bande interdite.

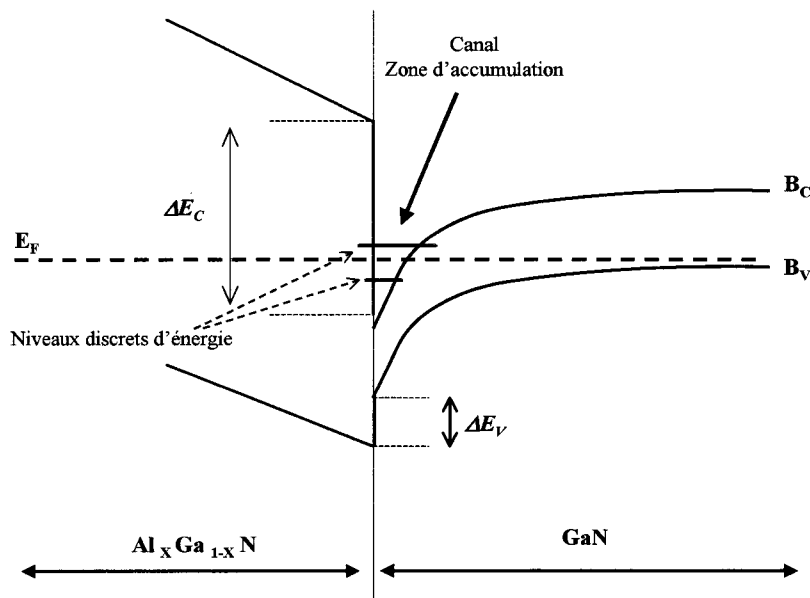


Figure (2 ;3 ;1 ;4) : Représentation énergétique de l'hétéro-structure  $AlGaN/GaN$  avec création du gaz d'électron bidimensionnel à l'interface.

L'hétérojonction est caractérisée par la discontinuité de la bande de conduction  $\Delta E_c$  entre les deux matériaux. Pour une largeur de puits inférieure à la longueur d'onde de De Broglie, des effets quantiques apparaissent. Ces effets se traduisent par la quantification des niveaux d'énergie des électrons et par la restriction du mouvement des porteurs dans le plan perpendiculairement à l'hétérojonction. On appelle gaz d'électrons bidimensionnel, l'accumulation des électrons dans ce puits.

En résumé, la juxtaposition de deux matériaux de bandes interdites différentes dans la structure  $AlGaN/GaN$  implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux. L' $AlGaN$  en tension déposé sur le GaN induit une importante concentration superficielle de charges fixes positives à l'interface par effet de polarisation piézoélectrique et spontanée qui courbe les bandes d'énergie. Cette hétérojonction entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petite bande interdite où s'accumulent les électrons.



## L'aluminium de la couche AlGaN

L'épaisseur de la barrière ne doit pas être trop élevée pour éviter tout début de relaxation de la contrainte. Son épaisseur est typiquement de l'ordre de 250-350 Å.

Cette contrainte en tension sera d'autant plus grande que le taux d'aluminium sera important. La composition en Al dans l'hétérostructure  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  est néanmoins limitée à une trentaine de pourcents pour éviter la génération de dislocations et/ou de fissures. La concentration d'électrons augmente de façon drastique avec la concentration d'aluminium. Cependant cette augmentation d'aluminium a pour effet néfaste de réduire la mobilité des porteurs, ceci pour plusieurs raisons ; augmentation de la diffusion inter sous-bande, augmentation du désordre dans l'alliage AlGaN et donc baisse de la mobilité des porteurs où la fonction des électrons du gaz bi-dimensionnel s'étend, augmentation de la densité de charge ainsi que des fluctuations de potentiel à l'interface. La rugosité de la surface qui produit des fluctuations de potentiel et donc une réduction de la mobilité des porteurs prend une importance croissante quand la concentration de l'aluminium augmente.

Les structures optimales présentent des concentrations d'aluminium entre 15% et 30% et permettent d'obtenir des concentrations électroniques de l'ordre de  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  dans le gaz 2D avec des mobilités de  $1500\text{-}2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . La combinaison de cette forte densité électronique et de cette forte mobilité devrait donc permettre d'atteindre des performances remarquables aussi bien en dynamique qu'en statique.

## Structure d'un HEMT AlGaN/GaN

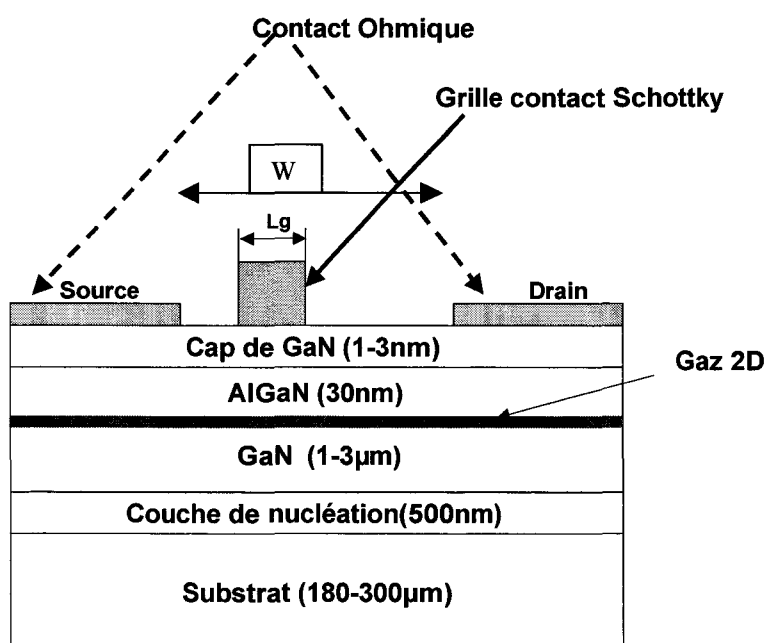


Figure (2 ;3 ;1 ;5) : Structure d'un transistor HEMT d'AlGaN/GaN incluant les métallisations de source, de grille et de drain.

La figure précédente (2 ;3 ;5) présente une coupe transversale schématique d'un composant avec sa structure épitaxiale et les plots de contacts ohmiques de drain et source et le contact Schottky de grille au milieu. La structure épitaxiale inclu une couche de protection en GaN(cap en anglais), la couche d' AlGaN de 25-30nm, le gaz d'électrons à l'interface, la couche de GaN de 1µm à 3µm suivant le type de substrat, la couche de nucléation et le substrat.

### 2-3-2 Caractéristique électrique statique du composant

Nous présentons dans cette partie les relations qui décrivent le transport électronique statique dans un HEMT. Nous présentons la caractéristique de courant de drain en fonction des tensions de drain et de grille ainsi que la transconductance de sortie du transistor. Le modèle minimaliste présenté s'est avéré suffisant pour nos études sur la thermique du composant.[14]

La tension de seuil de la grille Schottky est la tension dans la structure qui crée le canal entre la source et le drain. Il s'agit d'un paramètre très important comme pour tous les autres transistors à effet de champ.

Cette tension de seuil dans le HEMT est définie par :

$$V_T = \Phi_{bn} - V_p - \frac{\Delta E_c}{q}$$

avec  $\Phi_{bn}$  la hauteur de barrière Schottky

$V_p$  la tension de pincement du transistor

$\Delta E_c$  la discontinuité de bandes de conduction de l'hétérojonction AlGaN/GaN

La tension de pincement est la tension qu'il faut fournir à la grille pour vider le gaz 2 D sous la grille. Elle est définie par :

$$V_p = \frac{q \cdot n_s \cdot l_{AL}}{\epsilon}$$

avec  $n_s$  la densité de charge dans le gaz bidimensionnel,

$l_{AL}$  l'épaisseur de la couche d'AlGaN

$\epsilon$  Permittivité du matériau

Comme nous l'avons vu précédemment, la densité de porteurs dans le canal est issue de l'effet cumulé de la polarisation spontanée et piézoélectrique, elle s'exprime sous la forme.

$$n_s = \frac{C_0 [V_G - V_T - \psi(x)]}{q}$$

Où  $\psi(x)$  est le potentiel en un point entre le drain et la source et où

$$C_0 = \frac{\epsilon_s}{l_{Al} + \Delta d}$$

et où  $\Delta d$  est l'épaisseur du canal de gaz d'électrons qui est inférieure à une dizaine de nanomètres.

La valeur du courant le long du canal est donnée par la relation suivante :

$$I = W\mu_n q n_s E_S$$

$$I = W\mu_n C_0 [V_G - V_T - \psi(x)] \frac{d\psi(x)}{dx}$$

Le courant est constant le long du canal, et en intégrant la relation entre la source et le drain on obtient :

$$I = \frac{W\mu_n C_0}{L} \left[ (V_G - V_T)V_D - \frac{V_D^2}{2} \right]$$

Avec L la longueur source-drain.

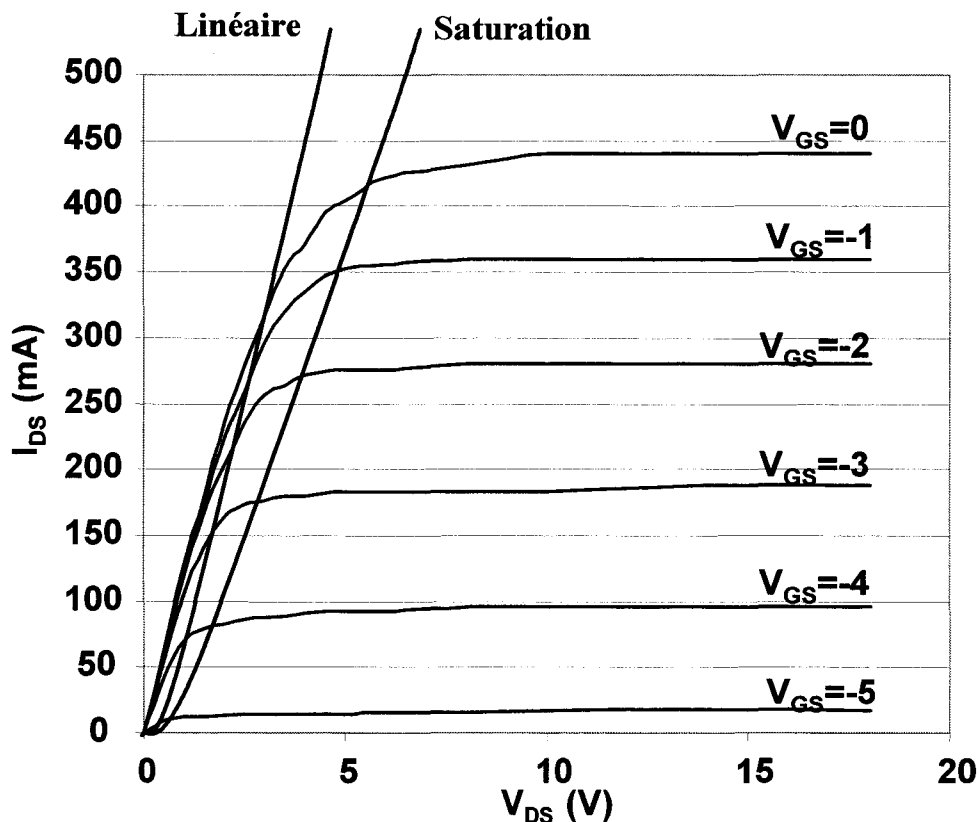


Figure (2 ; 3 ; 2 ; 1) : Caractéristique I-V statique du HEMT d'AlGaIn/GaN.

La caractéristique de courant de drain est représentée sur la courbe de la Figure (2 ; 3 ; 2 ; 1), cette caractéristique est décomposée en deux parties, la partie linéaire (ohmique) et la région de saturation.

#### Régime linéaire :

La région linéaire est définie pour  $V_D \ll (V_G - V_T)$ , elle correspond au comportement ohmique du composant.

$$I_{m,lin} = \frac{W\mu_n C_0 (V_G - V_T)V_D}{L}$$

La transconductance est donnée par la relation :

$$g_{m,lin} = \frac{dI_{lin}}{dV_G} = \frac{\mu_n C_0 W V_D}{L}$$

Régime de saturation :

La région de saturation est définie pour des valeurs élevées de  $V_D$  telles que  $V_{D,sat} = V_G - V_T$ , et dans ces conditions la densité de porteurs près du drain s'annule (condition de pinch-off), et ainsi le composant sature. Le courant devient :

$$I_{sat} = \frac{W \mu_n C_0}{2L} (V_G - V_T)^2$$

Avec une transconductance de

$$g_{sat} = \frac{dI_{sat}}{dV_G} = \frac{\mu_n C_0 W (V_G - V_T)}{L}$$

Généralement, le courant sature avant la condition de pinch-off, à cause de la saturation de la vitesse de porteurs. La valeur de la tension de saturation est définie par :

$$V_{D,sat} = F_C L$$

Où  $F_c$  représente le champ critique du composant.

La vitesse des électrons dans le gaz bidimensionnel en fonction du champ électrique  $F$  obéit à la relation analytique suivante :

$$v[F] = \frac{\mu_0 \times F}{\left( \left( \frac{\mu_0 \times F}{v_{sat}} \right)^\beta + 1 \right)^{1/\beta}}$$

Où  $v_{sat}$  est la vitesse de saturation des porteurs et  $\mu_0$  est la mobilité à bas champ électrique.

La figure (2 ;3 ; 2 ;2) présente simultanément la mesure expérimentale de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique et l'expression analytique présentée précédemment. La mesure a été réalisée à TRT/TIGER sur des motifs de test TLM avec un banc de mesure pulsée, de largeur de pulse de  $1\mu s$ , pour s'affranchir des effets de température qui viennent se superposer dans le cas de mesures continues.

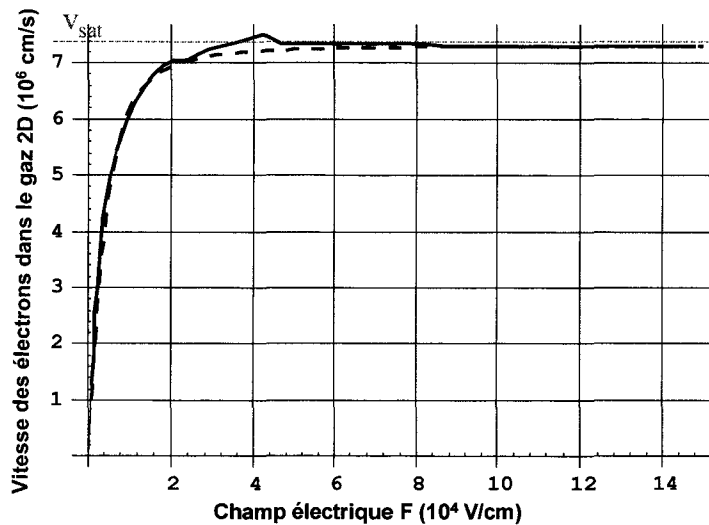


Figure (2 ;3 ;2 ;2), Mesure et modélisation de la vitesse des électrons dans le gaz 2D en fonction du champ électrique appliqué.

Ce modèle analytique de vitesse des électrons coïncide avec nos résultats expérimentaux pour des valeurs de mobilité, de vitesse de saturation et du coefficient  $\beta$  suivantes :

$$\mu_0 = 1200 \text{ cm}^2 / Vs$$

$$v_{sat} = 7,3 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

$$\beta = 1,9$$

Nous ne remarquons aucun effet de survitesse dans le cas du gaz bidimensionnel à base de nitrure de gallium.

Le courant de drain s'exprime en fonction de la vitesse de saturation des porteurs :

$$I_{sat} = Wqn_S v_{sat} = WC_0 (V_G - V_T) v_{sat}$$

La transconductance devient :

$$g_{sat} = \frac{dI_{sat}}{dV_G} = \mu_n C_0 v_{sat}$$

Nous pouvons remarquer que dans ce modèle le courant de saturation est indépendant de la longueur L et la transconductance est indépendante de L et de  $V_G$ . Les performances en fréquence du transistor HEMT sont définies par la fréquence de coupure  $f_T$  avec  $C_{par}$  la capacité parasite d'entrée, donnée par la relation :

$$f_T = \frac{g_{m,sat}}{2\pi(WLC_0 + C_{par})}$$

Ce modèle électrique ne fait pas intervenir directement la température dans le fonctionnement du transistor pourtant elle est omniprésente, dans la mobilité des porteurs par exemple...

## 2-4 Etude des défauts dans le nitrure de gallium

Les défauts ont un impact important sur les propriétés physiques du matériau et notamment sur la conductivité thermique.

Les défauts présents sont très variés : on observe aussi bien des dislocations (type coin, vis et mixte), des fautes d'empilement, des domaines d'inversion cristalline, des regroupements de dislocations en joints de grains. Les lacunes d'azote ou de gallium et les impuretés présentes comme le carbone contribuent à la génération de défauts dans le cristal. L'oxygène incorporé accidentellement crée par exemple un dopage n non intentionnel et des pièges à électrons en surface.[15-18]

### Dopage résiduel :

Le GaN est un matériau naturellement de type N. L'origine de ce dopage résiduel est encore sujette à controverse mais deux explications principales se dégagent :

- le dopage résiduel est associé aux lacunes d'azote, elles mêmes induites par les hautes températures utilisées pour la croissance de ce matériau.
- Certaines impuretés incorporées durant la croissance introduisent des niveaux donneurs dans la bande interdite notamment l'oxygène.

Des études SIMS sur les échantillons ont été initiées par l'équipe matériau TIGER et ont montré que l'oxygène était un agent de contamination important des couches. Des mesures électriques (densité de porteurs en fonction de la température) ont montré que l'énergie d'activation de l'oxygène dans le GaN varie de 4meV à 10meV pour les échantillons faiblement contaminés de  $3 \times 10^{17}$  à  $1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

L'oxygène pourrait donc tout à fait jouer le rôle d'un dopant n à condition que l'on maîtrise son incorporation. Toutefois l'oxygène reste un élément indésirable qui requiert une prudence toute particulière dans les étapes de technologie afin de ne pas altérer la surface des couches épitaxiées.

La réalisation de couches ayant un faible dopage résiduel est un des points clefs de la fabrication des structures de composants à base de nitrures. Dans notre cas des couches très isolantes sont requises pour la réalisation des transistors à effet de champ. En effet, si le dopage résiduel de la couche tampon d'un transistor est trop élevé, des courants de fuite et des pertes viendront perturber le fonctionnement du composant de puissance. De plus, le niveau d'impuretés influent directement sur la conductivité thermique et nous reviendrons dans le chapitre 3 sur ce problème.

### Défaut cristallin :

La croissance du GaN est rendue complexe du fait de l'absence de substrats adaptés en paramètre de maille et de coefficients de dilatation thermique différents. Ces désadaptations engendrent une quantité importante de défauts très variés : dislocations, micro-trous (Micropipes en anglais), îlots de surface, lignes de désaccord de paramètres de maille, mosaïcité des couches, etc., qui dégradent les performances des dispositifs.

### Les dislocations :

De ces nombreux défauts cristallins présents dans ce type de matériaux, les principaux sont les dislocations provoquées par la désadaptation de paramètres de maille. Celles-ci participent à la relaxation des contraintes lorsque l'épaisseur des couches augmente. La densité typique de dislocations traversantes varie de  $10^{10}\text{cm}^{-2}$  pour une hétéro-épitaxie sur  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiC}$ , ou encore  $\text{Si}$  (111) et à  $10^6\text{cm}^{-2}$  pour une homoépitaxie sur  $\text{GaN}$ .

Ces dislocations donnent lieu à des pièges dans la bande interdite et à des centres de diffusion ionisés, et elles participent aussi à l'inhomogénéité du matériau, qui dégrade ses propriétés de transport. Nous observons par exemple une diminution de la conductivité thermique de la structure épitaxiale quand le taux de dislocations est élevé. Elles représentent aussi des centres de recombinaison pour les porteurs de charge. L'équipe de Nakamura a montré qu'elles induisent des fuites importantes sur la caractéristique I-V inverse des diodes.

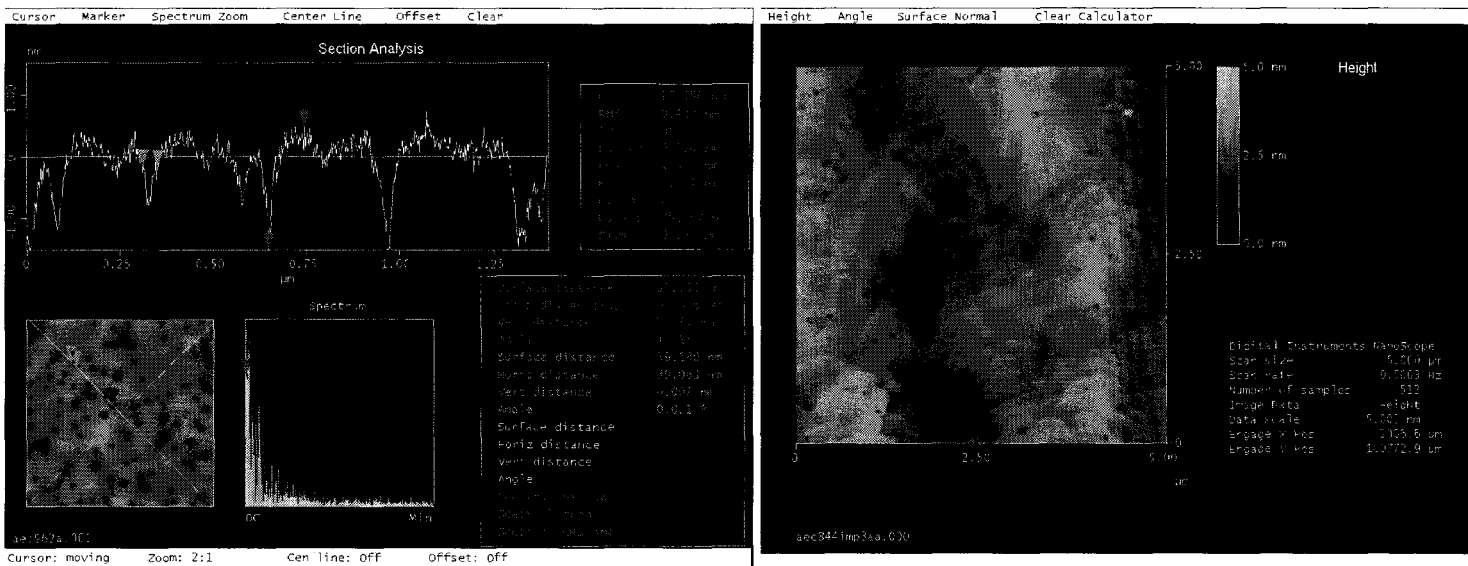


Figure (2 ; 4 ; 1) : Mesure AFM de l'épitaxie d'une structure HEMT d'AlGaN/GaN, mise en évidence des dislocations émergentes de la structure.

Une grande partie de ces dislocations est caractérisée par une direction de propagation globalement perpendiculaire au plan d'épitaxie. Elles sont souvent émergentes à la surface de l'échantillon, elles apparaissent sous forme de piqûres à fort contraste. La figure (2 ; 4 ; 1) présente une mesure AFM d'une structure HEMT épitaxiale épitaxiée par MOCVD. On voit clairement les dislocations émergeant à la surface de la couche de  $\text{GaN}$  épitaxiée sur un substrat de  $\text{SiC}$ , ce qui permet d'en déduire la concentration de dislocations par unité de surface de quelques  $3 \times 10^9\text{cm}^{-2}$ .

Il existe des dislocations émergentes ou « coins pures » en grand nombre dans le  $\text{GaN}$ , leur effet sur la relaxation des contraintes est maximal dans la direction du plan de base. Elles sont donc les plus efficaces pour contrebalancer la forte désadaptation de paramètre de maille entre les couches de substrat.

Nous observons de manière moins fréquente toutefois des dislocations de type « vis » dans le  $\text{GaN}$  qui se courbent avant d'atteindre la surface de l'échantillon et prennent leur

origine à l'interface GaN/substrat. Ces dislocations sont de nature glissile et témoignent d'une forte relaxation plastique des couches de GaN pendant la croissance.

De manière générale, les dislocations limitent sévèrement les performances des composants à semi-conducteur III-V classiques. Mais dans le cas des nitrures et malgré leur densité élevée, les dislocations ne semblent pas gêner le fonctionnement électrique des composants de puissance HEMT AlGaIn/GaN si leur concentration est inférieure à  $10^{11} \text{cm}^{-2}$ . Toutefois, il est reconnu que les dislocations influencent les propriétés électriques dans le temps et posent des problèmes de fiabilité des composants de puissance à la fois à court et à long terme. De même, la présence de dislocations influe de façon importante aussi sur la conductivité thermique du matériau et de son évolution en température. Elles conditionnent ainsi la tenue en température des composants.

#### Limitation de la densité de dislocations :

Plusieurs astuces de croissance ont été proposées afin de limiter les effets du désaccord de maille entre le GaN et le substrat quelque soit celui-ci.

La première est l'insertion de plusieurs couches de nucléation successives qui limite la propagation des dislocations. La densité de dislocations peut ainsi tomber de  $10^{11} \text{cm}^{-2}$  à  $10^8 \text{cm}^{-2}$ .

La deuxième méthode est basée sur la reprise d'épitaxie latérale (ELOG). Après avoir épitaxié une première couche de GaN sur le substrat, des bandes de  $\text{SiO}_2$  ou de  $\text{SiN}_x$  régulièrement espacées sont formées par des méthodes de dépôts type CVD, de lithographie et de gravure. L'épitaxie du GaN est alors reprise dans la zone épitaxiée au-dessus des bandes de diélectrique, on obtient ainsi un matériau avec une faible densité de dislocations typiquement de l'ordre de  $10^6 \text{cm}^{-2}$  grâce au confinement des dislocations dans les germes de GaN, alors que le GaN déposé sur le masque diélectrique inclut nettement moins de défauts. Cette méthode est particulièrement utilisée dans la croissance des structures optiques qui requièrent un faible taux de défauts du fait de leur fonctionnement ambipolaire.

La présence de défauts en quantité plusieurs fois supérieure à celle présente dans l'arséniure de gallium n'apparaît cependant pas rédhibitoire pour la fabrication de composants à base de nitrures.

#### Autres défauts cristallins:

Les défauts dans le matériau font partie intégrante de la croissance de GaN. A ces dislocations s'ajoutent des défauts ponctuels dont la liste qui suit n'est pas exhaustive. La désadaptation de paramètres de maille cristalline entre le substrat et le GaN est un paramètre clef qui conditionne les propriétés du matériau épitaxié .

Il existe aussi des défauts directement liés à l'état de surface du substrat. L'épitaxie reproduit exactement les défauts de la surface initiale, qui sont particulièrement nombreux sur les substrats de carbure de silicium du commerce et demande un traitement de surface adapté.

Les « micropipes », qui prennent la forme de micro-cheminées, d'où le nom de micropipes, traversent de part et d'autre le matériau massif. L'origine de ces défauts met en cause des dislocations vis géantes se développant de manière intrinsèque dans le matériau. Il semble que la densité de ces défauts soit liée à la pureté du matériau au moment de l'épitaxie ainsi qu'à la répartition des contraintes lors de la croissance.

Tous ces défauts influent sur la qualité du matériau et ont un effet significatif sur les propriétés intrinsèques du matériau (diffusivité thermique, mobilité des électrons...). Les



figures (2 ; 4 ;2-3) présentent quelques défauts cristallins observés par AFM lors de nos travaux.

Les mesures AFM suivantes présentent quelques défauts cristallins rencontrés dans la caractérisation de couches HEMTs de nitride de gallium.

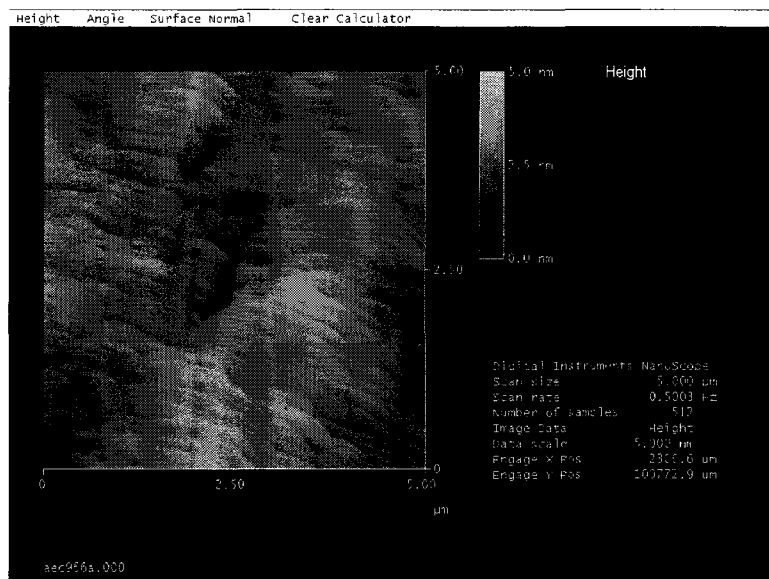
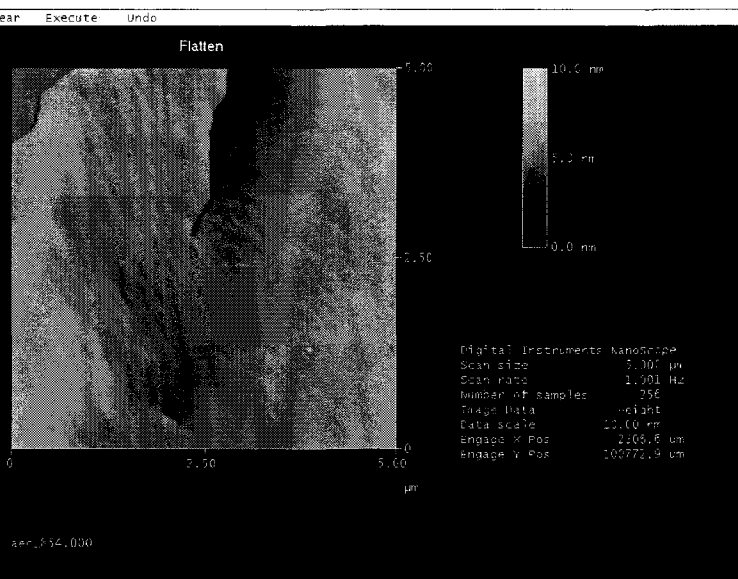


Figure (2 ;4 ;2) : Mesure AFM de micro-pipes

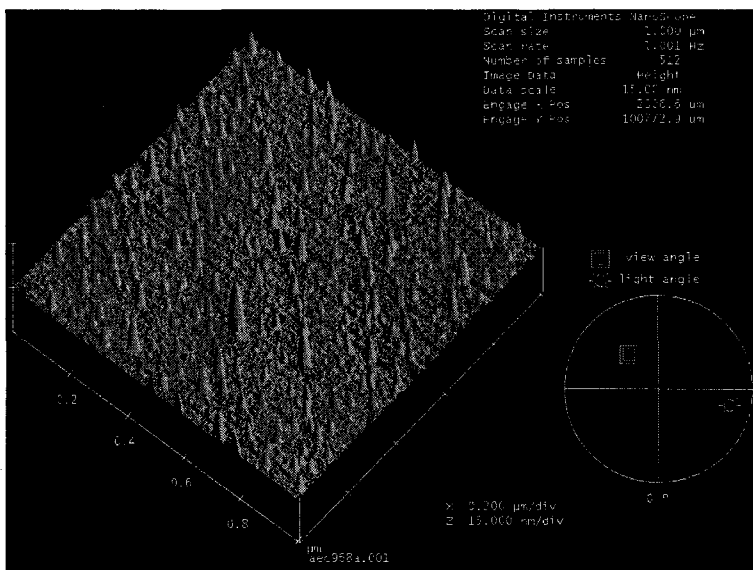
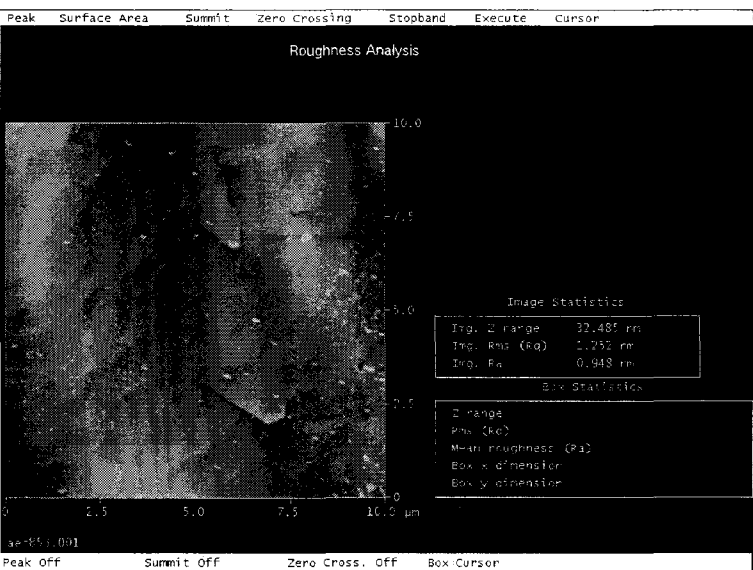


Figure (2 ;4 ;3) : Mesure AFM d'un soulèvement de couche

Mesure AFM d'une épitaxie réalisée avec un écart par rapport à la température de croissance.

## 2-5 Technologie HEMT :

Le transistor HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> est une structure planaire et la technologie des composants utilisés pendant ces travaux peut être résumée en 10 étapes, qui vont de la plaquette épitaxiale aux transistors en boîtiers. Toutes ces étapes sont en perpétuelle amélioration et cette description ne se veut pas figée, elle constitue un exemple de fabrication des composants utilisés durant nos études thermiques.

Les composants étudiés ont principalement été réalisés à l'aide du masque SiC95, qui avait développé pour le MESFET SiC par l'équipe SiC de TRT. Nous présentons donc la technologie associée à ce masque. Le process est décomposé suivant les étapes principales de réalisation.

### Etape 1: Nettoyage

Cette première étape est celle du nettoyage. Les plaques ayant été caractérisées par l'équipe matériau, du mercure a été déposé sur les plaques afin de réaliser les mesures capacitives. En effet le mercure forme un contact Schottky permettant par polarisation inverse et mesures capacitive de déterminer la concentration de porteur. Un nettoyage spécial et agressif est ainsi nécessaire. Des bains de solvant chaud, acétone et propanol sont associés à des ultrasons. Ces traitements sont alternés par des bains de HNO<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O pendant 5 min et de HCl/H<sub>2</sub>O pendant 1min30s.

### Etape 2 : Isolation inter-composant

L'isolation des composants les uns par rapports aux autres est faite par gravure de la zone active du composant jusqu'au buffer Ga<sub>N</sub> électriquement isolant. Cette étape se résume par une photolithographie qui définit les sites des futurs transistors à l'aide d'une gravure IBE. Une épaisseur de 1000 Å à 5000 Å est gravée à une puissance de 200eV.

### Etape 3 : Contact ohmique drain-source

Une étape de lithographie est réalisée pour obtenir le contact ohmique. Le dépôt métallique fait à TRT est du Ti/Al (50nm/100nm). Dans le cadre de Tiger une optimisation du contact ohmique a conduit à utiliser Ti/Al/Ni/Au. Les contacts ohmiques en Ti/Al sont déposés par évaporation et recuits (900°C, 30s) de façon à obtenir un contact optimum d'environ 0.5Ω.mm. Le recuit de contact produit une importante diffusion du titane dans les couches de Ga<sub>N</sub> et AlGa<sub>N</sub>. De cette diffusion résulte la création par réaction de différents alliages (TiN, AlN, TiAlNGa,...) et préférentiellement de l'alliage TiN très bon conducteur électrique relie le gaz d'électrons à la surface.

### Etape 4 : Contact Schottky

Les grilles sont déposées au masqueur électronique avec des longueurs de 0.15µm à 0,5µm, ou photolithographie optique pour des longueur de 0.7 à 1µm. Les métaux utilisés pour le contact Schottky sont en Pt/Au (50nm/600nm), déposés par évaporation par bombardement électronique.

### Etape 5 : Passivation

Le composant est ensuite passivé avec un dépôt de diélectrique, SiO<sub>2</sub>/SiN (1000Å / 500Å) ou du SiN standard (1000 Å). Ce dépôt est réalisé par PECVD à une température de 340°C.

Etape 6 : Ouverture de passivation

Afin de poursuivre le process, on effectue une gravure d'ouverture de passivation par photolithographie sur les plots de contact. Le diélectrique est gravé par RIE (Reactive ion etching) sous un gaz SF<sub>6</sub> dilué à 10% dans l'azote avec une pression de 1Pa et une puissance de 20W.

Etape 7 : interconnexion

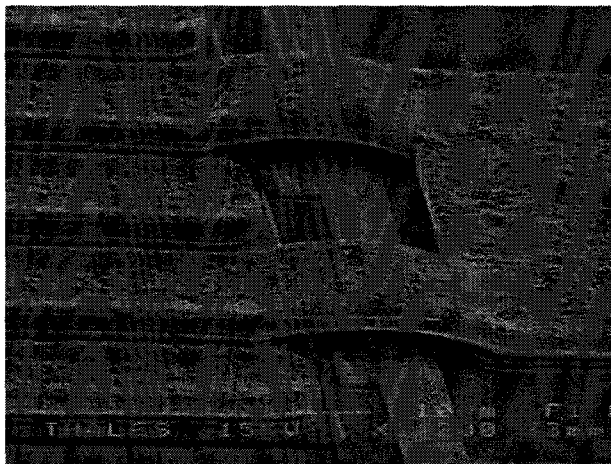
Les plots de contact ohmique sont prolongés et épaissis ainsi que le plot de connexion de grille par un dépôt de Ti/Pt/Au (50nm/50nm/600nm) soit un total 700nm suivant le type de composants dans l'étape de recharge. Le procédé standard de TIGER actuel utilise une épaisseur totale de 1,9µm.

Etape 8 : Planarisation

Un dépôt de BCB (benzocyclobutène) est fait sur les zones actives de certains composants de grands développements afin d'apporter un renfort mécanique à la structure et d'améliorer la thermique du composant. Ce polymère BCB sert de couche de planarisation pour les empilements suivants et permet de faciliter le report flip-chip réalisé ultérieurement.

Etape 9 : Interconnexion final de type « ponts »

La dernière étape du processus technologique est la réalisation des ponts à air ou à BCB selon que la planarisation a été réalisée ou non. Les ponts en or électrolytique permettent l'interconnexion des électrodes de source des composants et ont une épaisseur de 5µm.



*Figure (2 ;5 ;1) : Mesure au microscope électronique à balayage de ponts à air. Plaquette A243*

Etape 10 :

L'étape finale est la métallisation de la face arrière des composants et la découpe de la plaquette et le montage des composants en boîtier. Les composants sont brasés à l'or/étain sur le boîtier. La brasure utilisée présente une épaisseur de 30µm et le composant est connecté par des fils d'or thermocompressés.

Le choix du boîtier dépend de l'application que l'on veut faire du composant et du banc de caractérisation utilisé. Les mesures Raman requièrent l'utilisation de boîtiers du type Copernicus 4B, alors que pour les mesures pulsées statiques on utilise les boîtiers BMH60, et enfin pour les mesures SThM, un boîtier spécifique a été réalisé.

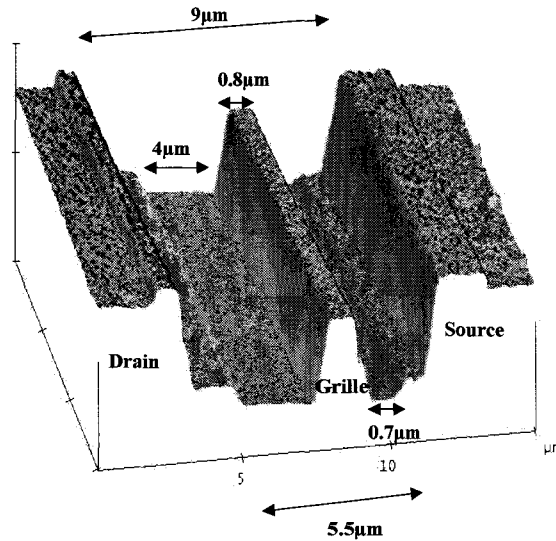


Figure (2 ;5 ;2) : AFM d'un HEMT

La figure précédente montre la topographie mesurée par AFM de la zone active d'un transistor réalisé à partir du masque SiC95, sur laquelle les longueurs caractéristiques ont été reportées. L'espace Drain-Source est de 6µm et la longueur de la grille est de 0,8µm. L'espace entre les plots de recharge de drain et de source est de 9µm et enfin l'espace grille – drain est de 4µm - espace où nous avons concentré nos investigations. Afin d'avoir une bonne résolution de la zone active la technologie du composant mesuré n'est pas complète, la recharge d'or électrolytique n'a pas été réalisée.

Les mesures AFM suivantes montrent la rugosité des contacts ohmique après leur recuit. La Figure (2 ; 5 ;3) montre la caractérisation AFM d'un composant HEMT épitaxié sur saphir dont le processus technologique de réalisation n'est pas complet et arrêté après l'étape de passivation afin de pouvoir explorer l'ensemble de la structure par AFM.

La Figure (2 ;5 ;4) montre un composant HEMT épitaxié sur silicium (référence A243) et qui a bénéficié de l'ensemble des étapes technologiques du jeu de masques SiC243.

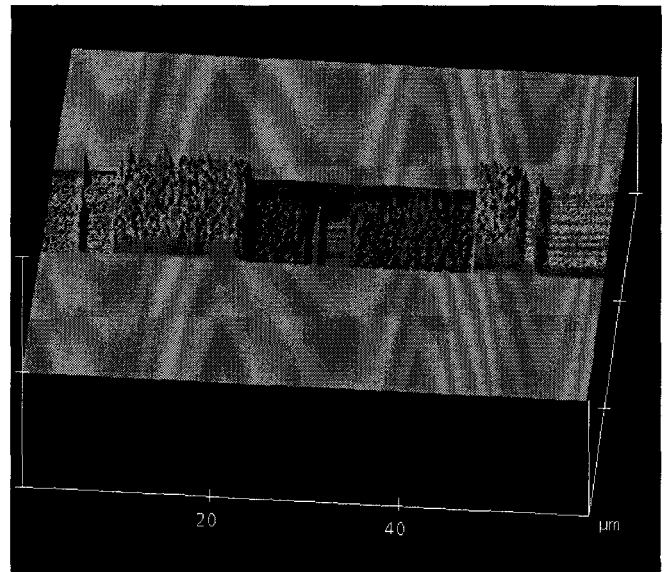
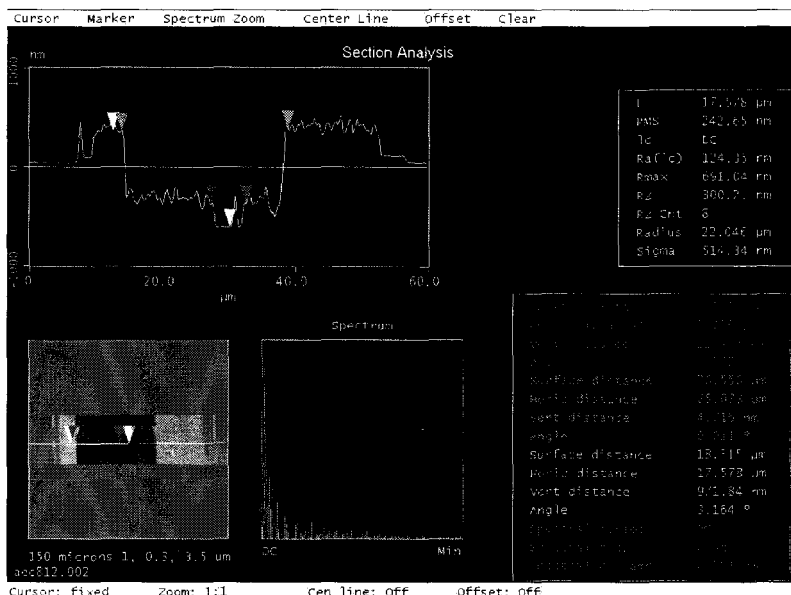


Figure (2 ; 5 ; 3) : Mesure de surface par AFM d'un composant HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de saphir. Représentation tridimensionnelle.

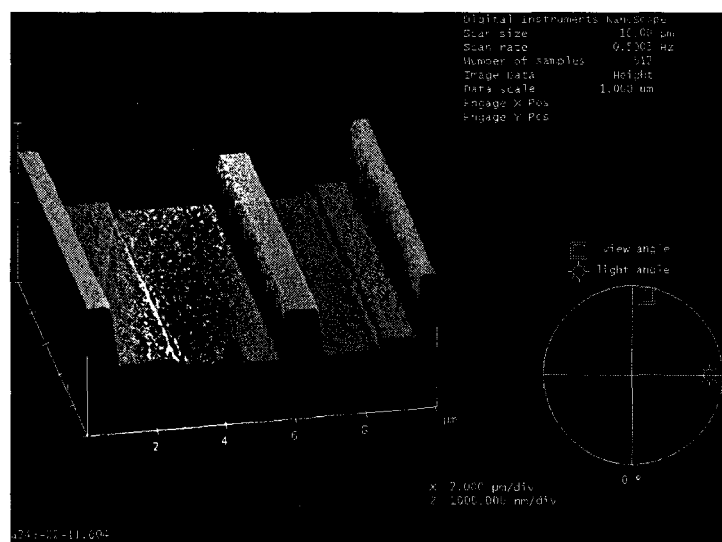
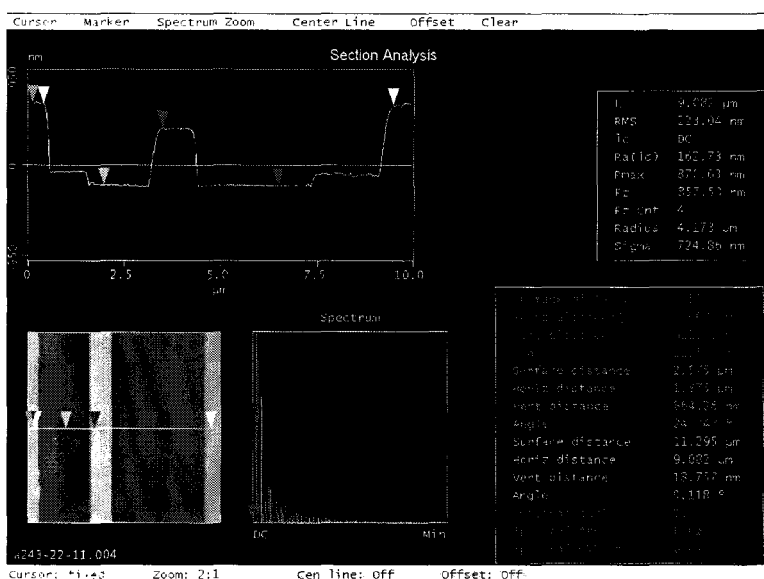


Figure (2 ; 5 ; 4), Mesure de surface par AFM d'un composant HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de Si.

## 2-6 Conclusion :

Ce second chapitre nous a permis d'avoir une vision globale du transistor HEMT à base de nitrure de gallium, composants de puissance hyperfréquence, autant du point de vue du principe de fonctionnement que de son mode de fabrication, structural et technologique. Le travail a été réalisé sur ce type de composant et nous ferons référence à cette description préliminaire pour définir les problématiques rencontrées pendant l'étude, autant du point de vue des dimensions que des effets physiques liés aux matériaux qui constitue la structure.

### **3 Transfert de la chaleur**

L'étude du transfert thermique est la science qui décrit le transfert d'énergie d'un système en son sein et avec le milieu extérieur et permet d'en établir la température.

Le deuxième principe de la thermodynamique définit physiquement la flèche du temps et donc traduit le fait du transfert de l'énergie du point le plus chaud vers le point le plus froid de façon irréversible. Les trois principaux modes de transfert, à savoir conduction, radiation et convection sont présentés dans cette partie et appliqués au cas de l'analyse des composants électroniques de puissance.

Le transfert par conduction est le transfert de la chaleur par contact des atomes liés dans le solide. Le transfert par rayonnement thermique est l'échange de chaleur entre deux systèmes, séparés dans l'espace, par rayonnement électromagnétique. Enfin le transfert par convection, combine la conduction, le mouvement de masse et le stockage d'énergie. Ce type de transfert intervient souvent dans les liquides et le gaz. Dans notre exposé nous ne tenons pas compte des phénomènes de transitions de phase.

#### **3-1 Transfert de chaleur par conduction :**

Le transfert d'énergie par conduction se produit au sein d'un élément solide d'un élément matériel dès lors qu'il existe un gradient de température. Il représente l'effet global du transport d'énergie par des porteurs élémentaires (phonons, électron...) du matériau. Quand il existe un gradient de température dans un corps, un transfert d'énergie de la région à plus haute température à la région ayant la plus basse température s'établit afin de réduire l'entropie du système [1-4].

Dans le cas d'un fluide en mouvement, les porteurs élémentaires (molécules, atomes, électrons...) sont caractérisés par une énergie cinétique et par éventuellement des états d'énergies électroniques. Compte tenu des collisions inter-particules dépendant des potentiels d'interaction et à partir de la statistique de Boltzmann on peut modéliser statistiquement les phénomènes d'échanges. Cela permet ainsi, même dans le cas d'un mélange d'espèces, de déterminer la conductivité thermique d'un fluide.

Dans le cas des solides, les atomes sont liés par le réseau cristallin. Les vecteurs élémentaires de l'énergie sont les phonons (quanta de vibrations du réseau) et les électrons libres (ou de conduction électrique et thermique).

Dans le cas simple d'un milieu homogène et isotrope, le flux de chaleur conductif défini par unité de surface est directement proportionnel au gradient de température local.

$$q^{cd} = -K(T)\nabla T$$

Le coefficient de proportionnalité positif  $K(T)$  est défini comme la conductivité thermique du matériau étudié, coefficient variable avec la température. Le signe négatif est introduit pour satisfaire au second principe de la thermodynamique et ainsi le flux suit la décroissance de la température.

Cette équation est la loi de Fourier de conduction de la chaleur. Joseph Fourier mathématicien et physicien français, a apporté une importante contribution à l'étude de transfert thermique par conduction.

Pour un flux de chaleur défini en watt, la conductivité thermique  $K(T)$  exprime en  $Wm^{-1}K^{-1}$ .

Dans de nombreux cas la diffusion de la chaleur dans un matériau di- ou tri-dimensionnel peut être simplifié à un système à une dimension. Le transfert de la chaleur est assimilé au flux à travers une surface définie. La combinaison de la conductivité thermique, de l'épaisseur du matériau et la surface permet de définir la résistance thermique de la couche. La résistance thermique est une grandeur non-linéaire notamment en fonction de la température.

L'équation de diffusion de la chaleur devient en régime établi :

$$\text{flux} \cdot \text{de} \cdot \text{chaleur} \cdot \text{conductif} = \frac{\text{Gradient} \cdot \text{de} \cdot \text{température}}{\text{Résistance} \cdot \text{thermique}}$$

Soit donc

$$P^{CD} = \frac{(T_i - T_f)}{R_{TH}}$$

La valeur de la résistance thermique est importante dans l'étude des composants électroniques car elle permet de mesurer l'efficacité thermique du système autant du point de vue des matériaux mais aussi du point de vue du design. Ce sera d'ailleurs cette valeur qui permettra les comparaisons des différentes structures tout au long de cette étude.

#### Equation de la chaleur :

On considère le cas simple à une dimension, d'une source de chaleur présente dans le composant et variant avec le temps. Elle est définie dans le plan yz, le flux conductif parcourt l'axe des abscisses, perpendiculairement à la surface d'échange. On définit  $q_x$  le flux de chaleur en x et  $q_{x+dx}$  le flux de chaleur en x+dx.

On écrit l'équation de conservation de l'énergie sur l'élément de matière d'épaisseur dx et de surface A.

Energie entrant dans l'élément dx par conduction+ Energie générée =  
Changement d'énergie +Energie sortant de l'élément dx par conduction.

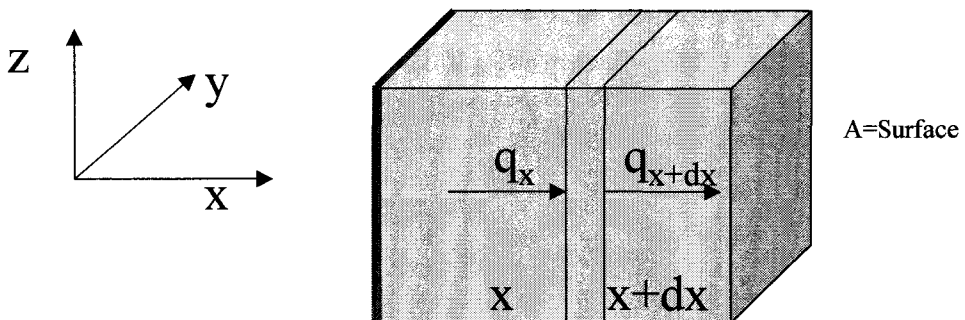


Figure (3 ;1 ;1), flux de chaleur dans un bloc de matière élémentaire.

**Energie conductive entrant dans l'élément dx :**  $q_x A = -K.A. \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_x$

**Energie générée :**  $q' . A . dx$

**Changement d'énergie :**  $\rho.Cp.A.\frac{\partial T}{\partial t} dx$

**Energie conductive sortant de l'élément dx :**  $= q_x A = -K.A.\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x+dx}$   
 $= -A \left[ K \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx \right]$

$q'$  = énergie générée par unité de volume,  $W.m^{-3}$

$Cp$  = Chaleur spécifique du matériau,  $J.kg^{-1}K^{-1}$ .

$\rho$  = Densité,  $kg.m^{-3}$

$$q_x A + q' A dx = q_{x+dx} A + \rho.Cp.A.\frac{\partial T}{\partial t} dx$$

$$-K.A.\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_x + q'.A.dx = \rho.Cp.A.\frac{\partial T}{\partial t} dx - A \left[ K \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx \right]$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q' = \rho.Cp.\frac{\partial T}{\partial t}$$

On obtient ainsi l'équation de la chaleur à une dimension. Afin d'étudier les systèmes plus complexes, on généralise cette équation aux trois directions de l'espace en considérant la conduction de la chaleur suivant x, y et z.

L'équation de la chaleur généralisée aux trois dimensions devient :

$$\nabla.(K.\nabla T) + q' = \rho.Cp.\frac{\partial T}{\partial t}$$

Elle régit tous les phénomènes de conduction dans les milieux homogènes, dans le cas de l'équilibre thermodynamique ainsi qu'hors équilibre.

Dans le cas d'un milieu où la conductivité thermique est indépendante de la température, l'équation de la chaleur devient

$$D.\nabla^2 T + \frac{q'}{\rho.Cp} = \frac{\partial T}{\partial t}$$

Avec D la diffusivité thermique du milieu ( $m^2/s$ ).

### **3-2 Transfert de chaleur par radiation :**

L'énergie peut être échangée entre un système et le système matériel extérieur par rayonnement [1-4]:



- l'émission spontanée de rayonnement est une conversion de l'énergie stockée dans le système (énergie de vibration-rotation, énergie électronique, énergie des phonons, ..) en une énergie radiative (photons).
- L'absorption d'un rayonnement qui est la conversion d'énergie radiative en énergie stockée dans le système.

On distingue trois types de milieux : les corps transparents, les corps semi-transparentes et les corps opaques.

- Un milieu transparent n'interagit pas avec le champ de rayonnement, il n'émet pas, n'absorbe pas, ne réfléchit pas. Tout rayonnement incident est transmis quelles que soient sa direction et sa fréquence.
- Un milieu opaque ne transmet aucun rayonnement incident, ce dernier est donc totalement absorbé. Dans la mesure où le corps opaque absorbe de l'énergie, il est susceptible d'en émettre.
- Un milieu semi-transparent réfléchit, absorbe, diffuse ou transmet un rayonnement incident, et il peut émettre également un rayonnement.

Dans notre travail nous allons nous limiter aux échanges d'énergie radiative d'un corps opaque à travers un milieu transparent. Considérons les divers flux surfaciques impliqués dans le transfert d'énergie.

On pose donc ;  
le flux surfacique émis par le corps opaque:  $\Phi^E$   
le flux surfacique absorbé par le corps opaque :  $\Phi^A$   
le flux surfacique réfléchi par le corps opaque :  $\Phi^F$

Nous allons déterminer le rayonnement thermique émis par le corps. Pour ce faire, il faut déterminer le flux radiatif surfacique monochromatique  $\Phi^R_\lambda$  émis dans l'intervalle spectral  $[\lambda, \lambda+d\lambda]$  et l'intégrer sur tout le spectre pour obtenir le **flux surfacique radiatif**  $\Phi^R$

$$\Phi^R = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \Phi^R_\lambda d\lambda$$

Le bilan énergétique du système conduit à considérer le flux incident et sortant du corps opaque respectivement  $\Phi^i$  et  $\Phi^p$ .

Le flux incident est en partie absorbé et en partie réfléchi :  $\Phi^i = \Phi^A + \Phi^F$

Le flux sortant est en partie émis et en partie réfléchi :  $\Phi^p = \Phi^E + \Phi^F$

$\Phi^R$  résulte de la différence entre le flux incident et le flux sortant  $\Phi^p - \Phi^i$ , soit encore le rayonnement émis par le corps moins celui absorbé par celui-ci.

$$\Phi^R = \Phi^E - \Phi^A$$

Le rayonnement radiatif est un rayonnement électromagnétique de photons de fréquence  $\nu$  et d'énergie  $h\nu$ . Dans notre hypothèse d'un milieu transparent homogène et isotrope on peut définir une longueur d'onde radiative  $\lambda=c/\nu$ , où  $c$  est la célérité du rayonnement dans le milieu.

Le domaine de rayonnement thermique couvre le proche infrarouge et le visible. On définit la longueur d'onde du rayonnement.

Le flux radiatif monochromatique est déterminé à partir de la luminance  $L_\lambda$  monochrome du rayonnement considéré, intégré dans toutes les directions de l'espace que le système permet. La luminance décrit le rayonnement monochromatique qui sort de la surface émettrice. La physique statistique démontre que dans le cas d'un milieu opaque, non dispersif,

d'indice 1 en équilibre thermique, il existe en tout point un rayonnement d'équilibre dont la luminance est donnée par la formule de Planck :

$$L_{\lambda}^0 = \frac{2hc^2\lambda^{-5}}{\left[ \exp\left(\frac{hc^2}{k_B\lambda T}\right) - 1 \right]}$$

Cette fonction passe par un maximum à T fixée pour un  $\lambda_m$  vérifiant :  
 $T \cdot \lambda_m = 2898$

La figure ci-dessous montre la relation température-longueur d'onde du rayonnement.

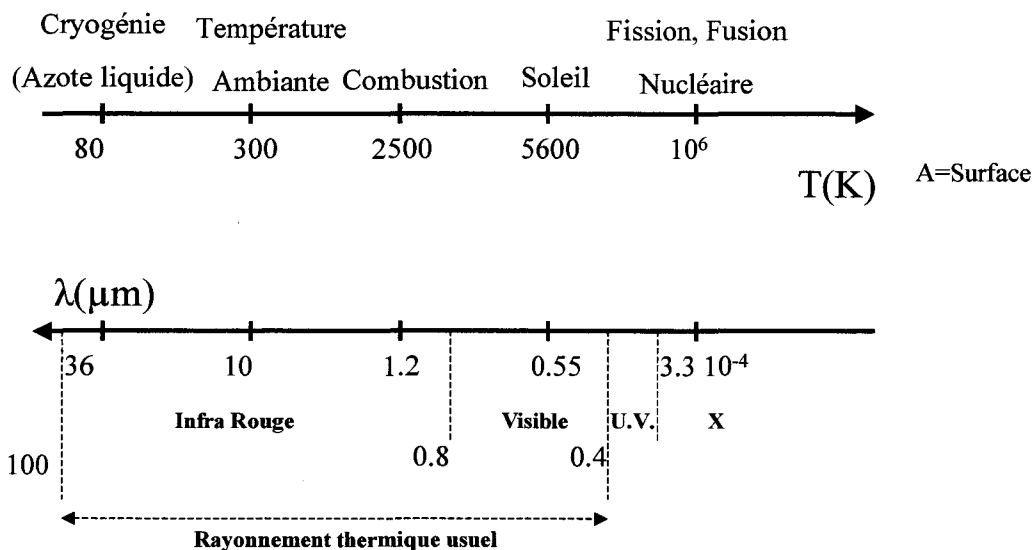


Figure (3 ; 2 ; 1) : Spectre des températures et des longueurs d'onde associées

La loi de Stephan-Boltzmann définit le **flux surfacique total du rayonnement à l'équilibre**, pour une température T :

$$\Phi = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \pi \cdot L_{\lambda}^0 d\lambda = \sigma T^4$$

(Loi de Stephan - Boltzmann)

$$\text{Avec } \sigma = \frac{2\pi^4 k_B^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

**Le rayonnement d'équilibre** constitue une référence du rayonnement émis par un corps et sa valeur caractérise le rayonnement du **corps noir**.

Dans notre étude, nous travaillons à partir de corps opaques dont le rayonnement émis est inférieur à celui du rayonnement d'équilibre (corps noir) à la même température, ils sont identifiés en tant que corps gris. On définit ainsi l'émissivité  $\epsilon$  directionnelle du corps tel que :

$$\Phi' = \varepsilon \cdot \Phi$$

Avec  $\Phi'$  le flux de rayonnement émis par le matériau opaque et  $\varepsilon \leq 1$  est l'émissivité caractéristique de ce même matériau. L'émissivité typique de nombreux matériaux est donnée dans la littérature.

La valeur du flux de rayonnement réel émis est par conséquent donnée par la relation :

$$\Phi' = \varepsilon \sigma T^4$$

On en déduit la valeur de la puissance émise par un corps gris :

$$P^R = \varepsilon \sigma T^4 \cdot S$$

Avec S la surface émettrice du corps gris et T sa température.

### 3-3 Transfert de chaleur par convection :

Les composants électroniques dans la majorité des cas sont utilisés dans l'air et un refroidissement par convection est donc présent dans le bilan énergétique. La convection provient de l'échange des calories du composant avec l'air ambiant [1-4].

Différents types de convection peuvent être présentes suivant la nature du fluide et de son écoulement. Nous présenterons ici le cas simple de la convection de matériaux plans dans de l'air.

La convection naturelle apparaît spontanément quand il existe un gradient de température. La convection forcée se produit quand le mouvement du fluide est imposé par une intervention extérieure au système. Enfin la convection mixte qui est un mélange des deux processus précédents (naturelle et forcée).

Considérons le composant échauffé à une température  $T_c$  et le fluide (air) dans lequel baigne le système à une température  $T_f$ . La vitesse du fluide est considérée comme nulle à la surface du composant. Les calories sont donc échangées par conduction en ce point. Pour estimer la puissance dissipée par convection il faut déterminer la vitesse du fluide et sa capacité à emmagasiner les calories. On utilise la loi de Newton de refroidissement :

$$q^{conv} = P^{conv} = h \cdot A \cdot (T_c - T_f)$$

Avec  $q^{conv}$  représente le transfert de chaleur par convection, équivalent à la puissance  $P^{conv}$  diffusée par le gaz. La quantité h est appelée le facteur de transfert thermique par convection et s'exprime en  $W \cdot K^{-1} \cdot m^2$ . Le coefficient h peut être calculé pour des cas simples, mais pour des situations complexes, il est déterminé expérimentalement. A représente la surface du composant.

Dans notre cas, nous nous contenterons du cas simple d'un parallélogramme de matière immergé dans de l'air. Certaines valeurs de h sont données dans le tableau suivant, afin d'avoir l'ordre de grandeur de la contribution de la convection. La pression de l'air est fixée à la pression atmosphérique.

Mode de convection	h ( $Wm^{-2}K^{-1}$ )
Convection naturelle de l'air sur un plan	4,5
Convection naturelle de l'air dans un cylindre de 2cm de diamètre	6,5
Convection forcée de l'air sur un plan (vitesse du fluide :2m/s)	12
Convection forcée de l'air sur un plan (vitesse du fluide :35m/s)	75

Tableau (3 ; 3 ; 1) : Valeurs typiques d'échange par convection.

### **3-4 Contribution des divers modes de transfert thermique :**

Afin de déterminer l'impact des différents mécanismes (conduction, convection, radiation) d'écoulement de la puissance dissipée, nous avons effectué un calcul analytique simplifié [5-6].

Pour ce faire, nous avons imposé quelques hypothèses simplificatrices au modèle. Le calcul a été réalisé pour un bi-doigts de  $250\mu\text{m}$  de développement de grille. Ce composant est inclus dans une puce en silicium dont la surface est de  $3\text{mm}^2$ . Le report de la puce est classique et effectué sur un bloc de cuivre doré dont la température est maintenue constante et égale à la température ambiante de  $300\text{K}$ .

Les valeurs de la surface et de la température de la puce sont surévaluées afin de définir des valeurs maximales des contributions de la convection, de la radiation et de la conduction.

L'application numérique est réalisée dans une large gamme de températures de fonctionnement du composant [ $90\text{K}$ ;  $1000\text{K}$ ].

#### **Cas du transfert par conduction :**

Afin d'être le plus rigoureux possible, dans le cas de la conduction thermique, on a utilisé la valeur de la résistance thermique déterminée par nos mesures pulsées, mesures qui seront présentées ultérieurement dans ce document.

La valeur de résistance thermique d'un tel composant est de  $62\text{KW}^{-1}$  à l'ambiante.

#### **Cas du transfert par radiation :**

Dans le cas de la radiation on considère le rayonnement du composant comme celui d'un corps noir (émissivité  $\varepsilon=1$ ) avec une surface d'émission de  $3\text{mm}^2$ . On néglige le rayonnement absorbé par la puce car aucune autre source de chaleur est à proximité.

#### **Cas du transfert par convection :**

Dans le cas de la convection on fixe la température du milieu (air) à la température ambiante  $T_f=300\text{K}$ . Pour les températures du composant supérieures à  $T_f$ , la puissance de transfert par convection sera une puissance émise par le composant. Dans les cas inverse où la température du composant est inférieure à  $T_f$  la puissance est absorbée par celui-ci.

Bien qu'ayant utilisé dans nos travaux une convection spontanée, nous avons basé nos calculs pour une valeur  $h$  de  $12\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  qui correspond à une convection forcée de  $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . La surface d'interaction est de  $3\text{mm}^2$ .

La figure ci-dessous montre la puissance écoulee par les 3 mécanismes d'échange en fonction de la température de fonctionnement du composant.

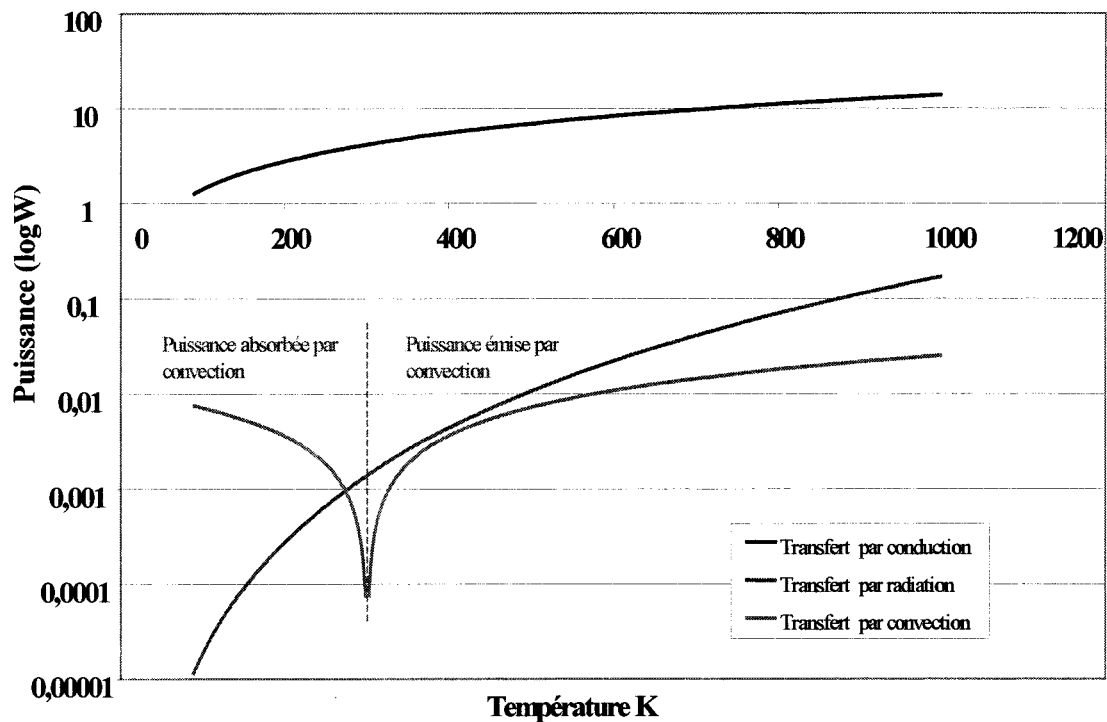


Figure (3 ; 4 ; 1) : Contribution des différents types de transferts de chaleur appliquée au cas d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN/substrat Si.

A partir de l'application numérique on établit les diverses contributions des modes de transfert thermique par convection et radiation en pourcentage par rapport à la conduction.

A partir du modèle précédent nous avons déterminé les contributions maximales des transferts d'énergie convectifs et radiatifs par rapport au transfert de chaleur par conduction.

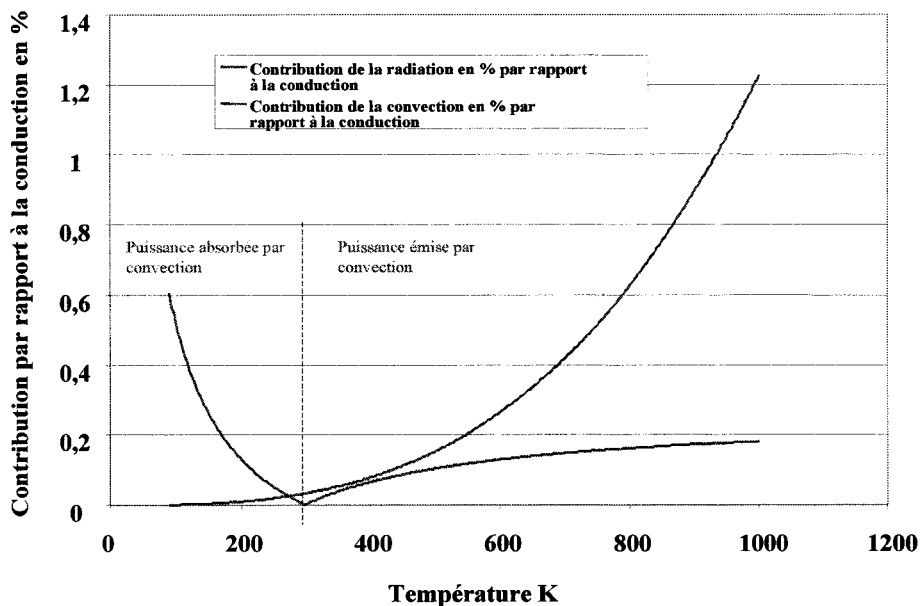


Figure (3 ; 4 ; 2) : Contribution de la convection et de la radiation par rapport à la conduction

Ce calcul nous conduit, ainsi que la très grande majorité des autres thermiciens des composants, à négliger la convection et la radiation, car leurs effets sont inférieurs à 1.5%.

L'étude du transfert de chaleur se concentrera donc sur la conduction thermique des matériaux constituant le système [6].

### **3-5 Introduction aux phonons ou vibrations thermiques**

Dans un solide de type diélectrique, le transfert de chaleur est assuré par les vibrations élastiques du réseau cristallin. Les atomes du solide cristallin vibrent constamment autour de leur position d'équilibre et l'amplitude de ces vibrations augmente avec la température. A cause des forces inter-atomiques qui assurent la cohésion du cristal, tout mouvement d'atomes influence celui de ses proches voisins. La chaleur se transmet par intensification des vibrations de proche en proche dans la direction du gradient thermique [7].

Chaque atome qui constitue le cristal se comporte comme un oscillateur harmonique tridimensionnel dont les vibrations thermiques peuvent être décrites comme une onde plane progressive transportant l'énergie. Le déplacement de chaque atome par rapport à sa position d'équilibre est égal à :

$$u = u_0 \exp[i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \omega t)]$$

$u_0$  : Amplitude de ces vibrations

$\vec{q}$  : vecteur d'onde  $q=2\pi/\lambda$

$\lambda$  : longueur d'onde de ces vibrations

$\vec{r}$  : vecteur position d'un atome dans le réseau atomique

$\omega$  : pulsation

Les conditions imposées par la périodicité du milieu impliquent une quantification des fréquences de vibration et des énergies. On définit ainsi le phonon de quantité de mouvement  $\hbar\vec{q}$  et d'énergie  $\hbar\omega$ .

#### **3-5-1 Conductivité thermique :**

##### **Analogie avec la théorie des gaz :**

La conductivité thermique d'un solide est définie, en régime permanent, par rapport au flux de chaleur le long du barreau de matière où il existe un gradient de température  $dT/dx$ . C'est en fait l'énergie transmise à travers une section unité par unité de temps [8-13].

Ce transfert d'énergie est un phénomène statistique ; l'énergie diffuse à travers l'échantillon en subissant de fréquentes collisions. C'est la nature statistique qui introduit le gradient de température et un libre parcours moyen dans l'expression du flux thermique.

Debye par analogie avec la théorie des gaz décrit le premier la conductivité thermique dans les solides diélectriques par la relation :

$$K = \frac{1}{3} Cvl$$

Où C définit la capacité calorifique des phonons, v est la vitesse des phonons et l est le libre parcours moyen des phonons. On peut donc établir que le flux d'énergie thermique j :

$$j = \frac{1}{3} Cvl \frac{dT}{dx}$$

### Théorie de Maxwell-Boltzmann :

Afin de calculer la conductivité thermique, il faut tenir compte de la contribution au flux thermique de tous les phonons. Le flux de chaleur transporté par un phonon est égal au produit de son énergie par sa vitesse de propagation,  $v_g = d\omega/dq$ . Le flux thermique total est donc égal à :

$$\Phi = \sum_{\vec{q}} \sum_p N(\vec{q}, p) \cdot \hbar \omega(\vec{q}) \cdot \vec{v}_g(\vec{q})$$

où  $N(\mathbf{q}, p)$  est le nombre de phonons, donné par la distribution de Bose-Einstein, de vecteur d'onde  $q$  et de polarisation  $p$  (longitudinale ou transversale) par unité de volume.

A l'équilibre thermique, les vitesses,  $v_g(q)$ , sont égales et opposées pour des phonons  $+q$  et  $-q$  et comme  $N(\mathbf{q}, p) = N_0(\mathbf{q}, p) = N_0(-\mathbf{q}, p)$  (car la distribution des phonons dans l'espace des phases est isotrope), et que  $\omega(\mathbf{q}) = \omega(-\mathbf{q})$  et le flux thermique total est donc nul.

En présence d'un gradient thermique, les phonons de vecteur d'onde  $+q$  et  $-q$  ne se compensent plus (la distribution n'est plus symétrique). Les collisions internes des phonons vont alors tendre à ramener le système vers l'équilibre. Ces deux tendances opposées vont provoquer une situation donnant naissance à un flux thermique. A partir de ces considérations, on montre que la conductivité thermique d'un solide diélectrique est donnée par la relation.

$$K = \frac{k_B}{2\pi^2 v} \left( \frac{k_B \cdot T}{\hbar} \right)^3 \cdot \int_0^{T_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \cdot \tau(x) dx$$

dans laquelle  $T_D$  est la température de Debye et  $x = \hbar\omega/k_B T$ .

Cette relation montre que la conductivité thermique dépend des propriétés du solide (vitesse du son, fréquence et température de Debye). Les mécanismes possibles de diffusion des phonons interviennent dans l'expression de la conductivité thermique par l'intermédiaire du temps de relaxation moyen  $\tau$  des phonons ou soit plus simplement de la durée entre deux chocs.

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{\alpha} \frac{1}{\tau_{\alpha}}$$

où  $\alpha$  représente les processus de diffusions et  $\tau_{\alpha}$  est le temps de relaxation associé au processus  $\alpha$ .  $\tau$  est relié au libre parcours moyen  $l$  des phonons, c'est-à-dire à la distance moyenne parcourue entre deux chocs consécutifs, par :

$$\tau = l/v$$

où  $v$  est la vitesse moyenne des phonons. Les mécanismes possibles de diffusion des phonons correspondent aux différents types d'interaction que peuvent subir les phonons dans le matériau, par exemple des interactions phonon/phonon ou encore phonon/défauts...

Ainsi, on peut supposer, d'après l'équation précédente, que la baisse de conductivité, observée expérimentalement sur des matériaux déposés en couche mince, s'explique par un effet de limitation du libre parcours moyen des phonons. Il reste à présent à mettre en évidence les phénomènes qui limitent le temps entre deux interactions.

### 3-5-2 Diffusion des phonons :

Le libre parcours moyen des phonons est déterminé principalement par deux phénomènes, la diffusion géométrique et la diffusion par d'autres phonons. Les interactions anharmoniques des forces inter-atomiques impliquent le couplage entre les différents phonons. A ceci s'ajoutent les collisions des phonons avec les limites du cristal et les défauts cristallins. Tous ces phénomènes participent à la limitation du libre parcours moyen des phonons et donc de la conductivité thermique du matériau.

On peut classer les processus de diffusion, qui limitent le libre parcours moyen des phonons, en deux catégories. Dans la première, il y a ceux qui proviennent des interactions phonon-phonon, liées à la structure même du solide et qui sont principalement responsables de la conductivité « intrinsèque ». La seconde catégorie contient les processus de diffusion, provenant des interactions entre les phonons et les imperfections du solide, qui contribuent à diminuer la valeur de la conductivité « intrinsèque »

#### Interaction phonon-phonon :

L'interaction phonon-phonon la plus probable est celle qui met enjeu trois phonons : à partir de deux phonons, un troisième est créé ou encore un phonon donne naissance à deux autres phonons. Après interaction, la direction du flux énergétique peut être soit dans le même sens que le flux original, soit dans le sens opposé.

Dans le premier cas, on parle de processus normaux (ou processus N) et dans le second cas de processus « umklapp » (ou processus U). Les processus N ne contribuent pas directement à la résistance thermique d'un solide, car en effet il ne s'oppose pas au sens de propagation de l'énergie.

Par contre les processus U sont à prendre en compte pour le calcul de la conductivité thermique, puisque ce processus s'oppose à la diffusion de l'énergie et donc augmente la résistance thermique du matériau.

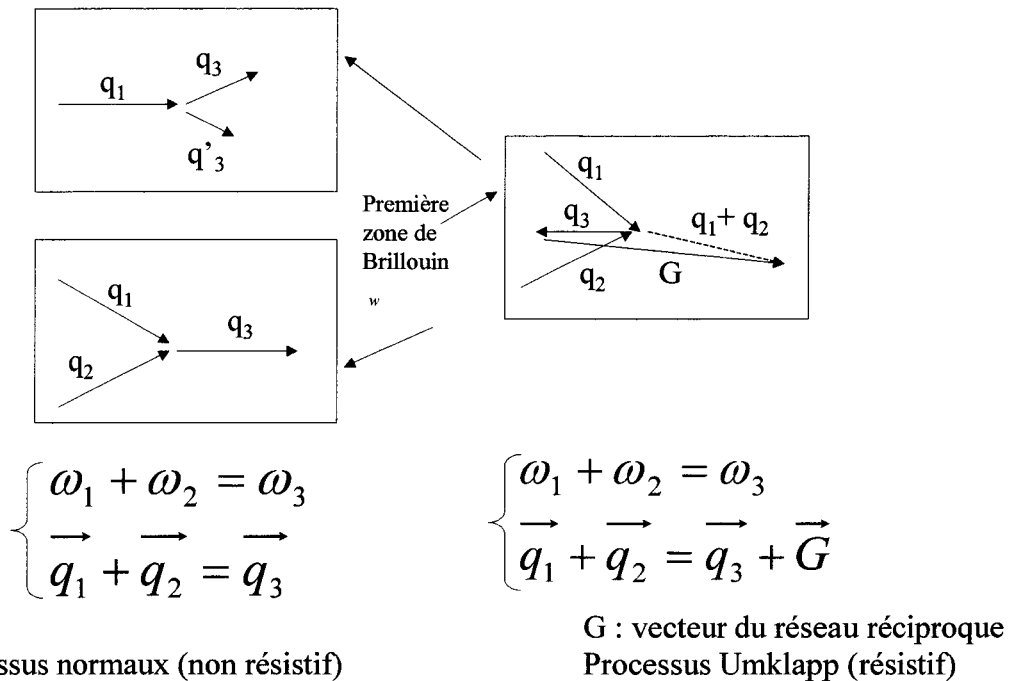
Le temps de relaxation des phonons associés à ce processus a été donné par Klemens et Parrott :

$$\frac{1}{\tau_U} = A.T^3 \exp\left(-\frac{B}{T}\right)$$

Où A et B sont des constantes obtenues empiriquement à partir de la courbe de conductivité en fonction de la température.

La figure (3 ; 5, 2 ;1) suivante présente les différents mécanismes d'interaction phonons/phonons





*Figure (3 ; 5 ; 2 ; 1), mécanismes d'interaction phonons/phonons*

Collision des phonons :

L'augmentation de la température a pour effet d'augmenter le nombre de phonons qui peuvent interagir avec un phonon donné, et ainsi on observe une dépendance du libre parcours moyen inversement proportionnel à la température à hautes températures

Lorsque la température diminue les processus U deviennent de plus en plus improbables. De ce fait dans un monocristal parfait et infini, le libre parcours moyen des phonons augmente très rapidement lorsque la température décroît pour tendre rapidement vers l'infini à la limite du zéro absolu. Ainsi la conductivité thermique d'un tel cristal deviendrait infinie.

Lorsque le libre parcours moyen du phonon devient de l'ordre de grandeur d'une des dimensions géométriques du monocristal, il se réfléchit aux limites et la conductivité thermique est limitée par l'effet de la dimension du système. Le temps de relaxation associé pour un monocristal de dimension d (pour un poly cristal, d correspond au diamètre des grains) est égal à :

$$\frac{1}{\tau_U} = \frac{v}{d}$$

Pour les matériaux massifs, la valeur de la conductivité thermique, Km est déterminée par le temps de relaxation  $\tau_U$  des processus U donné par Lambropoulos. Celui-ci a supposé que la conductivité thermique dépendait des temps de relaxation des processus U et de l'effet de taille déterminé par l'équation ci-dessus, dans laquelle d est l'épaisseur du film. La conductivité thermique des films diminue fortement quand leur épaisseur devient nettement inférieure au micron.

La conductivité thermique diminue de façon importante lorsque l'épaisseur du film est inférieure au libre parcours moyen des phonons. La diffusion des phonons aux frontières de la surface libre du film et de l'interface entre le film et le substrat accentue la diminution du libre

parcours moyen. Les couches utilisées pendant notre étude sont suffisamment épaisses pour négliger ces modes supplémentaires de diffusion, ils n'interviennent que dans des cas précis de films monocristallins, tels que le diamant, si parfaits qu'aucune autre imperfection ne diffuse les phonons, ou soit pour des films portés à très basse température (c-à-d très inférieure à la température de Debye).

#### Interaction phonon-défaut :

Certains auteurs ont alors pensé que cette diminution de conductivité thermique pouvait être liée à la diffusion des phonons par des défauts ponctuels (atomes étrangers de substitution ou d'insertion, des lacunes) pouvant être nombreux au sein d'une couche mince.

Dans le cas le plus général d'un atome étranger de masse différente (impuretés ou lacunes), à l'effet de la différence de masse, s'ajoute la modification des forces interatomiques au voisinage du défaut, d'où une contribution supplémentaire à la diffusion.

Pour des concentrations faibles de défauts ponctuels, on montre que :

$$\frac{1}{\tau_{imp}} = \left( \frac{Ca^3}{4\pi v_s^3} \right) \omega^4 \left( \frac{\Delta m}{m} + 2 \frac{\Delta f}{f} \right)^2$$

où C est la concentration d'atomes étrangers,  $\Delta m$  la différence entre la masse de l'atome étranger et la masse atomique moyenne  $m$  de l'hôte,  $f$  est la constante de force atomique de l'hôte et  $\Delta f$  est la différence entre la constante de force atomique impureté-hôte et hôte-hôte.

Le taux d'impuretés au sein d'une couche mince est lié à la quantité d'impuretés présentes dans la chambre de dépôt lors de l'élaboration. Ainsi, on peut limiter ce taux en travaillant à des pressions très basses et en exposant le moins possible la chambre aux contaminant divers. Ces précautions, généralement bien respectées, conduisent à des films très purs mais présentant toutefois une conductivité bien inférieure à celle du matériau massif. Ainsi, l'hypothèse expliquant la faible conductivité des couches minces par une forte concentration d'impuretés en leur sein est rarement en cause

Dans la littérature d'autres défauts, les dislocations par exemple, introduisent des temps de relaxation supplémentaires qui viennent s'ajouter à la liste non exhaustive. Cependant, à température à ambiante, cette diffusion due aux défauts est masquée par les processus Umklapp.

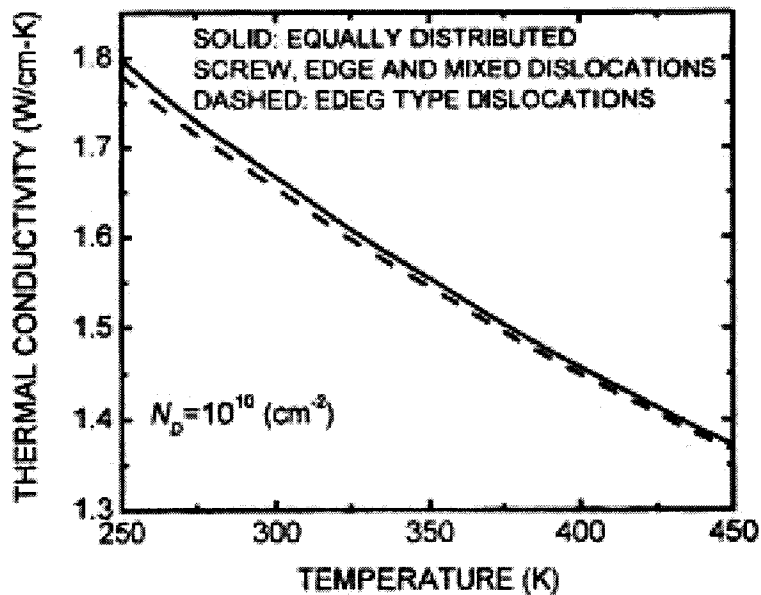
#### 3-5-3 Conclusion sur la conductivité thermique :

La théorie montre que la baisse de la conductivité thermique des couches mince est associé à l'épaisseur de l'échantillon, aux interactions phonon-phonon et aux interactions phonon-défaut (dislocations, impuretés, lacune atomique...). Les mécanismes impliqués et leur contribution respective demeurent encore peu connus.

### 3-6 Conductivité thermique du nitrure de gallium :

La conductivité thermique du GaN épitaxié sur différents substrats commence à être connue. Elle varie de façon significative en fonction de la température, de la concentration de défauts cristallins dans le matériau et enfin de la concentration des impuretés. A partir de mesure SThM (Scanning Thermal Microscopique) et de modélisation mathématique, les équipes de Pollak et Balandin ont mesuré les niveaux de contribution des facteurs de détérioration de la conductivité thermique pour du GaN massif [14-25]. Nous nous intéressons particulièrement au comportement thermique du GaN, car c'est dans ce matériau qu'est générée la puissance dissipée. C'est donc la couche où la température est maximale. Il nous faut donc connaître avec précision la conductivité thermique et ces facteurs de détérioration.

La figure (3 ;6 ;1) présente la conductivité thermique du wurtzite GaN en fonction de la température pour des niveaux de dopage et de dislocation fixé à  $n=10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_{\text{dislocations}}=10^{10} \text{ cm}^{-2}$ .



*Figure (3 ;6 ;1) : Evolution de la conductivité thermique du GaN en fonction de la température. Mesure réalisée par l'équipes de Pollak et Balandin [23] (Journal of applied physics. Vol 92, Num5, 1 Sept 2002, pp 2534-2539)*

Florescu et al ont déterminé expérimentalement que la conductivité thermique décroît avec le  $\log(n)$ . Elle décroît d'un facteur 2 pour chaque décade de concentration  $n$  des impuretés. L'étude a été faite sur deux types d'impuretés, hydrogène et silicium. Le silicium est le dopant  $n$  le plus usuellement utilisé pour le dopage des couches de GaN et d'AlGaN et il se retrouve dans la structure HEMT.

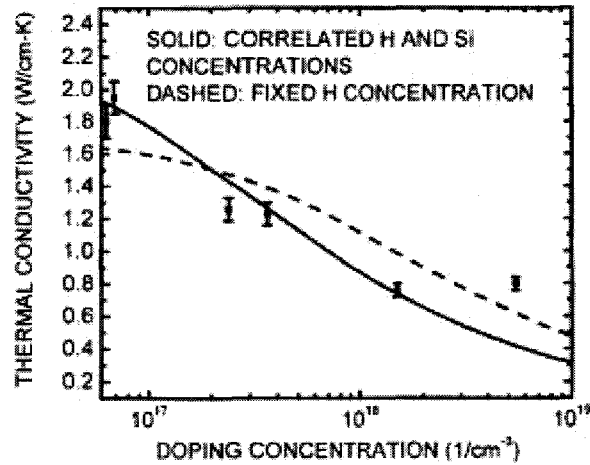


Figure (3 ;6 ;2) : Evolution de la conductivité thermique du GaN en fonction du dopage. Mesure réalisée par l'équipe de Pollak et Balandin[23] (Journal of applied physics. Vol 92, Num5, 1 Sept 2002, pp 2534-2539)

La figure suivante présente la dépendance de la conductivité thermique avec le taux de dislocations dans le matériau. Tant que la concentration de dislocation est inférieure à  $N_{\text{Dislocation}}=10^{10} \text{ cm}^{-2}$  la conductivité thermique reste constante. A partir d'une concentration supérieure à  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  elle commence à décroître fortement. Pour  $N_{\text{Dislocation}}$  supérieure à  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  on observe une grande dépendance de la conductivité thermique avec le taux de dislocation et qui la fait chuter de  $1,6 \text{ Wcm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  à  $0,3 \text{ Wcm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  pour une concentration de  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

La concentration de dislocations présente dans les couches que nous avons utilisées était de l'ordre de  $10^9 \text{ cm}^{-2}$ , soit bien en deçà du seuil de dégradation de la conductivité thermique du GaN.

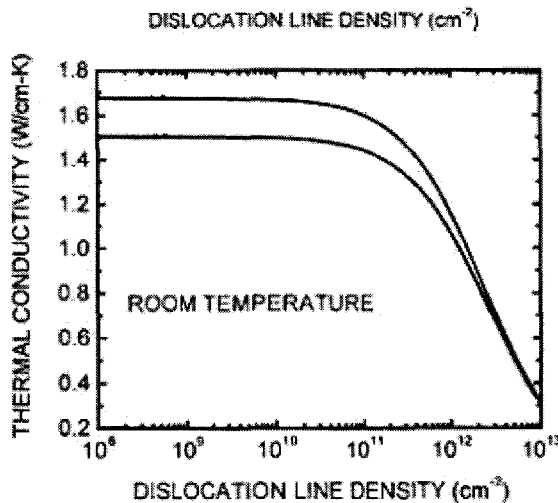


Figure (3 ;6 ;3) : Evolution de la conductivité thermique du GaN en fonction de la densité de dislocations. Mesure réalisée par l'équipes de Pollak et Balandin[23] Journal of applied physics. Vol 92, Num5, 1 Sept 2002, pp 2534-2539

Nous nous sommes donc plus intéressés à l'évolution de la conductivité thermique avec la température, qui est un facteur important dans l'évaluation de la température maximale dans les composants en fonctionnement.

Des mesures de conductivité thermique de la structure HEMT en nitrure de gallium ont été réalisées à partir d'un banc de mesure par photothermie et seront présentées ultérieurement dans les chapitres 6 et 7.

### **3-7 Résolution de l'équation de la chaleur par conduction, modèle de l'onde thermique :**

A partir du modèle de transfert de l'énergie par conduction, dans le cas où la conductivité thermique est indépendante de la température, l'équation de la chaleur unidimensionnelle s'exprime de la façon suivante :

$$D \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} + \frac{q'}{\rho.Cp} = \frac{\partial T}{\partial t}$$

$q'$  = énergie générée par unité de volume  $W. m^{-3}$

$Cp$  = Chaleur spécifique du matériau,  $J.kg^{-1} K^{-1}$ .

$\rho$  = Densité,  $kg.m^{-3}$

#### **Modèle de l'onde thermique dans le transistor :**

On pose  $V$  la tension de polarisation modulée aux bornes du transistor  $V(t)=A \cos (\omega t-\varphi)$ . La résolution de l'équation différentielle de la chaleur, dans le cas d'une source de chaleur modulée donne une température du même type que la source de modulation excitatrice.[26-29].

La valeur de la température  $T(x)$  dans le milieu semi-infini à une distance  $x$  de la surface sur laquelle la source de chaleur uniforme est modulée en intensité à la pulsation  $\omega$  est donnée par :

$$T(r) = T(0)e^{-\frac{x}{\mu}} \cos\left(\omega t - \frac{x}{\mu}\right)$$

Où le facteur exponentiel ( $\exp(-x/\mu)$ ) est l'amortissement de l'onde dans le milieu et le facteur  $(-x/\mu)$  le déphasage en  $x$  par rapport à la température de la surface.

On appelle  $\mu$  la longueur de diffusion thermique. Cette expression peut être associée à la propagation d'une onde que l'on appelle onde thermique. Cette onde est caractérisée par une longueur d'onde  $2\pi\mu$  et par une vitesse de propagation  $\pi/\mu$ .

Remarquons que cette onde est très fortement atténuée si l'on s'éloigne de la source de dissipation de plus d'une longueur d'onde.

La longueur de diffusion thermique s'écrit :

$$\mu = \sqrt{\frac{2K}{\rho C_p \omega}}$$

où K est la conductivité thermique du milieu,  
 $\rho$  la masse volumique,  
 $C_p$  la chaleur massique  
 $\omega$  la pulsation de la source.

La diffusivité thermique d'un milieu se définit par :  $D = \frac{K}{\rho C_p}$

Remarquons que la longueur de diffusion thermique varie avec les matériaux étudiés allant par exemple de 1,7cm pour une onde thermique de pulsation  $2\pi$  rad/sec se propageant dans du diamant – le meilleur conducteur de la chaleur connu à ce jour à 0,2 mm pour la même onde thermique se propageant dans un polymère.

En faisant varier la fréquence de modulation de la source il est possible d'échauffer l'échantillon sur des épaisseurs contrôlées ce qui permet une exploration en profondeur de l'échantillon.

Dans le cas d'une source ponctuelle, l'onde thermique  $T(r)$  en un point situé à une distance  $r$  de la source prend alors la forme d'une onde sphérique :

$$T(r) = \frac{T(0)}{r} e^{-\mu r} \cos(\omega t - \frac{r}{\mu})$$

Notons que lors d'un processus de diffusion, la température de la source elle-même est indépendante de la fréquence (régime unidimensionnel) tant que la longueur de diffusion thermique est bien plus grande que la taille de la source, puis elle devient dépendante de la fréquence (régime tridimensionnel) lorsque la longueur de diffusion thermique est plus petite que la taille de la source.

Dans le cas de mesure pulsée, ce modèle nous permet de remonter à la zone d'échauffement qui dépend des caractéristiques du pulse utilisé.

A partir du modèle de l'onde thermique, nous pouvons simuler analytiquement l'étalement de la chaleur dans une structure HEMT GaN afin de quantifier l'influence de la conductivité thermique des différents substrats : silicium, saphir, carbure de silicium et diamant. Pour réaliser cette modélisation, nous avons utilisé un programme mis au point par l'équipe du Pr. Fournier de l'ESPCI.

Le calcul considère la taille de la source de chaleur circulaire à la surface du GaN. Il est utilisé pour des sources de chaleur modulées afin de déterminer la conductivité thermique des matériaux comme nous le verrons dans les chapitres 6 et 7. Cette méthode analytique modélise des structures complexes en considérant la continuité du flux de chaleur aux interfaces des différents matériaux et les conditions aux limites de la structure.

Le schéma Figure (3 ;7 ;1) présente le report classique du composant qui est modélisé analytiquement. Le tableau (3 ;7 ;2) donne les paramètres physiques des matériaux qui sont

utilisés pour les calculs. Nous remarquons que les propriétés thermiques du HEMT GaN (Partie active) sont issues de nos travaux.

air

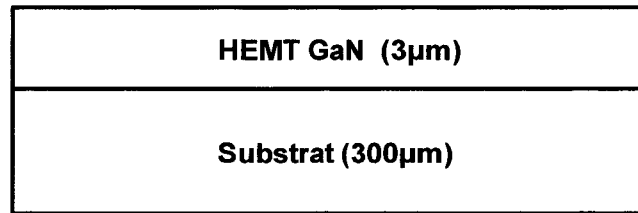


Figure (3 ;7 ;1) : Structure globale d'un composant HEMT AlGaN/GaN

Pour ce faire, on utilise les données thermiques des matériaux :

Matériau	Conductivité thermique K (W/mK)	Capacité Calorifique Cp (J/KKg)	Densité $\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )	Diffusivité D (m <sup>2</sup> /s)
HEMT GaN	190	490	6115	$6,3 \cdot 10^{-5}$
SiC	450	730	3200	$1,9 \cdot 10^{-4}$
Si	140	700	2328	$9,2 \cdot 10^{-5}$
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	30	1000	3850	$7,8 \cdot 10^{-6}$
Diamant	2000	540	3515	$1,05 \cdot 10^{-3}$
Or	310	128	19300	$1,25 \cdot 10^{-4}$
Cuivre	400	395	8960	$1,2 \cdot 10^{-4}$

Tableau (3 ;7 ;1) : Paramètre thermique des principaux matériaux qui sont utilisés dans la réalisation de HEMT à base de nitrure de gallium.

Le calcul analytique est fait sur le modèle d'une puce de 1mm de long, avec une source de chaleur circulaire de diamètre 100µm et la puissance dissipée dans la structure est de 1Watt. La fréquence du signal est fixée à 1Hz.

La figure (3 ;7 ;2) montre l'amplitude et la phase de la température en réponse à la modulation de chaleur à la surface de l'échantillon. Une symétrie circulaire est prise en compte.

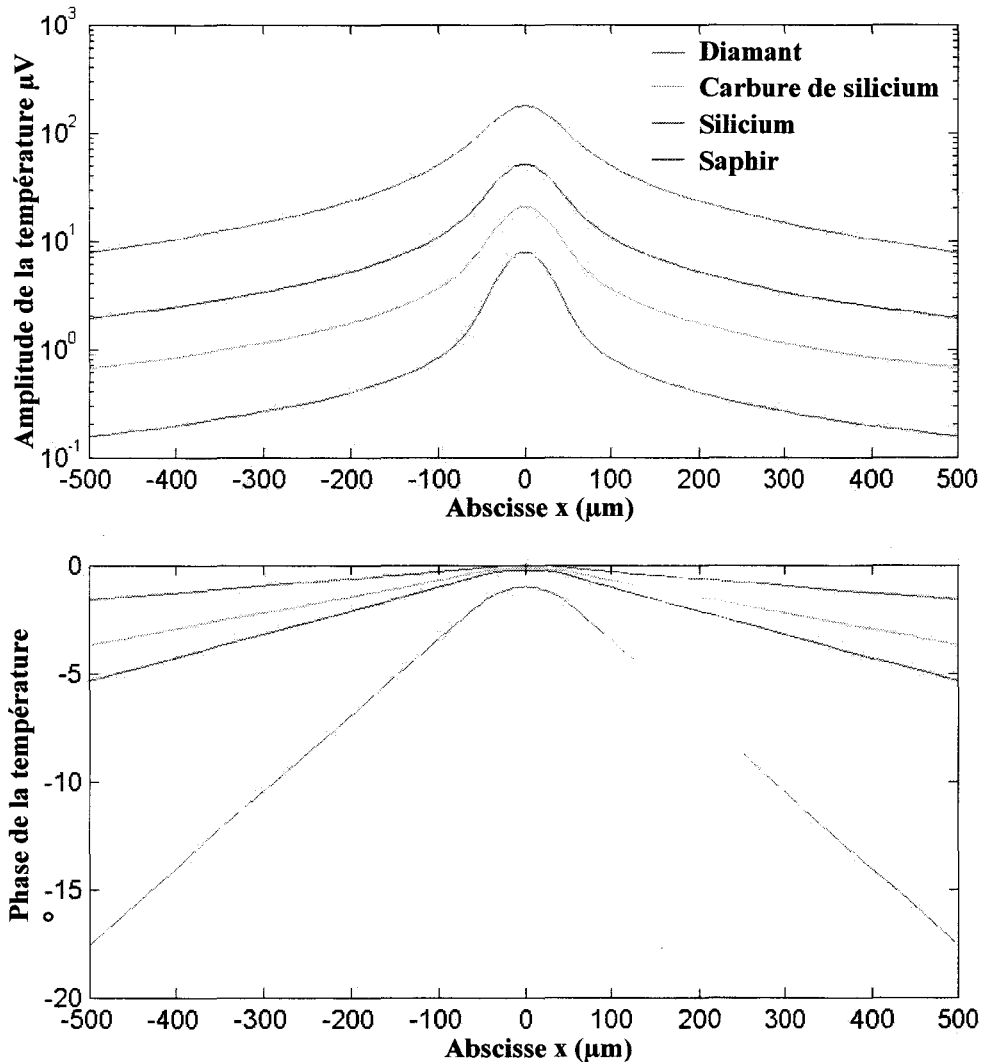


Figure (3 ;7 ;2) : Modélisation de l'onde thermique pour les différentes structures de HEMT à base de GaN.

Nous voyons à partir de ce modèle de l'onde thermique, l'impact direct et important de la conductivité thermique du substrat. La variation d'amplitude de la température entre les deux extrêmes, saphir et diamant, est d'environ deux décades. Dans le cas des substrats de silicium et de carbure de silicium qui sont les substrats les plus communément utilisés par TIGER, nous remarquons déjà une différence significative.

### 3-8 Modèles analytiques simples de l'évaluation de la résistance thermique

Différentes méthodes analytiques existent pour déterminer la résistance thermique de composants électroniques. Ces méthodes restent pourtant très approximatives puisque le calcul ne prend pas en compte de façon précise la géométrie, les conditions aux limites et les différents matériaux qui constituent la structure [30-35].



Dans les calculs qui suivent, on considère un composant comportant une unique source de dissipation. Pour obtenir la résistance thermique d'un multidoigts, on doit mettre en parallèle les résistances associées à chaque doigt. Le couplage inter-doigt doit cependant être pris en compte.

On a défini précédemment la résistance thermique comme étant la grandeur qui permet de déterminer l'élévation de la température T en fonction de la puissance dissipée P injectée dans la structure étudiée.

$$\Delta T = R_{th} \Delta P$$

#### Modèle de la source de chaleur :

La température de la zone active d'un composant peut être calculée en considérant la source de chaleur sur la surface d'un matériau semi-infini. On considère un point source et l'on calcule l'équation de diffusion de la chaleur que l'on intègre sur la totalité de la surface émettrice afin d'établir le pic de température de la structure [36].

Pour simplifier les équations, nous considérons que la conductivité thermique K des matériaux est constante avec la température, approximation valable pour de faibles élévations de température.

La solution de l'équation de la chaleur pour un point source générant une puissance P localisée en  $(x_0, y_0)$  est donnée par

$$T(x, y) = \frac{P}{2\pi K \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}}$$

Cette équation est valable pour une source sur une surface plane et petite devant la taille de la puce. La source est définie comme un rectangle de longueur l et de largeur w. La température du point de la source en x et y est donnée par

$$T(x, y) = \frac{P}{2\pi K l w} \int_{x_0 - l/2}^{x_0 + l/2} \int_{y_0 - w/2}^{y_0 + w/2} \frac{dx'_0 dy'_0}{\sqrt{(x - x'_0)^2 + (y - y'_0)^2}}$$

La valeur maximale de l'auto-échauffement du doigt nous intéresse tout particulièrement. Le lieu d'échauffement maximal est localisé en  $x=x_0$  et  $y=y_0$ .

$$T(x_0, y_0) = \frac{P}{2K\sqrt{hw}} S(l/w)$$

En posant  $a=l/w$

$$S(a) = \frac{1}{\pi} \left[ a \ln \left( \frac{\sqrt{(1+a^2)+1}}{\sqrt{(1+a^2)-1}} \right) + 1/a \ln \left( \frac{\sqrt{(1+(1/a)^2)+1}}{\sqrt{(1+(1/a)^2)-1}} \right) \right]$$

Pour un facteur de forme  $a > 20$ , S(a) est constant et  $S(a) = 0,7$

On détermine donc la valeur de la résistance thermique du ruban  $R_{th}$ .

$$R_{th} = \frac{S(l/w)}{2K\sqrt{lw}}$$

A partir des données numériques ci-dessous la figure [3 ;8 ;1] montre l'évolution de la résistance thermique en fonction de la longueur du doigt l.

On pose :

Conductivité thermique  $K= 150\text{W/mK}$  (proche du silicium et du nitrure de gallium)

Largueur du doigt  $w= 1.10^{-6}\text{m}$

Facteur de forme de la source de chaleur est  $30 < a < 500$  soit  $S(a)=0,7$

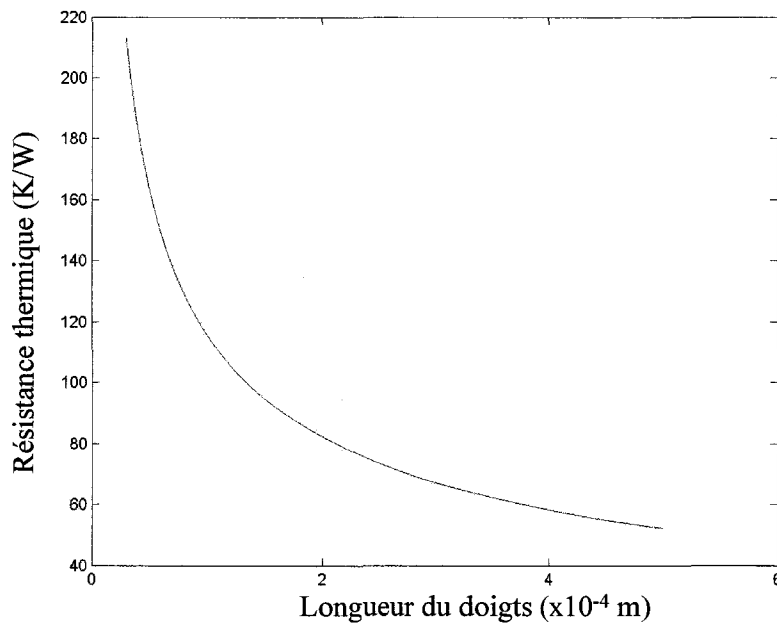


Figure (3 ;8 ;1) : Modélisation de la résistance thermique en fonction de la longueur du doigt.

Modèle du cône de dissipation :

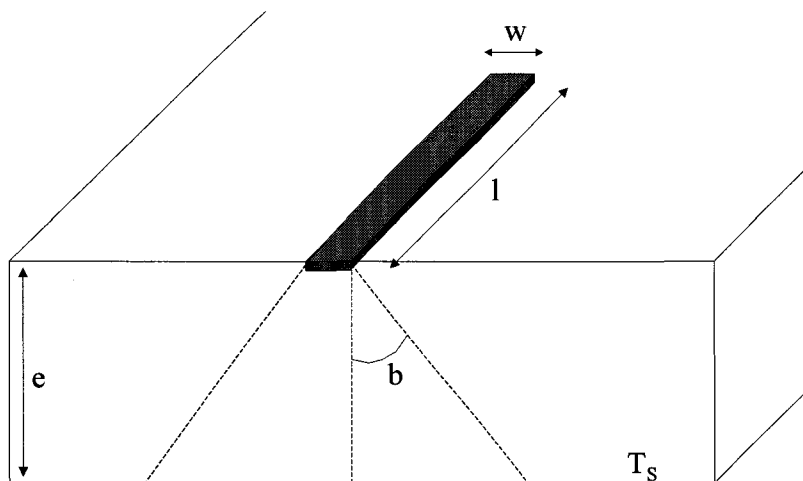


Figure (3 ;8 ;2) : schéma de principe du cône de dissipation thermique

Dans ce modèle, on considère aussi un doigt rectangulaire en surface du milieu semi-infini, la chaleur se propage à travers le substrat en suivant un chemin conique de la source chaude vers le socle à une température  $T_s$  [37-40].

En considérant la conductivité thermique du milieu comme indépendante de la température, on peut calculer la résistance thermique du système.

Pour simplifier, on considère le même angle de diffusion de la chaleur suivant la largeur et la longueur du doigt.

On intègre sur l'épaisseur du barreau.

$$dR_{th} = \frac{1}{k} \frac{dz}{S(z)}$$

$$R_{th} = \frac{1}{K} \int_0^e \frac{dz}{S(z)} = \frac{1}{K} \int_0^e \frac{dz}{(w + 2 \cdot \tan b \cdot z) \cdot (l + 2 \cdot \tan b \cdot z)}$$

$$R_{th} = \frac{1}{2K(l-w)\tan b} \ln \left[ \frac{l}{w} \cdot \frac{w + 2 \cdot e \tan b}{l + 2 \cdot e \tan b} \right]$$

A partir des données en rapport avec les composants mesurés on trace l'évolution de la résistance thermique en fonction de la longueur du doigt.

La figure suivante montre la résistance thermique en fonction de la longueur du doigt.

Avec :

Conductivité thermique  $k = 150 \text{ W/mK}$

Largueur du doigt  $w = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m}$

Angle du cône de chaleur  $b = 45^\circ$

Epaisseur de la couche  $e = 300 \cdot 10^{-6} \text{ m}$

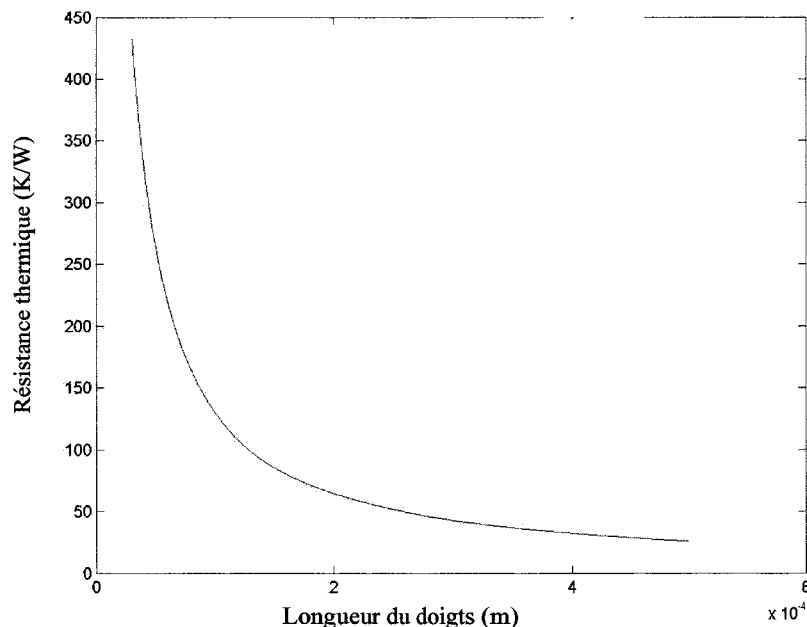


Figure (3 ;3 ;5) : Modélisation de la résistance thermique en fonction de la longueur du doigt.

Il existe d'autres méthodes de calcul plus complexes qui tiennent compte de la variation de la conductivité thermique du milieu en fonction de la température. Dans la plupart des cas,  $K(T)$  décroît quand la température augmente, ce qui a pour conséquence une augmentation de la valeur de la résistance thermique avec l'augmentation de la température.

Les meilleures modélisations sont en fait obtenues par simulation numérique par éléments finis par exemple que nous aborderons ultérieurement.

### 3-9 Evaluation analytique de l'impédance thermique en fonction du temps

Dans le cas d'un fonctionnement non stationnaire d'un composant, il est nécessaire d'introduire les notions d'impédance thermique et de capacité thermique [41-42].

La modélisation de l'échauffement du transistor au cours du temps se fait par des cellules d'impédance thermique  $Z_{th}$  en séries modélisant les différentes couches de matériaux rencontrées par le flux de chaleur (couche active, métallisation, substrat, brasure,...). La constante de temps associée à chacune des strates de matière est définie par  $\tau_{th} = R_{th} * C_{th}$ . [43]

La cellule élémentaire est constituée par une résistance thermique  $R_{th}$  en statique et par une capacité thermique  $C_{th}$ .

La réponse thermique du matériau est alors représentée par un circuit RC comme le montre la figure (3 ;9 ;1),

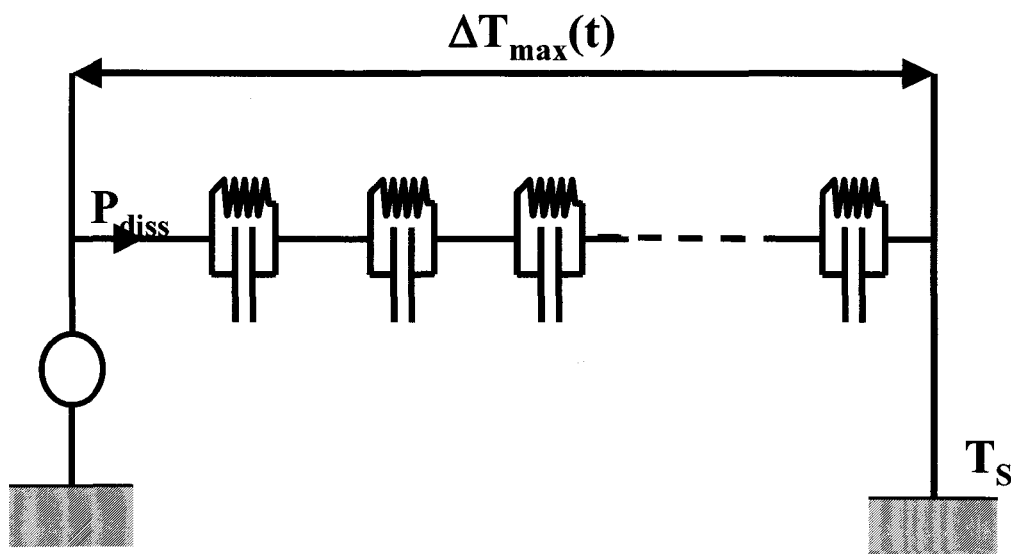


Figure (3 ;9 ;1): Modélisation de la réponse thermique du matériau sous forme d'un circuit RC.

L'impédance thermique  $Z_{th}$  et l'élévation de température correspondante peuvent être représentées par l'expression suivante :

$$Z_{th}(t) = R_{th}^{CW} \times \sum_{i=1}^n \frac{(1 - e^{-\frac{t}{\tau_i}})}{n}$$

$$\Delta T_{max}(t) = Z_{th}(t) \times P_{diss}$$

$P_{diss}$  : puissance dissipée

$\Delta T_{max}$  élévation de la température

### Détermination analytique de la capacité thermique :

La constante de temps thermique du transistor peut être estimée par :

$$\tau_{th} = \left(\frac{2e}{\pi}\right)^2 \cdot \left(\frac{\rho C_p}{K}\right)$$

La grandeur  $\rho C_p/K$  représente la diffusivité thermique du matériau en  $s/m^2$  et  $e$  l'épaisseur du substrat.

Pour modéliser le comportement transitoire de la température, on utilise une relation où la température varie en racine carrée du temps.

$$T(t) = R_{th} \cdot P_{diss} \left(\frac{4}{\pi^{3/2}}\right) \cdot \left(\frac{t}{\tau_{th}}\right)^{1/2} + T_s$$

Cette équation reproduit assez bien le comportement thermique du transistor pour un temps inférieur ou égal à la constante de temps  $\tau_{th}$ .

Dans le cas de structures réelles, la modélisation des effets transitoires par une seule cellule thermique est souvent insuffisante au vu de l'hétérogénéité des matériaux présents dans un transistor et de leurs constantes de temps thermiques différentes, nous préférons l'utilisation de simulation par éléments finis afin de conserver la complexité de la structure.

### 3-10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les trois principaux modes de transfert de la chaleur, la conduction, la radiation et la convection et nous les avons appliqués au cas précis de l'analyse des composants électroniques de puissance. Nous nous limiterons aux effets de conduction dans le matériau comme nous l'avons défini et cela dans le cas de mesures statiques et dynamiques qui seront présentées dans les chapitres suivants.

## 4 Influence instantanée de la température sur le fonctionnement du transistor HEMT en nitrure de gallium

La température intervient dans les matériaux présents dans les circuits micro-onde et cela se traduit par une évolution de leurs propriétés physiques qui réduisent les performances du composant en amplification. Dans cette partie, nous allons présenter les effets liés à l'élévation de température sur les propriétés physiques de l'hétérojonction, sur les paramètres physiques de l'interaction métallisation-semi-conducteur ainsi que sur certaines caractéristiques électriques du composant.

Dans cette étude, nous nous limiterons aux effets instantanés et réversibles de la température de l'azote liquide à environ 650K sur les différents éléments que constituent le composant, les bandes interdites des semi-conducteurs de la structure, la mobilité des électrons dans le gaz 2D, la vitesse de saturation des électrons, les contacts ohmiques, le contact Schottky et enfin la caractéristique I-V statique et la transconductance  $g_m$ .

### 4-1 Evolution de la bande interdite avec la température

L'évolution de la bande interdite en fonction de la température est importante dans le nitrure de gallium et ses alliages.[1-3]

La variation de la bande interdite avec la température a été mesurée sur le GaN à partir d'analyse par photoluminescence du spectre de réflexion de l'exciton du nitrure de gallium massif réalisé par le professeur Monemar. La particularité du GaN comme d'autre semi-conducteur (Si, Ge,...) est d'avoir un coefficient négatif en fonction de la température, qui varie entre 0.39-0.67 meV.K<sup>-1</sup>. Monemar donne une relation précise de l'évolution de la bande interdite en fonction de la température :

$$E_g = 3,503 + \frac{(5,08 * 10^{-4} T^2)}{(T - 996)} \text{ en eV}$$

Cette expression a été validée pour des températures T<300K avec une incertitude de 0.002ev.

Pour les températures supérieures à 300K, il est possible d'utiliser le modèle proposé par Pulfrey et Fathpour, en accord avec le modèle de Monemar à basse température. Ce modèle propose l'évolution de la bande interdite du GaN et de l'AlN en température de 4K à 800K. La variation de la bande interdite est donnée par la relation :

$$E_g = E_0 - \frac{\alpha_g T^2}{(T + T_g)}$$

Les valeurs se rapportant aux deux matériaux, GaN et AlN sont présentées dans le tableau suivant.

	GaN	AlN
<b>E<sub>0</sub> (eV)</b>	<b>3.509</b>	<b>6.118</b>
<b>α<sub>g</sub> (eV/K)</b>	<b>7.32e-4</b>	<b>1.799e-3</b>
<b>T<sub>g</sub> (K)</b>	<b>700</b>	<b>1462</b>

Le calcul de l'énergie de bande interdite de l'alliage ternaire (AlGa<sub>N</sub>) des semi-conducteurs III-V, fait intervenir dans l'expression du gap en fonction de la composition un paramètre *b* « bowing paramètre » caractéristique du matériau étudié (Ga<sub>N</sub>). L'expression de la bande interdite de AlGa<sub>N</sub> est :

$$E_{gAlGaN}(x) = x.E_{gGaN} + (1-x)E_{gAlN} - b.x(1-x)$$

Avec  $b_{GaN}=1$  eV. Cette valeur de bande interdite est déterminée dans le cas d'un matériau relaxé, dans nos structures contraintes en tension la bande interdite réelle sera inférieure à cette valeur.

La figure (4.1.1) représente simultanément la variation de la bande interdite d'après la relation établie par Pulfrey et Fathpour pour une gamme de température de 70K à 700K. Nous avons extrapolé la variation de l'alliage AlGa<sub>N</sub> pour un niveau d'aluminium dans le AlGa<sub>N</sub> de  $x=30\%$ .

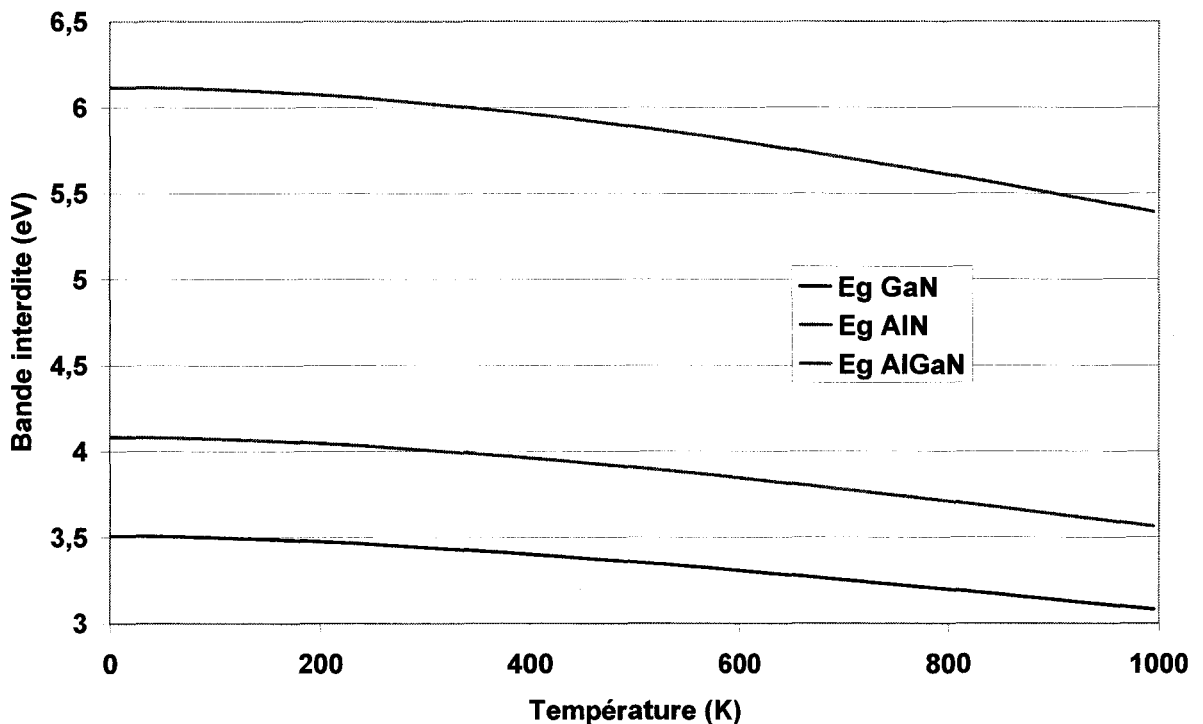


Figure (4 ; 1 ; 1) : Evolution en fonction de la température de la bande interdite du nitrure de gallium, du nitrure d'aluminium ainsi que de l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ .

#### 4-2 Chute de la mobilité des électrons du gaz 2D avec la température

L'efficacité du HEMT par rapport à un composant de type MESFET consiste à profiter des propriétés de haute mobilité du gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface de l'hétérojonction AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>. L'objectif est de séparer spatialement les électrons libres des donneurs ionisés et de la zone de champ de polarisation dans l'AlGa<sub>N</sub> et ainsi de diminuer la

diffusion des électrons du canal. Le modèle du HEMT se décrit de façon semi-classique avec l'introduction de la densité d'états bidimensionnelle. Nous ne démontrerons pas ici les équations qui régissent le transport dans le gaz 2D et nous concentrerons à quantifier l'effet de la température sur la mobilité électronique.

La mobilité des électrons dans le gaz bidimensionnel de l'hétérostructure AlGaIn/GaN est un paramètre crucial du transport de charge qui atteste de la qualité de hétéroépitaxie et permet de caractériser les performances du transistor.

A partir de ces hétérostructures, on parvient à obtenir des mobilités électroniques de  $1500\text{cm}^2/\text{Vs}$  à température ambiante alors qu'elle est que de  $600\text{cm}^2/\text{Vs}$  dans la majorité des matériaux massifs. Dans les composants le champ électrique est important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau, phonons acoustiques d'abord phonons optiques ensuite entraînent une diminution de mobilité des porteurs. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2 la densité de phonon est directement liée à la température du matériau.[4-6]

Ainsi la mobilité des électrons n'est pas constante avec la température et celle-ci introduit des effets qui perturbent le transport. Afin de quantifier la détérioration du transport avec la température des mesures classiques de mobilité par effet Hall en fonction de la température ont été réalisées sur une structure HEMT. La mesure Hall permet d'extraire la valeur de la mobilité des électrons dans le gaz bidimensionnel, mais aussi nous donne l'évolution en fonction de la température de la densité de porteurs dans le gaz bidimensionnel.

La figure (4.2.1) montre la mesure de l'évolution de la mobilité et de la concentration des électrons dans le canal réalisée sur une structure HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de saphir. On remarque une chute de la mobilité avec la température d'un facteur 10 entre 100K et 500K alors que la concentration de porteurs reste pratiquement constante.

La mesure en température de la concentration de porteurs dans la structure montre que les électrons restent confinés dans le gaz bidimensionnel, avec une légère augmentation pour  $T > 400\text{K}$ , effet attribuable à la désactivation de certains pièges dans la structure.



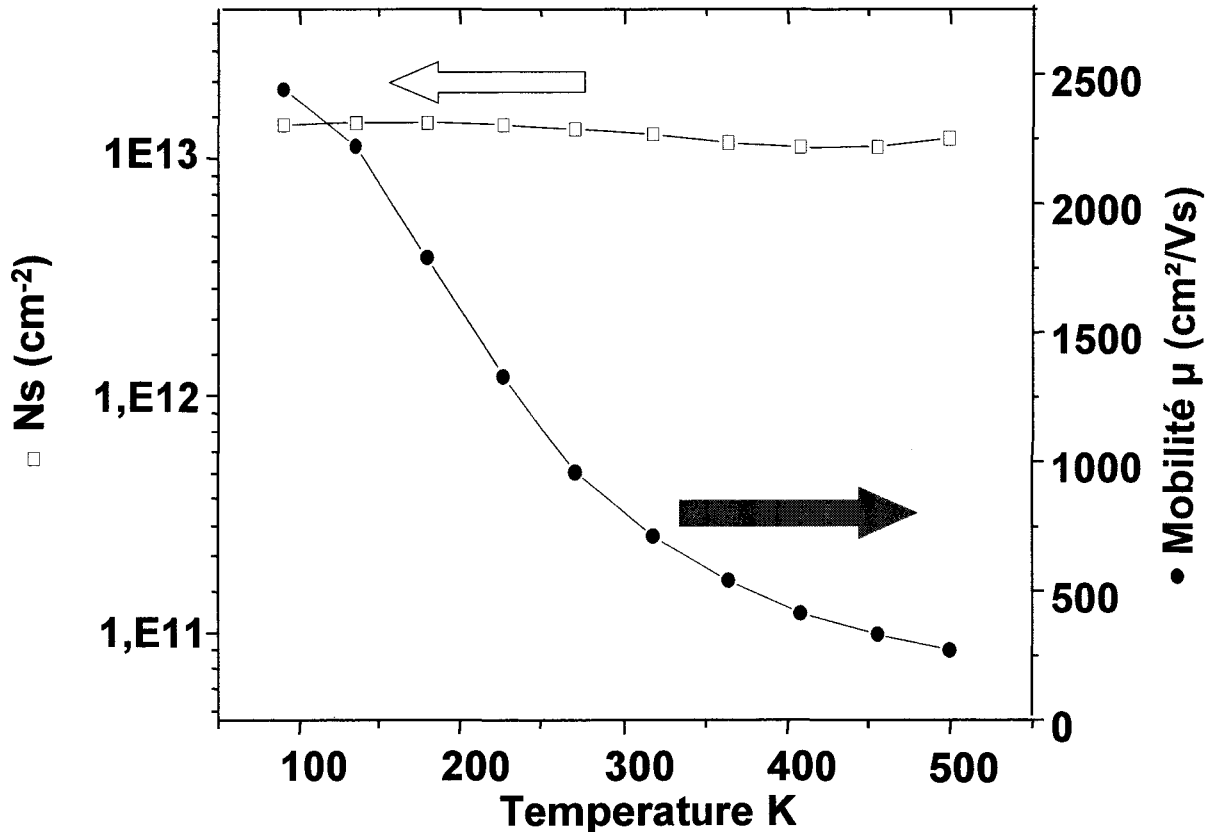


Figure (4 ; 2 ; 1) : Evolution de la mobilité et de la densité de porteurs avec la température, mesure classique d'effet Hall sur la plaque (AEC 804)

La mobilité est limitée par la combinaison de différents mécanismes de diffusion qui sont répertoriés en deux catégories à savoir les diffusions de type extrinsèque et les diffusions de type intrinsèque.

Les diffusions de types extrinsèques sont associées aux phénomènes physiques introduits par les impuretés, les dislocations, ... En principe ces effets peuvent être réduits en optimisant la croissance épitaxiale et la fabrication des composants.

A ces mécanismes extrinsèques s'ajoutent pour différentes températures d'activation, des mécanismes intrinsèques de diffusion, inévitables, qui limitent la mobilité, ils sont associés à l'absorption et à l'émission de phonons. Les trois plus importants mécanismes de diffusion par les phonons sont par les phonons acoustiques, par les phonons associés au champ piézoélectrique et par les phonons optiques polaires.

Les mécanismes de diffusion acoustique sont quasi-élastiques et dominant à basse température et aux températures intermédiaires. A température ambiante, la mobilité du gaz 2D AlGaN/GaN est limitée par la diffusion inélastique des phonons optiques polaires.

Dans le modèle présenté sur la courbe (4 ; 2 ; 2) l'équipe d'Asgari [7] introduit les cinq principaux mécanismes de diffusion des porteurs afin d'obtenir l'évolution générale de la mobilité en fonction de la température. Quatre mécanismes extrinsèques sont introduits dans le modèle, la diffusion par le potentiel de déformation couplé aux effets piézoélectriques, la diffusion par les impuretés résiduelles, la diffusion par les dislocations et enfin la diffusion par l'état de rugosité de l'interface. Un seul mécanisme intrinsèque a été retenu, la diffusion par les phonons optiques polaires.

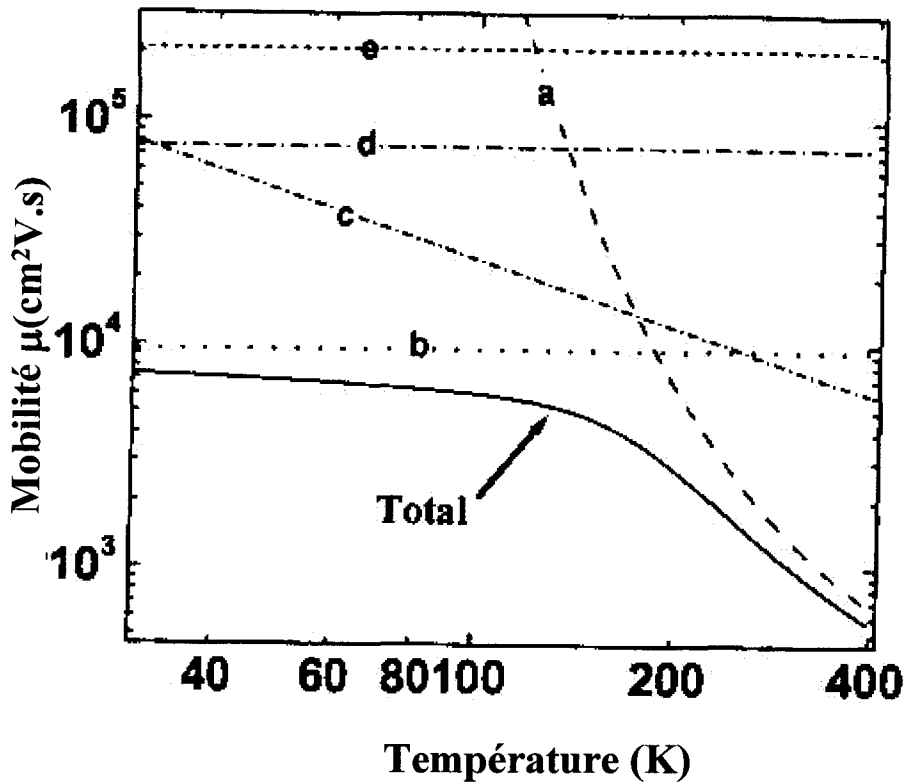


Figure (4 ;2 ;2) : Représentation de la mobilité  $\mu$  des porteurs dans le gaz 2D en fonction de la température avec les différents mécanismes de diffusion associés.

La figure (4 ;2 ;2) représente la mobilité globale des électrons (courbe continue). La courbe (a) représente la diffusion par les phonons optiques polaires, ce mécanisme est dominant pour les températures supérieures à 150 K, c'est donc le facteur principal de chute de mobilité des électrons dans le fonctionnement des transistors de puissance. La courbe (b) représente la contribution de la diffusion par l'état d'interface de l'hétérostructure, facteur principal à basse température  $T < 100\text{K}$ . Les trois autres contributions (c), (d), (e) sont respectivement les diffusions par le potentiel de déformation couplé aux effets piézoélectriques, par les dislocations et par les impuretés résiduelles, ce dernier étant le facteur le moins intense.[8-10]

A partir des mesures de mobilité en fonction de la température, pour des températures supérieures à 300K, nous utilisons le modèle classique de comportement de la mobilité avec T défini tel que :

$$\mu(T) = \mu(300) \left( \frac{T}{300} \right)^{-a}$$

Avec a positif, facteur lié au matériau.

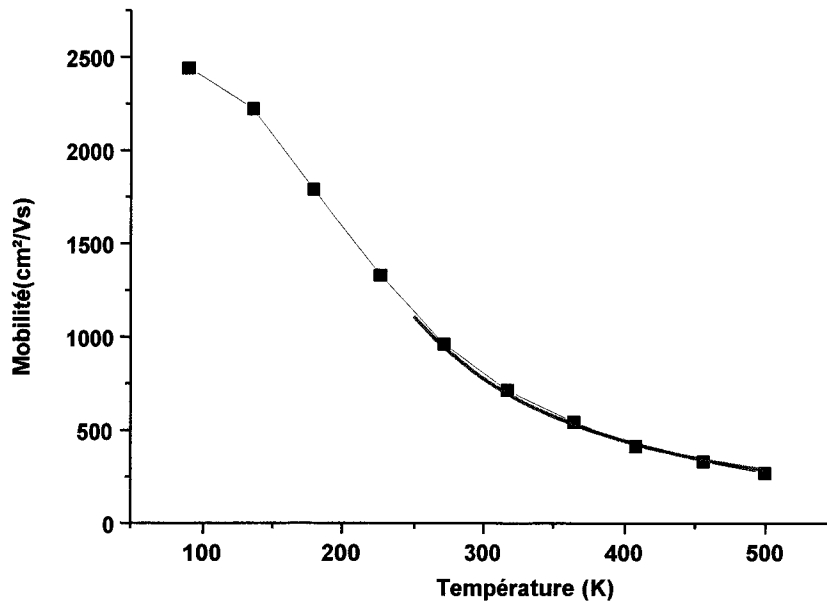


Figure (4 ; 2 ; 3) : Mesure et modélisation de la mobilité du gaz 2D avec la température.

La figure (4 ; 2 ; 3) montre un exemple de mobilité en fonction de la température obtenu dans notre laboratoire pour une structure HEMT. De ce type de mesures, nous avons déterminé le modèle de mobilité associé au gaz 2D de l'hétérostructure AlGaIn/GaN tel que :

$$\mu_{2D,AlGaIn/GaN}(T) = \mu_{2D,AlGaIn/GaN}(300K) \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{-a}$$

$$a = 1.8 \pm 0.1$$

A partir des mesures effectuées nous connaissons l'évolution de la mobilité des porteurs avec la température. La chute de mobilité dans la gamme de température 300-600K est directement associée à la diffusion par les phonons optiques polaires, mécanisme intrinsèque, inévitable, du matériau. Le contrôle de la température s'impose pour réduire ce phénomène néfaste au bon fonctionnement du composant hyperfréquence.[11-17]

#### **4-3 Evolution de la vitesse de saturation des électrons dans le gaz 2D avec la température**

[18-20]

La vitesse des électrons dans le gaz bidimensionnel est définie par

$$\vec{v} = \mu \cdot \vec{E}$$

Pour une valeur de champ élevée la vitesse des porteurs tend vers une valeur limite,  $v_{sat}$ , la vitesse de saturation des porteurs.

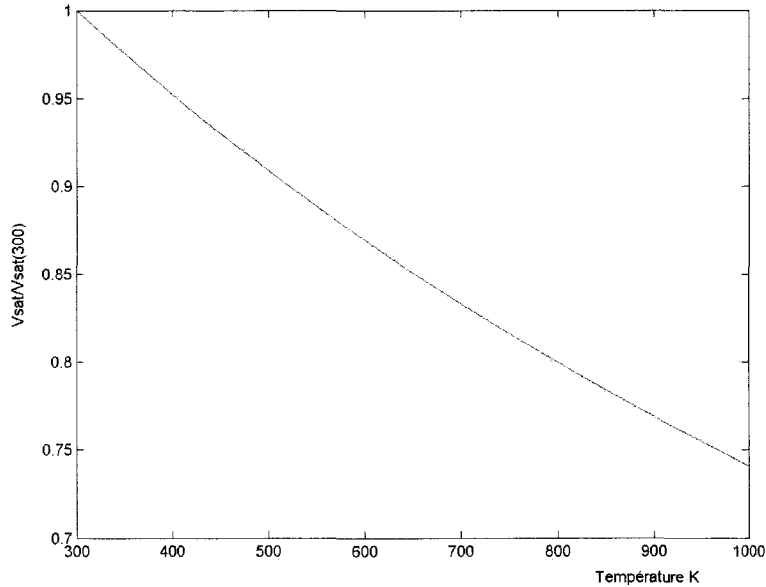
Le modèle proposé par Quay [21-22], et son équipe définit la variation de la vitesse de saturation en fonction de la température par la relation suivante :

$$\frac{v_{sat}(T)}{v_{sat}(300)} = \frac{1}{(1 - k_v) + k_v \left(\frac{T}{300}\right)}$$

$$k_{v/GaN} = 0.15$$

Où  $v_{sat}(300)$  est la vitesse de saturation à la température ambiante, et déterminée expérimentalement.

La figure (4.3.1) présente l'évolution de la vitesse de saturation des électrons, normée, en fonction de la température.



*Figure (4 ; 3 ; 1) : Représentation de la vitesse  $v_{sat}$  des porteurs dans le gaz 2D en fonction de la température*

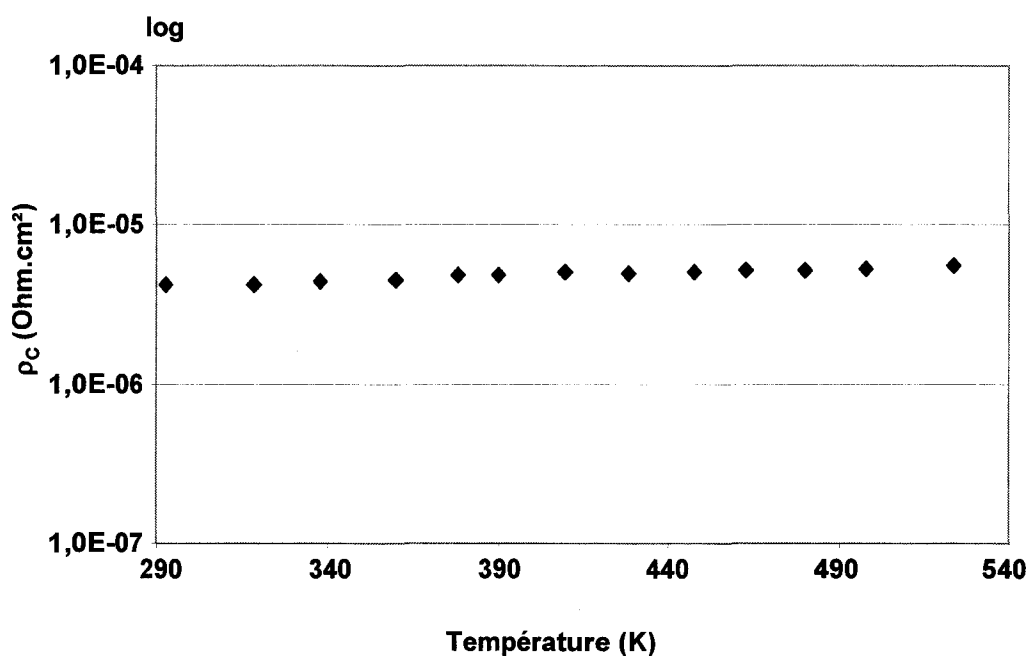
Comme nous l'avons vu pour la mobilité, la vitesse de saturation des porteurs à haute température  $T > 300K$  et à fort champ est limitée essentiellement par les phonons optiques polaires et les états d'interface de l'hétérojonction AlGaIn/GaN.[23]

Une étude sur l'évolution des propriétés physiques des contacts métalliques avec la température a été réalisée à partir des motifs de test. Ainsi les propriétés des contacts ohmiques et du contact Schottky ont été étudiées en fonction de la température indépendamment du transistor.

#### **4-4 Dégradation des contacts ohmiques avec la température**

Une étude a été réalisée sur l'évolution du contact ohmique avec la température. Cette étude a été faite à partir des motifs TLM de contact ohmique, dont la méthode de détermination est présentée en annexe. Le dépôt métallique utilisé pour ces composants est un alliage de Ti/Al recuit à 900°C pendant 30s. A partir de ces mesures, nous avons extrait les quatre paramètres qui définissent le contact ohmique : la résistance spécifique de contact  $\rho_c$ , la résistance  $R_c$ , la longueur de transfert  $L_t$  et la résistance de la couche semi-conducteur  $R_{sh}$  [24-27]

Résistance spécifique  $\rho_c$  :



*Figure (4 ; 4 ; 1) : Evolution de la résistance spécifique de contact ohmique  $\rho_c$  (Al/Ti/GaN) avec la température de la plaque AEC 497.*

$\rho_c$  correspond à la résistance de l'interface semi-conducteur/métal rapportée à une unité de surface (ohms par cm<sup>2</sup>). Nous remarquons que la résistance GaN/Ti/Al reste stable quand la température augmente de 290K à 520K comme le montre la figure (4 ; 4 ; 1).

Aucune dégradation et ni aucune amélioration du contact n'a été constatée quand la température est ramenée à la température ambiante.

Résistance  $R_c$  :

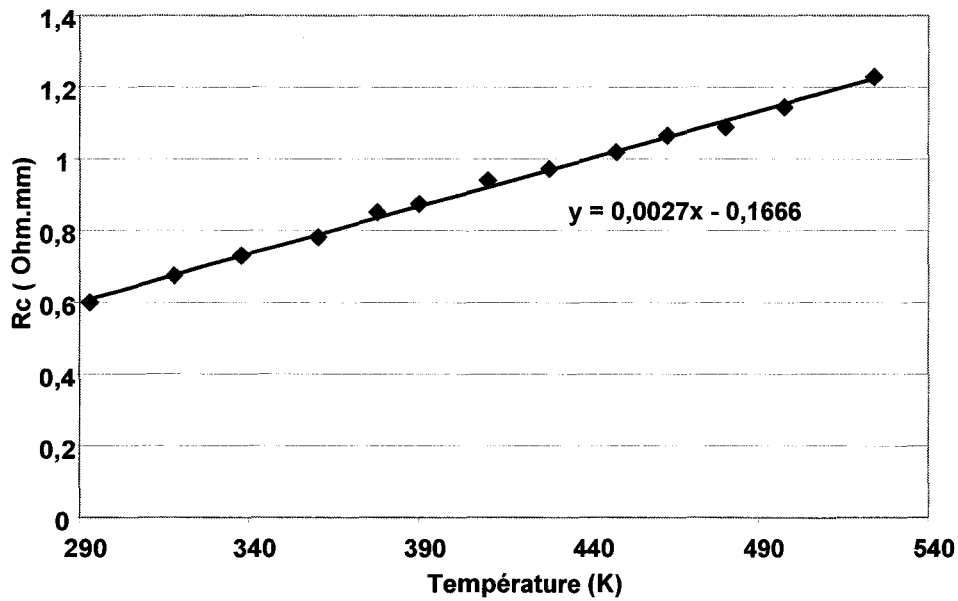


Figure (4 ; 4 ; 2) : Evolution de la résistance de contact ohmique  $R_c$  (Al/Ti/GaN) avec la température de la plaque AEC 497.

La résistance  $R_c$  est la résistance apportée par un plot métallique dans le cas d'un transport planaire. Elle s'exprime en ohms mm. La résistance électrique augmente avec la température, le contact ohmique se détériore. Nous observons un facteur deux sur la résistance  $R_c$  pour une augmentation de la température de 300K comme le montre la figure (4 ; 4 ; 2).

#### Longueur de transfert $L_t$

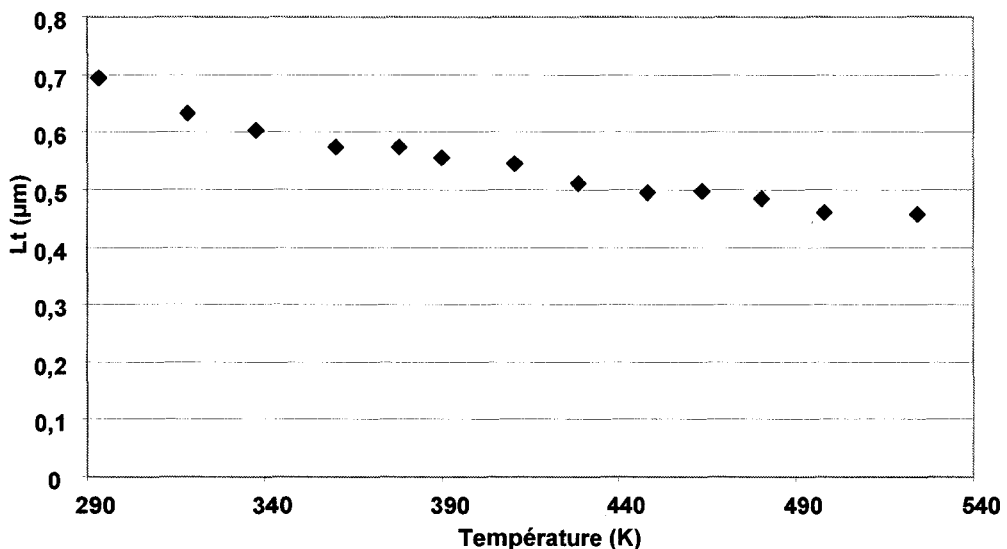


Figure (4 ; 4 ; 3) : Evolution de la longueur  $L_t$  de la résistance de contact ohmique (Al/Ti/GaN) avec la température de la plaque AEC 497.

La longueur  $L_t$  est appelée la « longueur de transfert » et correspond à la distance à laquelle le courant diminue de  $1/e$  sous le contact ohmique. Les distances typiques sont de l'ordre du micron. La distance  $L_t$  diminue avec la température d'un tiers de sa valeur pour une élévation de la température de 300K comme le montre la figure (4 ;4 ;3).

#### Résistance du matériau semi-conducteur $R_{sh}$

La résistance  $R_{sh}$  représente la résistance du matériau semi-conducteur. La variation de la résistance de la couche symbolisée par le gaz 2D est directement liée à la mobilité des électrons dans le gaz bidimensionnel, ainsi la résistance augmente avec la température. La courbe (4 ;4 ;4) représente la mesure extraite des mesures de motif de contact ohmique TLM en température.

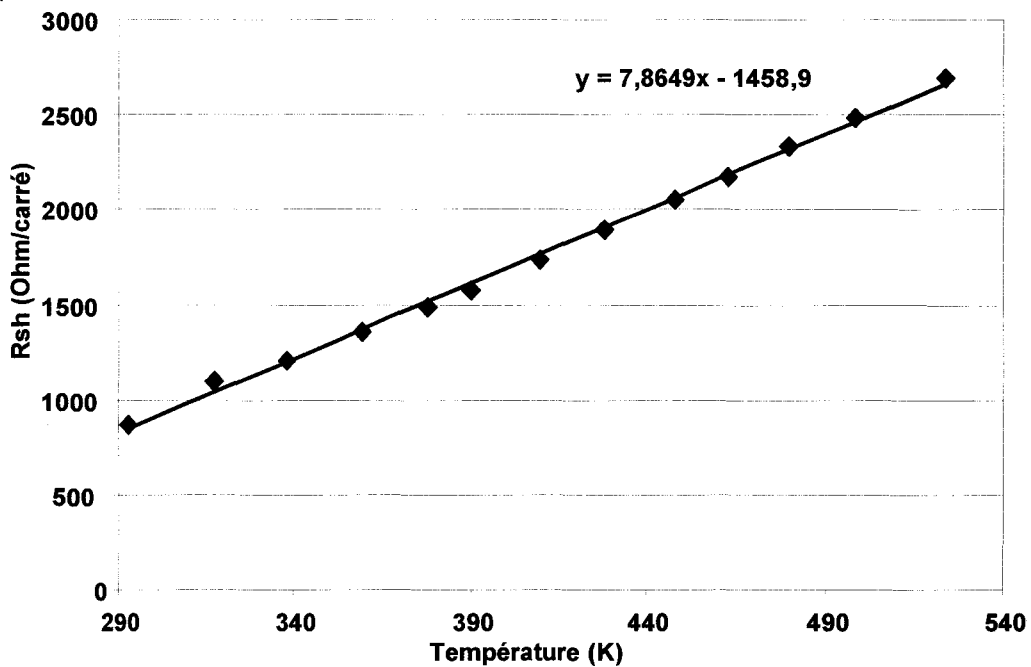


Figure (4 ;4 ;4) : Evolution de la résistance de la couche  $R_{sh}$  avec la température sur la plaque AEC 497

La valeur de la mobilité des porteurs dans le gaz bidimensionnel est accessible par la mesure de la résistance  $R_{sh}$  de la couche. En effet, la mobilité est liée à résistance de la couche et à la densité de porteurs par la relation suivante:

$$\mu(T) = \frac{1}{R_{sh}(T) \times n_s(T) \times e}$$

En connaissant la valeur de la densité de porteur dans le gaz 2D  $n_s$  constante avec la température nous retrouvons l'évolution de la mobilité avec la température.

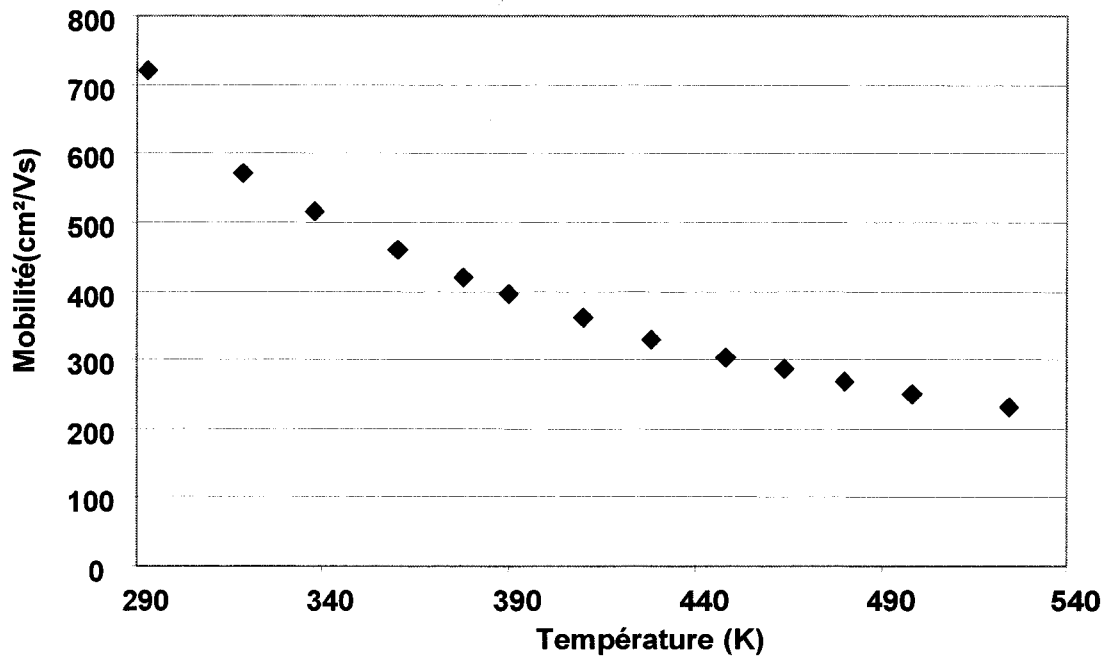


Figure (4 ;4 ;5) : Estimation de mobilité des porteurs à partir de la mesure de la résistance de la couche. Evolution de la mobilité avec la température.

Nous avons établi précédemment que la variation avec la température de la mobilité des porteurs dans le gaz 2D suit la relation suivante :

$$\mu(T) = \mu(300) \left(\frac{T}{300}\right)^{-a}$$

$$a = 1.8 \pm 0.1$$

Dans le cas de température supérieure à 200K.

A partir de la mesure de la résistance de la couche nous avons retrouvé la même loi d'évolution avec une valeur de « a » similaire dans la limite des incertitudes de mesures de la mobilité précédente. La figure suivante présente la courbe inverse des mesures de résistance de la couche et nous retrouvons le modèle que nous proposons le modèle proposé précédemment.



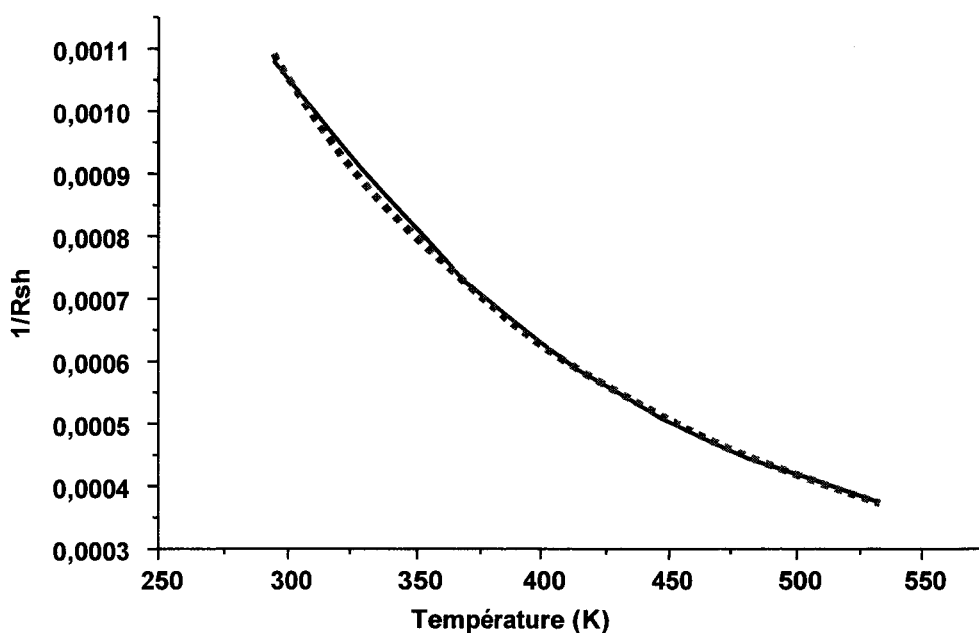


Figure (4 ;4 ;6) : L'évolution de l'inverse de la résistance avec la température, en rouge fit de la courbe avec la loi évolution de la mobilité, on retrouve le même facteur  $\alpha=1.8$

Nous observons donc à partir de ces mesures, une dégradation des propriétés ohmiques de l'alliage Ti/Al avec la température, l'augmentation de  $R_C$  et  $R_{sh}$  et la diminution de  $L_t$ . Ces variations se retrouvent sur les caractéristiques statiques du composant.

#### **4-5 Dégradation de la caractéristique I-V en statique**

La caractéristique I-V d'un transistor est, comme son nom l'indique la mesure qui permet d'obtenir la variation du courant de drain en fonction des tensions de grille et de drain. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, cette caractéristique peut se décomposer en trois parties distinctes, la zone linéaire où le composant à un comportement ohmique, la zone de transition et enfin la zone de saturation, à courant constant. Dans le chapitre 1, nous avons présenté la caractéristique de courant tension sans avoir introduit les effets thermiques.[28-30]

Afin de voir sur cette caractéristique les effets de la température nous avons comparé la mesure du courant de drain effectuée en continu et en mesure pulsée avec une largeur de pulse de 100ns. La figure (4 ;5 ;1) présente l'effet de la température sur la caractéristique IV d'un transistor HEMT sur substrat de silicium.

La mesure pulsée s'affranchit de l'auto échauffement du composant et donc de l'élévation de température, le courant de drain est donc le courant à température ambiante. La mesure en continu subit l'auto échauffement due à la dissipation thermique de l'énergie introduite dans la structure et donc le courant de drain est relié à la température de la zone active.

La figure (4 ;5 ;1) montre le comportement différent de la courbe en continu et pulsée qui se traduit par un décalage de la pente dans la région linéaire et un double effet de diminution du courant et de chute avec la tension dans la zone de saturation.

Le décalage de la pente dans la zone ohmique est associé à l'augmentation de la résistance de contact ohmique  $R_C$  (flèche horizontale).

Le double effet de la zone de saturation est associé à la chute de mobilité avec la température. Le courant saturé diminue d'autant plus que la tension augmente, par l'effet de croissance de la puissance dissipée  $P_{diss}=U.I$ .

Pour un même point de polarisation, nous constatons une chute du courant drain entre la mesure pulsée et la mesure en continu, qui traduit la chute de la mobilité des porteurs, dans le cas idéal où aucun effet de piège ne vient se superposer.

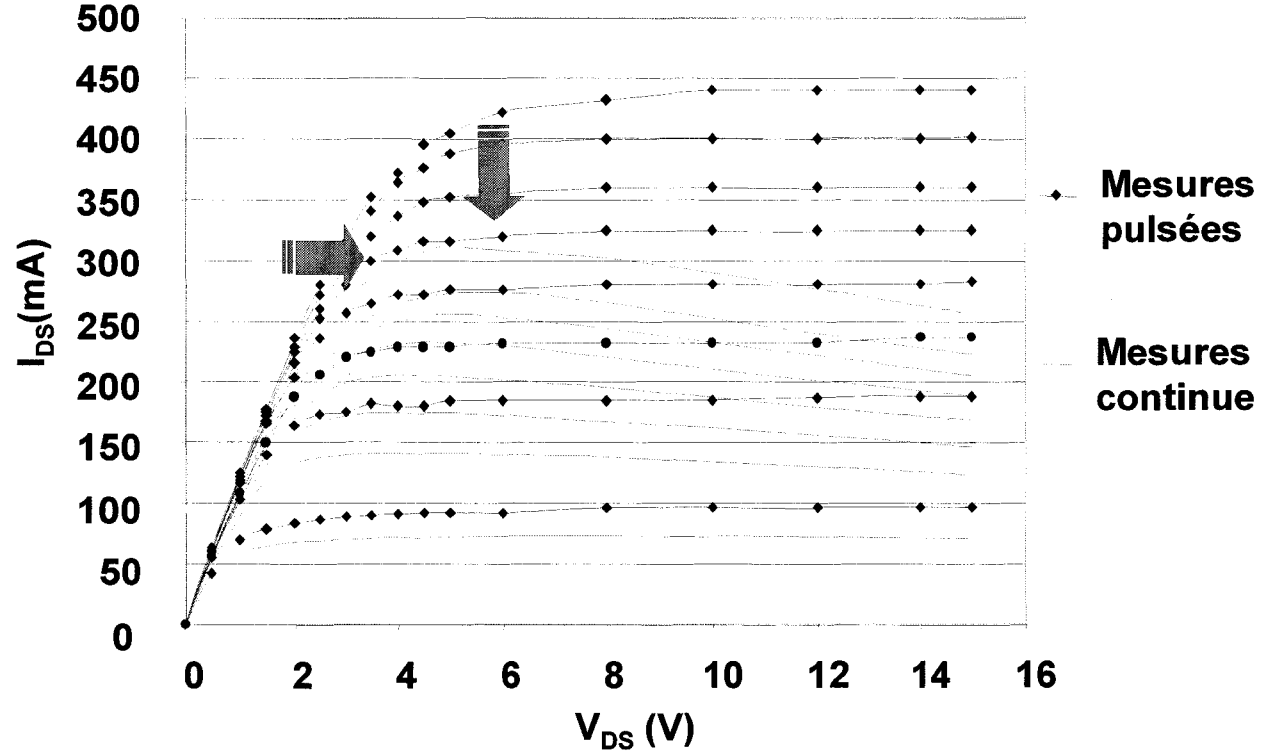


Figure (4 ; 5 ; 1) : Comparaison de caractéristique IV à température ambiante, entre la mesure en continue et la mesure pulsée (100ns de largeur de pulse) pour un développement de 0.5mm.

#### 4-6 Dégradation de la transconductance gm en statique

La transconductance de sortie est un paramètre important du transistor car il traduit la notion de gain en statique du composant. Plus elle est importante plus l'amplification du composant sera importante [31]. La transconductance est définie par :

$$g_m = \left( \frac{\Delta I_{DS}}{\Delta V_{GS}} \right)_{V_{DS}}$$

La figure (4 ;6 ;1) présente l'évolution par unité de longueur de grille, de la transconductance de sortie d'un transistor HEMT sur substrat silicium (plaque A243). La chute de la transconductance est directement liée à la chute de mobilité des électrons dans le gaz 2D.

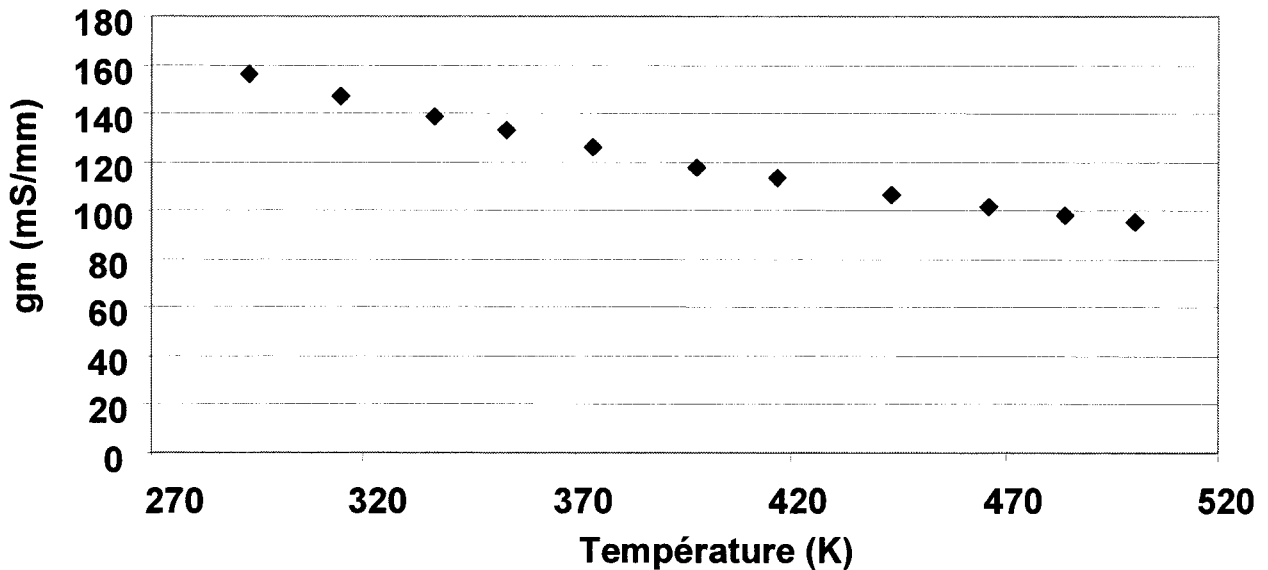


Figure (4 ;6 ;1) : Evolution de la transconductance gm en fonction de la température d'un HEMT épitaxié sur silicium.

## 4-7 Comportement du contact Schottky de grille avec la température

### 4-7-1 Rappel

La loi de variation du courant de grille dans la structure est conditionnée par des mécanismes physiques différents dans les régions distinctes de la structure. Le courant total est la somme du courant thermoïonique, du courant de génération-recombinaison, du courant tunnel et du courant de fuite issu des pièges à l'interface.

A l'interface et à température ambiante, le courant de la diode est conditionné par l'émission thermoélectronique par-dessus la barrière de potentiel et par la génération recombinaison dans une proportion moindre. Le principal mode de conduction à température ambiante et pour des températures supérieures est le mode thermoélectronique ou thermoïonique. Ce modèle décrit le transport des électrons ayant une énergie cinétique leur permettant de franchir l'interface métal/semi-conducteur par-dessus la barrière Schottky.

Suivant le modèle thermoïonique, le courant  $I$  pour une polarisation  $V$  en direct est donné par :

$$I(V) = I_S \left[ \exp\left(\frac{q(V - R_S I)}{nk_B T}\right) - 1 \right]$$

Avec  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $q$  la charge de l'électron et  $T$  la température.  $R_S$  est la résistance série de la diode associée à la résistance de couche et de contact du composant.  $n$  est le facteur d'idéalité qui est proche de l'unité lorsque le mode de conduction thermoïonique est dominant.  $I_S$  est le courant de saturation en inverse qui est donné par la relation :

$$I_S = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{k_B T}\right)$$

Avec  $A^*$  la constante de Richardson et  $A$  la surface de la diode.  $\Phi_b$  est la hauteur de barrière effective que doivent franchir à l'équilibre thermodynamique les électrons pour passer du semi-conducteur au métal.

Généralement, c'est à partir du facteur d'idéalité  $n$  et de la hauteur de la barrière  $\Phi_b$  que l'on caractérise la qualité du contact Schottky.

### 4-7-2 Caractéristique du contact Schottky en température

La température a un effet sur le contact Schottky. Nous avons réalisé la mesure de l'évolution de la barrière de potentiel et du facteur d'idéalité de deux diodes Schottky en fonction de la température dans une gamme allant de 300K à 500K. Les deux métallisations testées sont des sandwiches de platine/or et le molybdène/or (50nm/600nm). Les mesures ont été réalisées sur des motifs de test Schottky rectangulaire (125 $\mu$ m x 200 $\mu$ m). [32-39]

Dans le cas de contact Schottky de bonne qualité nous ne devrions pas observer de variation de la barrière de potentiel, ainsi que du facteur d'idéalité. Pourtant les courbes suivantes présentent une amélioration des caractéristiques des deux diodes avec la température.

On constate une amélioration la barrière de potentiel, elle augmente avec la température et le facteur d'idéalité tend vers 1. La température introduit un effet perturbateur car la résistance d'accès augmente avec la température.

Les courbes (4 ;7 ;2 ;1) et (4 ;7 ;2 ;2) représentent les mesures en température de la barrière de potentiel, du coefficient d'idéalité ainsi que de la résistance d'accès pour les deux diodes GaN/Pt/Au et GaN/Mo/Au respectivement.

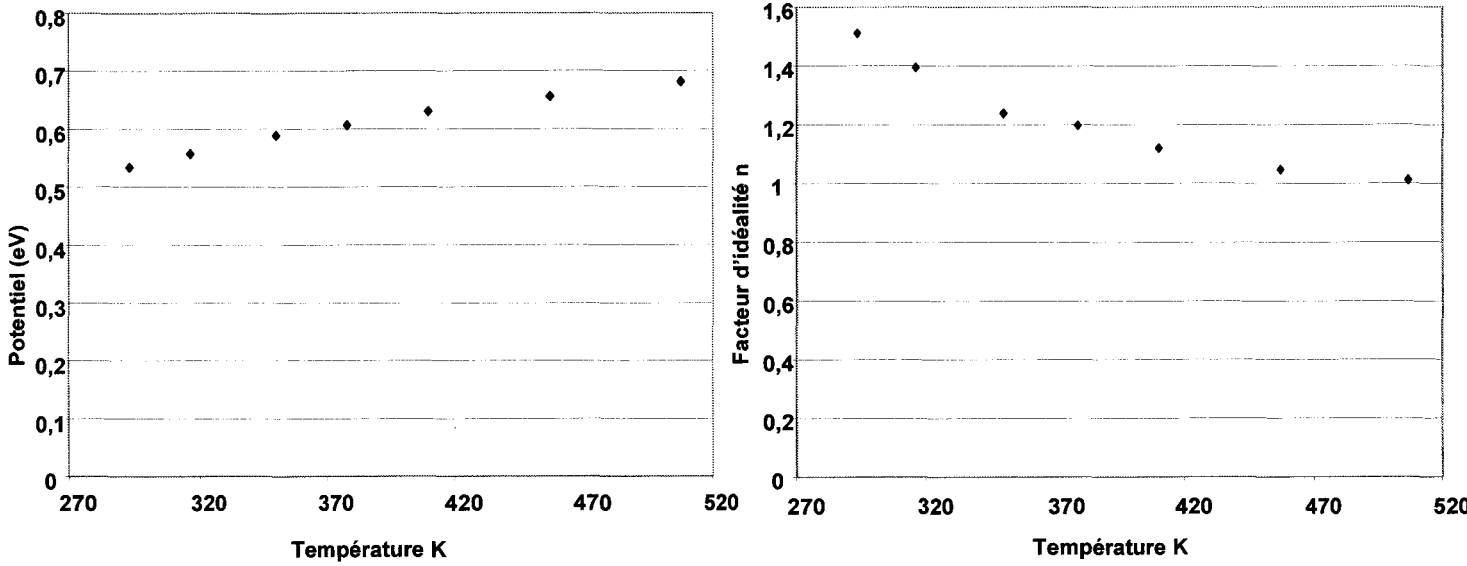


Figure (4 ;7 ;2 ;1) : Evolution du coefficient d'idéalité  $n$  et de la barrière de potentiel  $\Phi_b$  de la diode Schottky (Au/Pt/GaN) avec la température sur la plaque A 243

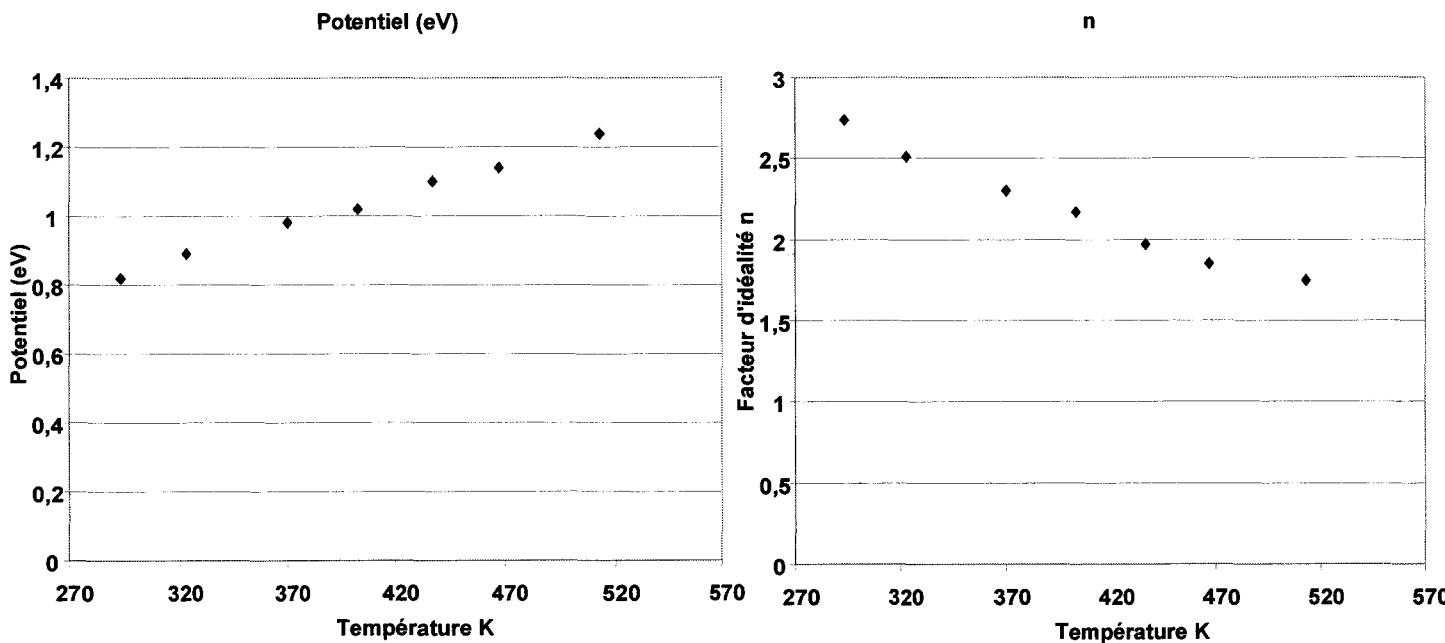


Figure (4 ;7 ;2 ;2) : Evolution du coefficient d'idéalité  $n$  et de la barrière de potentiel  $\Phi_b$  de la diode Schottky (Au/Mo/GaN) avec la température.

La variation de la résistance d'accès avec la température obéit au comportement des contacts ohmiques et de la résistance de la couche observés précédemment.

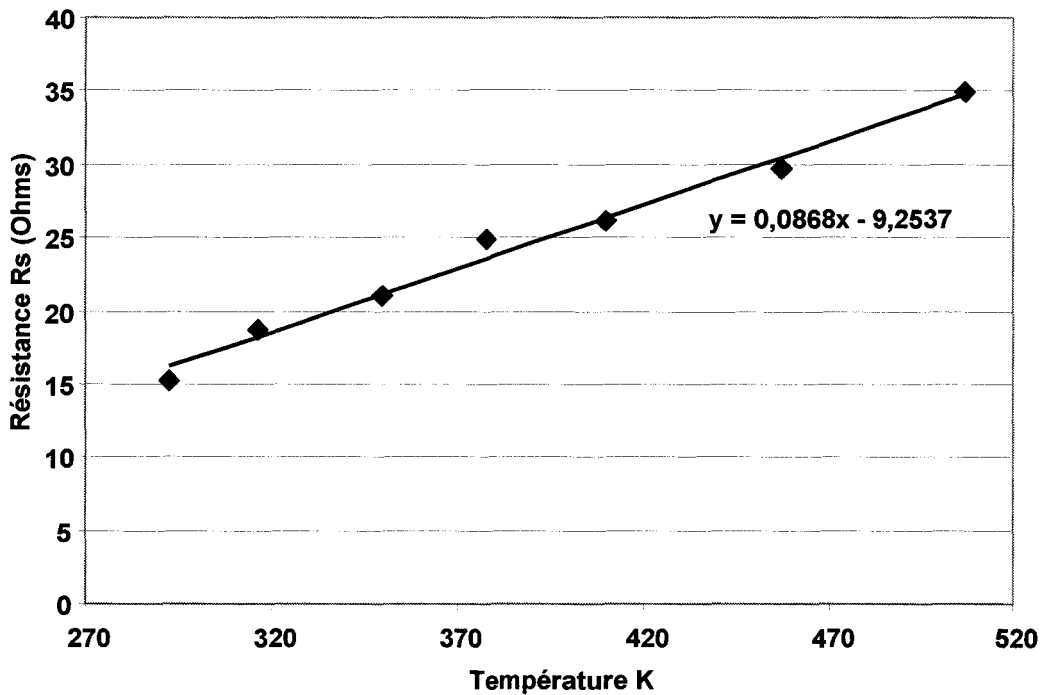


Figure (4 ; 7 ; 2 ; 3) : Evolution de la résistance d'accès de la diode Schottky (Au/Pt/GaN) avec la température de la plaque A243.

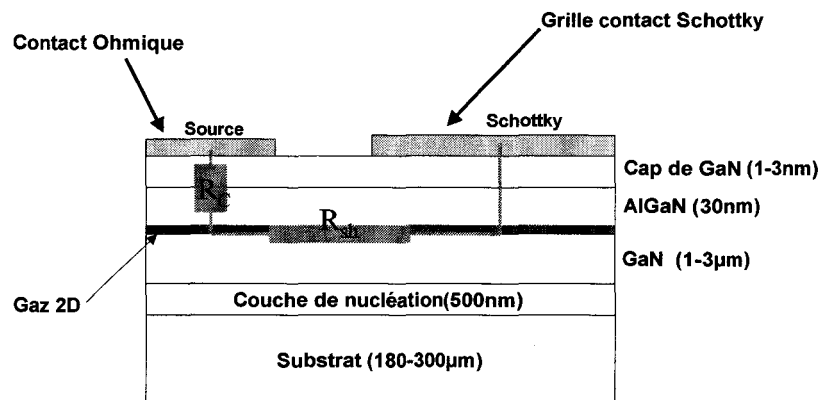


Figure (4 ; 7 ; 2 ; 4) : Coupe transversale de la diode Schottky, avec la modélisation des résistances des couches traversées.

A partir des mesures effectuées sur le contact ohmique dans le paragraphe précédent on peut remonter à la variation de la résistance d'accès en température du contact Schottky. Les mesures de contact ohmique et de contact Schottky n'ont pas été réalisées sur la même plaque, mais les contacts métalliques sont identiques.

Pour ce faire on utilise la variation de la résistance de contact  $R_C$  avec  $T$  et de la résistance de la couche  $R_{sh}$  avec  $T$  (Figure (4 ; 7 ; 2 ; 3)). En effet, comme le montre le schéma

(4 ;7 ;2 ;4) nous pouvons modéliser la résistance globale dans la diode Schottky  $R_S$  par une résistance de contact ohmique sur la périphérie de la diode ( $R_C/W$ ) et par la résistance de la couche le long de l'espace source grille sur la périphérie de la diode ( $R_{sh} * L_{SG}/W$ ).

$$R_S = \frac{R_C}{W} + R_{sh} \frac{L_{SG}}{W}$$

$$Pente R_S = \frac{Pente R_C}{W} + R_{sh} \frac{Pente L_{SG}}{W}$$

Avec  $W$  le développement de la diode Schottky et  $L_{SG}$  la distance entre le plot de source et le contact Schottky.

Un calcul identique peut être fait sur le calcul des pentes des courbes respectivement  $R_S(T)$ ,  $R_C(T)$  et  $R_{sh}(T)$ .

L'application numérique sur le calcul de la résistance d'accès  $R_S$  à température ambiante nous donne une valeur calculée par le modèle  $R_{S\text{modél}}(300K)=10.5$  Ohms avec une valeur mesurée  $R_{S\text{mesurée}}=15$  Ohms. On obtient un résultat du même ordre de grandeur en accord avec la mesure, à l'erreur près de la différence entre les plaques. La contribution principale de la variation de la résistance d'accès est donnée par le terme lié à la résistance de

la couche en effet le terme  $R_{sh} \frac{L_{SG}}{W} = 9.2$  ohms

Le calcul de la pente nous donne suivant le modèle la  $Pente_{R_{S\text{modél}}}=0.0937$  et la valeur mesurée est de  $Pente_{R_{S\text{mesurée}}}=0.0868$ . La contribution principale de la variation de la résistance d'accès avec la température est donc la variation de la résistance de la couche  $R_{sh}$  en effet le terme  $R_{sh} \frac{Pente L_{SG}}{W} = 0.0898$  et le facteur dominant dans le modèle.

La variation de la résistance d'accès avec la température dans la diode Schottky peut être attribuée principalement à la variation de la conductivité électrique de la couche active soit donc à la variation de la mobilité des électrons dans le gaz bidimensionnel.

L'interprétation des résultats du comportement de la diode Schottky en température ne révèle pas généralement une amélioration des performances de la diode. Les effets d'augmentation du potentiel de barrière et d'amélioration du facteur d'idéalité sont consécutifs à une mauvaise qualité de l'interface entre le métal et le semi-conducteur. Cette interprétation se fait à partir du modèle de Werner et Güttler, pour mettre en exergue un problème d'inhomogénéité de la barrière Schottky que nous présentons dans ce paragraphe. [40-42]

### 4-7-3 Modèle de Werner

Le modèle de Werner et Güttler a été utilisé tout d'abord pour décrire les variations avec la température de la hauteur de barrière et du facteur d'idéalité pour les diodes PtSi/Si. Ils montrent que les dépendances de la hauteur de barrière et du facteur d'idéalité avec la température peuvent s'expliquer par des variations locales de hauteur de barrière, autour d'une valeur moyenne, comme le présente la figure suivante

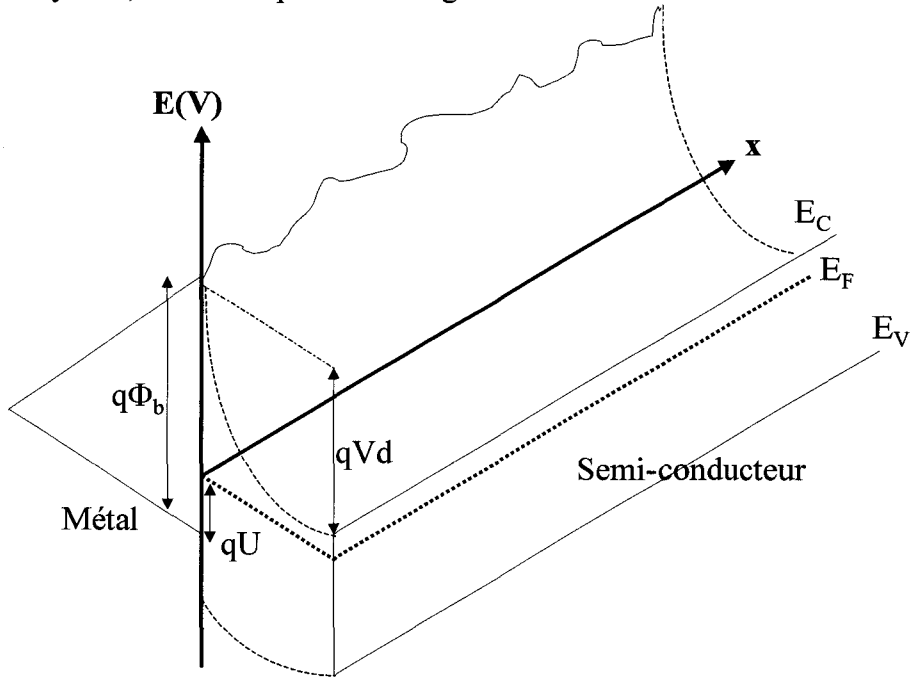


Figure (4 ; 7 ; 3 ; 1) : Diagramme d'énergie qui met en évidence des fluctuations de hauteur de barrière le long d'une direction transverse.

Les phénomènes invoqués comme étant susceptibles de créer de telles variations sont principalement : la rugosité de l'interface métal/semi-conducteur, la présence de dislocations, des fluctuations dans la composition du métal... Toutes ces imperfections d'interface peuvent engendrer des fluctuations spatiales de la hauteur de barrière. Figure (4 ; 7 ; 3 ; 1)

Afin de donner une évaluation quantitative des valeurs de hauteur de barrière et de facteur d'idéalité, Werner et Güttler considèrent une distribution gaussienne de la hauteur de barrière effective  $\Phi_b$  autour d'une valeur moyenne  $\bar{\Phi}_b$  avec une déviation standard, où l'écart type  $\sigma$  (en V) comme le montre l'équation suivante

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\bar{\Phi}_b - \Phi_b)^2}{2\sigma^2}\right]$$

$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}$  est une constante de normalisation. Le courant total traversant la barrière inhomogène est alors donné par l'équation

$$I(V) = \int i(V, \Phi_b) P(\Phi_b) d\Phi_b$$

où  $i(V, \Phi_b)$  est le courant correspondant à un potentiel appliqué V pour une hauteur de barrière effective  $\Phi_b$ .



### Variation de la hauteur de barrière avec la température

Comme le montre l'équation suivante, l'intégration de l'expression du courant total conduit à une relation entre la barrière effective  $\Phi_b$  et la température. Celle-ci fait intervenir la déviation standard de la distribution gaussienne ainsi que la valeur  $\overline{\Phi_b}$  :

$$\Phi_b(T) = \overline{\Phi_b} - \frac{q\sigma^2}{2kT}$$

Cette relation explique pourquoi la barrière  $\Phi_b$ , que l'on détermine à partir des caractéristiques I(V) expérimentales est toujours plus faible que la valeur  $\overline{\Phi_b}$ . Cet effet est accentué quand la température diminue du fait du terme négatif  $-\frac{q\sigma^2}{2kT}$ . L'effet des fluctuations de hauteur de barrière est donc plus important à basse température.

### Variation du facteur d'idéalité avec la température

Jusqu'à présent, on se servait de la caractéristique I(V) en direct pour déterminer la valeur à 0V de la hauteur de barrière effective  $\Phi_b$ . C'est cette valeur que l'on prenait comme référence pour ajuster le modèle de distribution gaussienne des fluctuations de hauteur de barrière, sans tenir compte de la possibilité qu'a la barrière de dépendre du potentiel appliqué. Werner et Güttler considèrent dorénavant que  $\Phi_b$  peut dépendre du potentiel appliqué, l'expression du courant thermoionique évoquée précédemment est alors donnée par l'équation :

$$I = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b(V, T)}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV - R_S I}{kT}\right)$$

Pour  $V > 3kT/q$ .

Si on revient aux équations du courant, on obtient une estimation de la valeur du facteur d'idéalité, donnée par l'équation suivante en fonction du potentiel appliqué et de la température.

$$\frac{1}{n} - 1 = -\frac{1}{V} [\Phi_b(V, T) - \Phi_{b0}]$$

Dans le modèle de Werner et Güttler, le facteur d'idéalité dépend ainsi de la différence entre, la hauteur de barrière extrapolée à zéro volt  $\Phi_{b0}$ , et la hauteur dépendant du potentiel appliqué et de la température  $\Phi_b(V, T)$ . En considérant à présent la distribution gaussienne de la hauteur de barrière, les équations liées au facteur d'idéalité nous conduisent à l'expression suivante :

$$\frac{1}{n} - 1 = -\frac{1}{V} [\overline{\Phi_b}(V, T) - \overline{\Phi_{b0}}] + \frac{1}{V} \left[ \frac{q(\sigma^2(V) - \sigma_0^2)}{2kT} \right]$$

Avec  $\bar{\Phi}_{b0}$  et  $\sigma_0$  qui sont respectivement la hauteur de barrière moyenne et la déviation standard à 0V. De plus, comme Werner et Güttler, nous supposons que le facteur d'idéalité ne varie pas au premier ordre avec le potentiel appliqué car les expressions  $[\bar{\Phi}_b(V,T) - \bar{\Phi}_{b0}]$  et  $[\sigma(V)^2 - \sigma_0^2]$  sont parfaitement décrites par des variations linéaires en fonction du potentiel appliqué. Dans ce cas, on peut écrire que :

$$\Phi_b(V,T) - \Phi_{b0} = \rho_2 V$$

$$\sigma^2(V) - \sigma_0^2 = \rho_3 V$$

$\rho_2$  et  $\rho_3$  sont des constantes qui quantifient la déformation de la distribution de la barrière sous l'effet du potentiel appliqué. Ces deux constantes sont indépendantes de la température mais contribuent à la dépendance du facteur d'idéalité avec la température dans le cas de barrière inhomogènes. C'est ce que montre l'équation suivante, obtenue à partir des équations précédentes, qui introduit une relation linéaire entre  $(1/n)-1$  et  $1/T$

$$\frac{1}{n} - 1 = -\rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT}$$

Le modèle de Werner et Güttler est complété par l'expression de la hauteur de barrière avec le facteur d'idéalité que nous n'avons pas exploitée dans le cadre de ce travail concernant les effets de la température sur les paramètres du transistor.

### Résultat expérimental sur le modèle de Werner

#### Evolution du potentiel :

D'après les équations précédentes et les mesures réalisées, nous avons représenté la hauteur de barrière  $\Phi_b$  en fonction de  $1/T$ , c'est une droite dont la pente dépend de  $\sigma^2$  et l'ordonnée à l'origine nous donne la hauteur de la barrière moyenne  $\bar{\Phi}_b$ .

D'après le modèle de Werner et Güttler, il existe une température limite telle que les fluctuations de barrière ont alors un effet négligeable sur la mesure de la hauteur de barrière. Il existe une température limite où les effets d'inhomogénéités de la barrière ne sont plus détectables. Les mesures montrent que cette limite n'est pas atteinte.

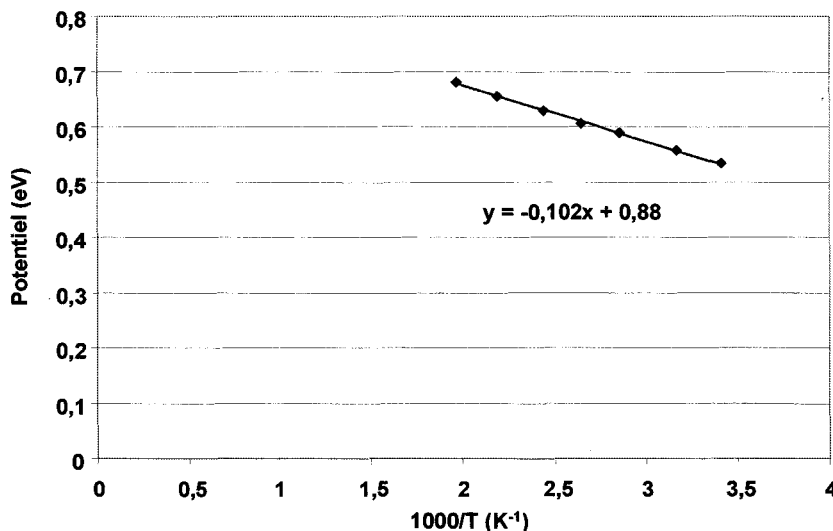


Figure (4 ; 7 ; 3 ; 2) : Evolution de la barrière de potentiel  $\Phi_b$  de la diode Schottky (Au/Pt/GaN) avec l'inverse de la température sur la plaque A 243

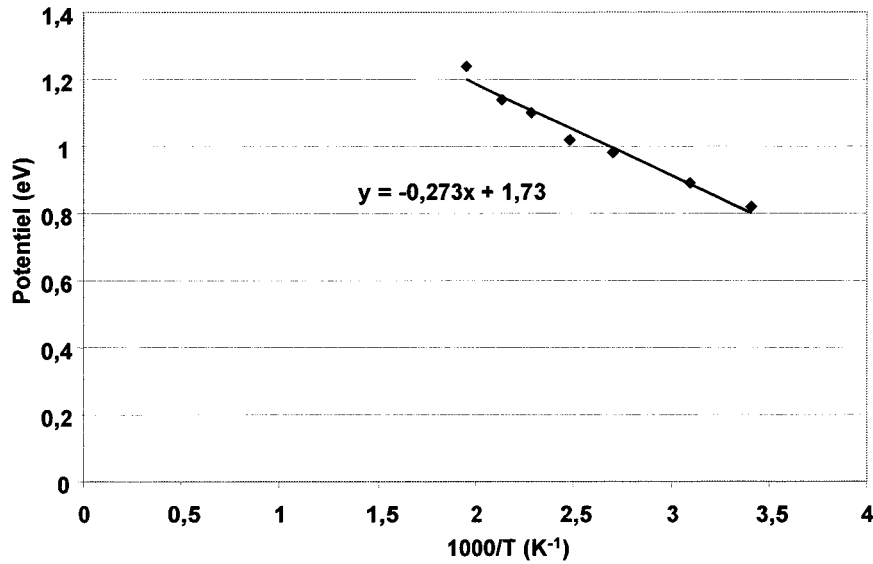


Figure (4 ; 7 ; 3 ; 3) : Evolution de la barrière de potentiel  $\Phi_b$  de la diode Schottky (Au/Mo/GaN) avec l'inverse de la température.

La dépendance de la hauteur de barrière avec la température peut être interprétée en terme de fluctuations autour d'une valeur moyenne  $\bar{\Phi}_b$  avec une distribution gaussienne caractérisées par la déviation standard  $\sigma$ .

Les courbes linéaires dues aux fluctuations de barrière sont représentées dans les deux graphiques (4 ; 7 ; 3 ; 2) et (4 ; 7 ; 3 ; 3) pour les deux structures Pt/Au et Mo/Au. Nous déduisons des équations précédentes les valeurs de barrière moyenne  $\bar{\Phi}_b$  pour les deux structures  $\bar{\Phi}_{b/Pt/Au}=0.88$  eV et  $\bar{\Phi}_{b/Mo/Au}=1.73$  eV respectivement pour le contact Schottky Pt/Au et Mo/Au. Nous déterminons aussi les déviations standard de la distribution gaussienne pour chacune des deux structures,  $\sigma_{Pt/Au}=133$ meV et  $\sigma_{Mo/Au}=217$ meV. Les valeurs moyennes sont effectivement plus grandes que les valeurs trouvées à température ambiante. Elles représentent les valeurs que nous pourrions obtenir, si l'état d'interface était de bonne qualité (pas de dislocation, pas d'inhomogénéité du métal...). Nous avons vu dans le premier chapitre que le Nitrure de gallium présente d'importantes densités de dislocations émergentes en surface. Les tests en température, nous permettent de quantifier la qualité de la Schottky et de qualifier l'interaction du métal avec la surface du semi-conducteur.

Le contact Schottky Pt/Au présente une hauteur de barrière inférieure d'un facteur 2 à la barrière obtenue à partir du Mo/Au,  $\bar{\Phi}_{b/Pt/Au}=0.88$  eV et  $\bar{\Phi}_{b/Mo/Au}=1.73$  eV. Nous remarquons pourtant à partir des valeurs de  $\sigma$ , que la jonction Mo/Au est beaucoup moins uniforme que le contact obtenu à partir de Pt/Au. Enfin, une valeur de rapport de déviation sur hauteur de barrière donne un avantage à la jonction Mo/Au avec 12.5%, à comparer au 15% obtenus pour la jonction Pt/Au. La jonction molybdène or semble être la barrière la plus intéressante si l'interface est optimisée.

### Evolution du facteur d'idéalité :

Les figures (4 ;7 ;3 ;4) et (4 ;7 ;3 ;5) suivantes présentent les variations de  $(1/n)-1$  en fonction de  $1/T$  pour les deux types de structure Pt/Au et Mo/Au.

Nous observons expérimentalement une variation linéaire du facteur  $(1/n)-1$ , qui représente la déformation due au potentiel de la distribution de la barrière inhomogène. A partir de ces courbes, nous déterminons la valeur des coefficients de déformation. Respectivement pour les deux interfaces GaN/Pt/Au et GaN/Mo/Au nous obtenons  $\rho_{2/Pt/Au} = -0.231$   $\rho_{3/Pt/Au} = -78\text{mV}$  et  $\rho_{2/Mo/Au} = -0.141$   $\rho_{3/Mo/Au} = -29\text{mV}$ .

Afin de pouvoir interpréter ces valeurs, il est nécessaire de les comparer à d'autres valeurs déjà publiées. Par exemple, les valeurs de  $\rho_2$  et  $\rho_3$  publiées par Werner et Güttler pour la diode Pd<sub>2</sub>Si/Si, elles sont  $\rho_2 = -0.11$  et  $\rho_3 = -5.3\text{mV}$ . Ces contacts métalliques sur silicium sont plus matures que les contacts sur GaN et représentent ainsi une bonne référence.

La variation du facteur d'idéalité avec la température peut s'expliquer par une déformation de la distribution gaussienne de la barrière. Nous obtenons des valeurs de  $\rho_2$  et  $\rho_3$  bien supérieures aux résultats publiés ce qui montre un niveau de déformation important dans nos structures. Nous montrons que la déformation est plus importante dans le cas du dépôt Pt/Au que pour Mo/Au, confirmant ainsi l'effet plus important des inhomogénéités par rapport à la hauteur de barrière.

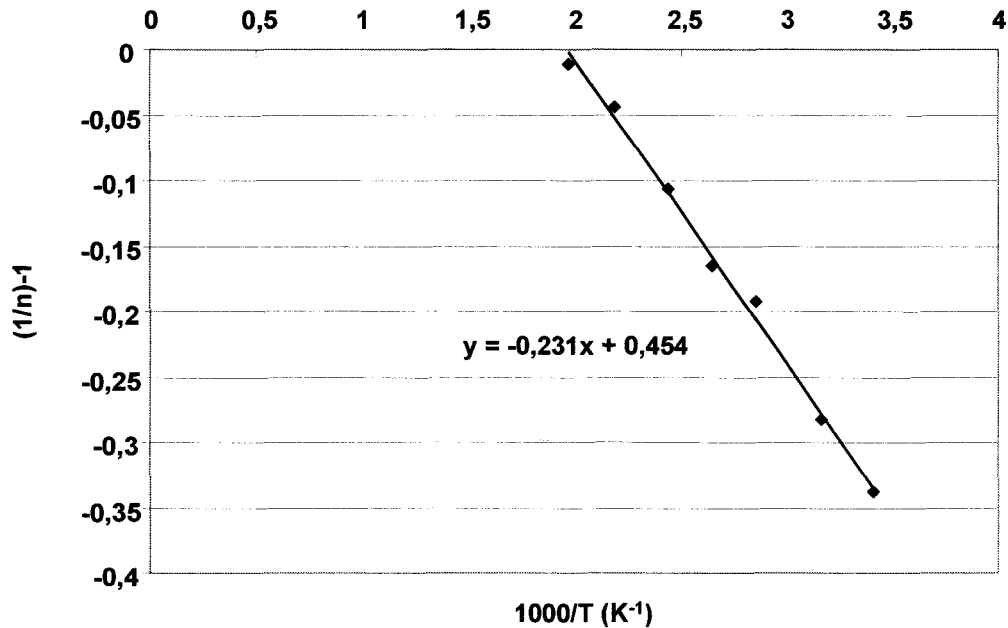


Figure (4 ;7 ;3 ;4) : Evolution du coefficient d'idéalité normalisé  $(1/n)-1$  de la diode Schottky (Au/Pt/GaN) avec l'inverse de la température sur la plaque A 243

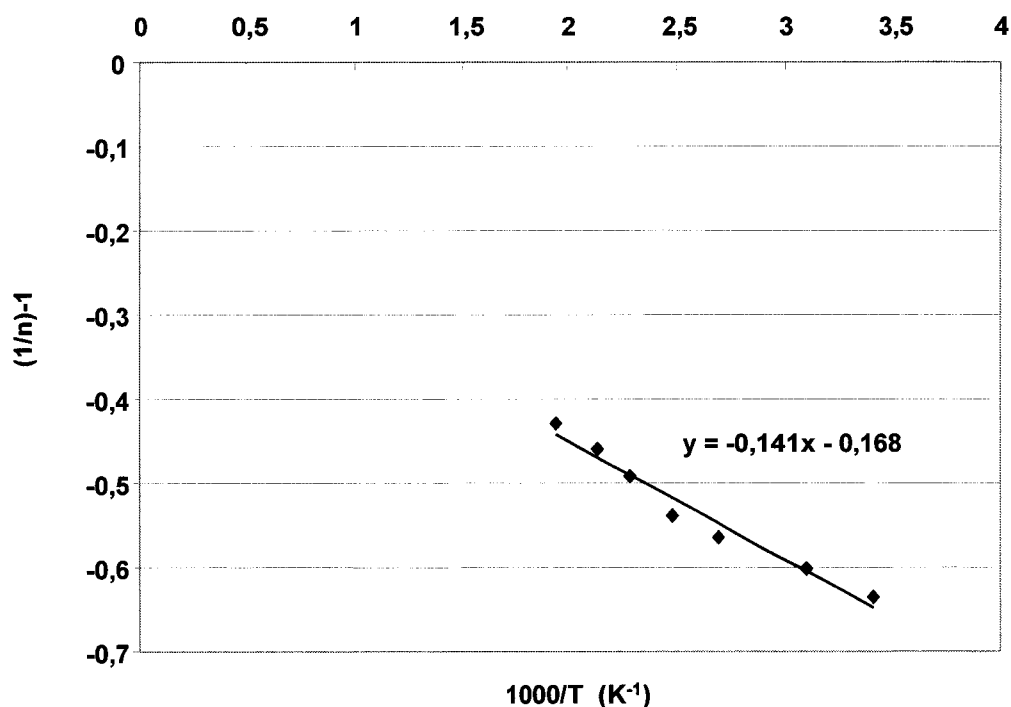


Figure (4 ;7 ;3 ;5) : Evolution du coefficient d'idéalité  $n$  de la diode Schottky (Au/Mo/GaN) avec l'inverse de la température.

Cette analyse de la Schottky en température ne nous permet pas de rendre compte d'effet négatif de la température sur les caractéristiques de la barrière.

Avec la température les effets d'interface s'amenuisent et la barrière de potentiel de Schottky devient plus importante. Ces mesures à partir du modèle de Werner et Güttler nous ont permis de caractériser la qualité des contacts suivant le type d'alliage utilisé. Le dépôt de Mo/Au semble plus intéressant que le dépôt Pt/Au, renforcé par la meilleure adhérence du molybdène sur la surface de GaN.

Un travail sur l'état de surface est à mettre en œuvre pour réduire l'inhomogénéité de la barrière qui conduira à la stabilité du contact Schottky.[43-47]

#### 4-8 Evolution du courant de fuite du contact Schottky en température

Pour finir cette étude du contact Schottky en température, nous avons regardé l'effet de la température sur le courant de fuite de grille pendant le fonctionnement du transistor. La mesure du courant de grille a été réalisée pendant la mesure des caractéristiques I-V pulsées sur le banc de l'IEMN avec une largeur de pulse de 100ns. Ainsi, nous avons fait abstraction de l'effet d'auto échauffement du composant et des effets de pièges.[48].

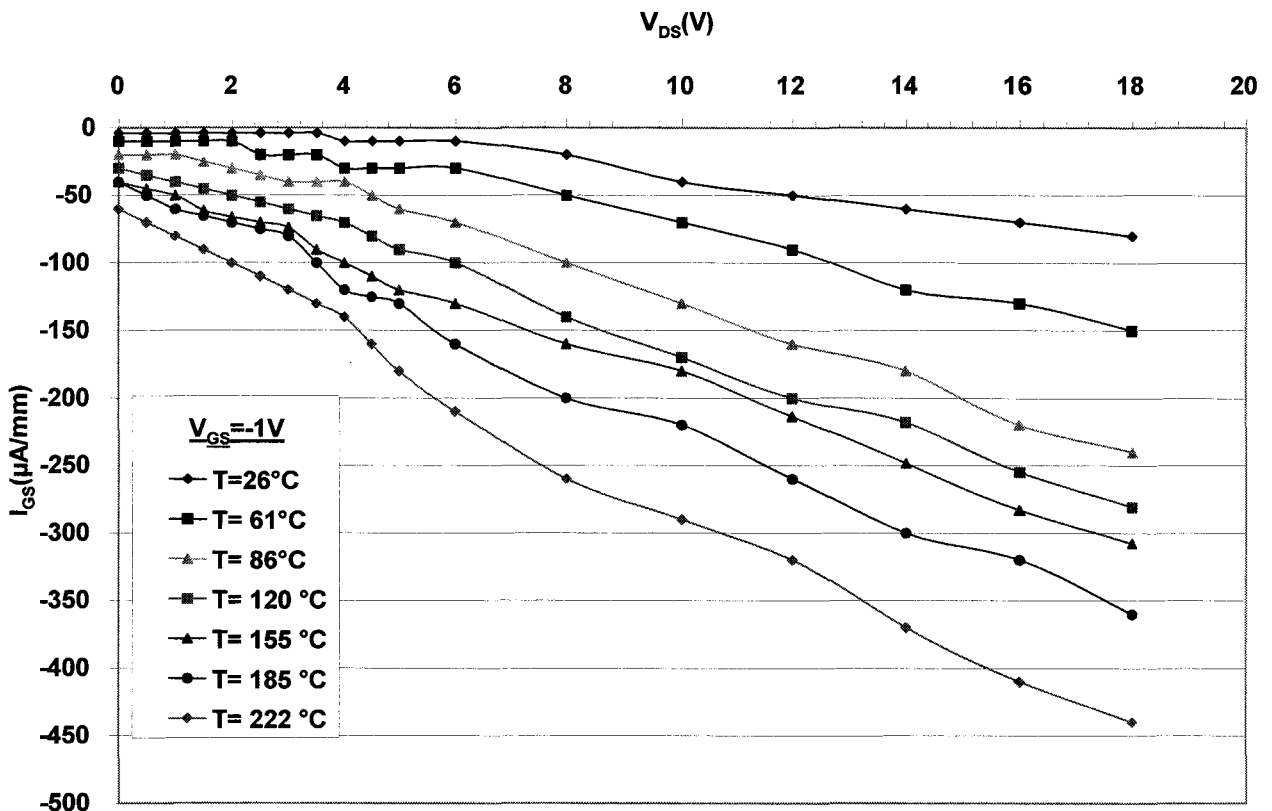


Figure (4 ;8 ;1) : Evolution du courant de fuite de grille d'un contact Schottky (Au/PI/GaN) avec la température, en mesure pulsée à 100ns.

La figure (4 ;8 ;1) présente l'évolution de la fuite de grille avec la température dans le cas d'un contact Schottky réalisé en PI/Au sur un substrat de silicium. La mesure est réalisée pour une tension de grille de  $V_{GS} = -1V$ .

L'augmentation du courant de fuite avec la température est liée à l'augmentation du courant thermoïonique. L'évolution du courant avec la tension de drain est similaire pour chaque température avec un niveau de courant supérieur quand celle-ci augmente.

L'augmentation de la température a pour effet d'augmenter le niveau de fuite de la diode schottky.

#### 4-9 Mesure des paramètres du composant à basse température

Le comportement du composant HEMT GaN et ses paramètres ont été caractérisés à basse température. Les dispositifs fabriqués ont des applications avioniques et spatiales qui imposent de conserver leurs comportements à basse température. Pour réaliser ces expériences, nous avons monté différents composants dans un cryostat disposant de neuf sorties de polarisation. Ainsi, nous avons caractérisé un motif TLM de contacts ohmiques, un composant de puissance hyperfréquence de  $150\mu\text{m}$  de développement et sa diode Schottky. Cette manipulation a été réalisée en collaboration avec l'équipe de détection TRT.

##### 4-9-1 Caractérisation des contacts ohmiques

Nous avons réalisé les mesures de caractérisation de contact ohmique sur les motifs TLM pour voir si les contacts de source et de drain sont toujours ohmiques à basse température. Les mesures ont été réalisées entre la température ambiante et 80K, proche de la température de l'azote liquide.[49-50]

Les mesures ont été réalisées sur la plaque ATMI 1255 qui dispose de contacts ohmiques de Ti/Al/Ni/Au recuits à  $900^\circ\text{C}$  pendant 30s. Limitées par le nombre de plots de contact au sortir du cryostat, les mesures quatre pointes ont été effectuées sur trois valeurs de longueur,  $4\mu\text{m}$ ,  $8\mu\text{m}$  et  $16\mu\text{m}$ .

A partir de la figure (4 ;9 ;1 ;1) nous constatons que quelle que soit la température, les valeurs de résistance pour les différents espaces de structure sont toujours alignées. Nous conservons donc de 300 à 80K un contact que l'on qualifie d'ohmique.

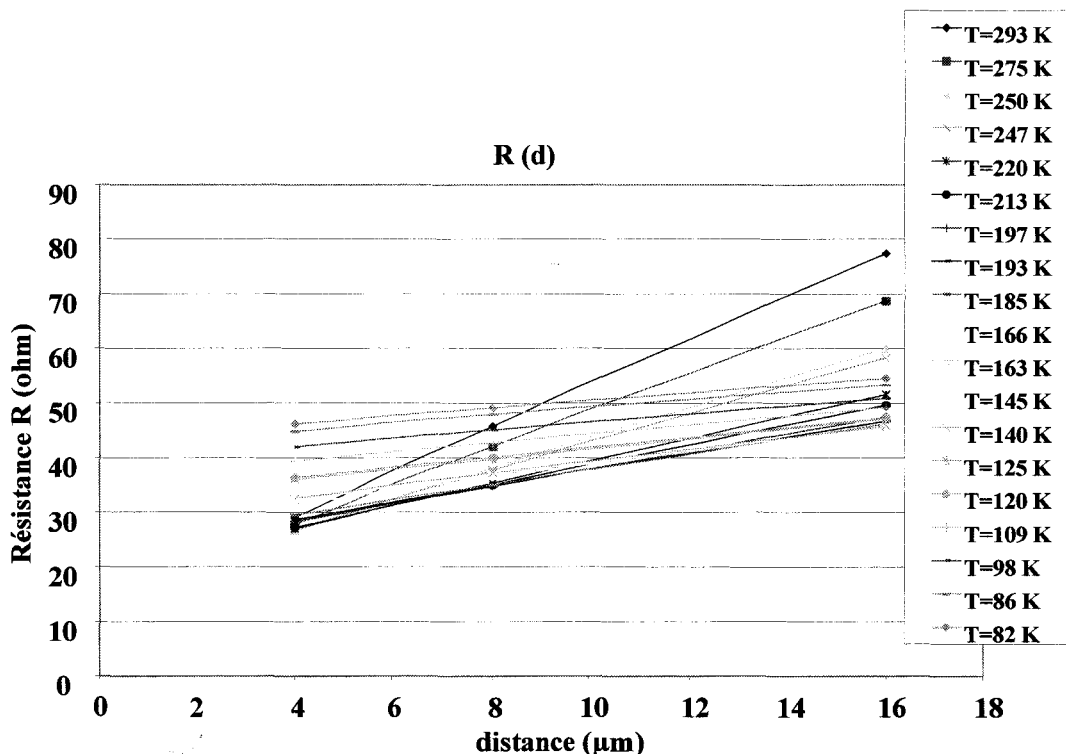


Figure (4 ;9 ;1 ;1) : représentation de la conservation d'un contact ohmique à basse température

Au fur et à mesure de la chute en température, le coefficient directeur des droites diminue. D'après la théorie de la mesure du contact ohmique, la pente de cette droite est liée à la résistance de la couche  $R_{sh}$  qui décroît avec la température décroissante.

A 80K, les résistances des trois motifs du TLM semblent converger vers une même valeur, la droite s'aplatit.

$$\rho_c(T)$$

Comme nous l'avons vu précédemment à partir de la métallisation Ti/Al, la résistance de l'interface semi-conducteur/métal tend à être stable à température ambiante et aux températures supérieures. Nous retrouvons cette stabilité autour de l'ambiante, mais à plus basse température,  $\rho_c$  augmente de façon importante et plus particulièrement entre 150K et 80K. L'état d'interface évolue de façon à empêcher le courant de passer, comme le montre la figure (4 ;9 ;1 ;2), l'état résistif de l'interface augmente.

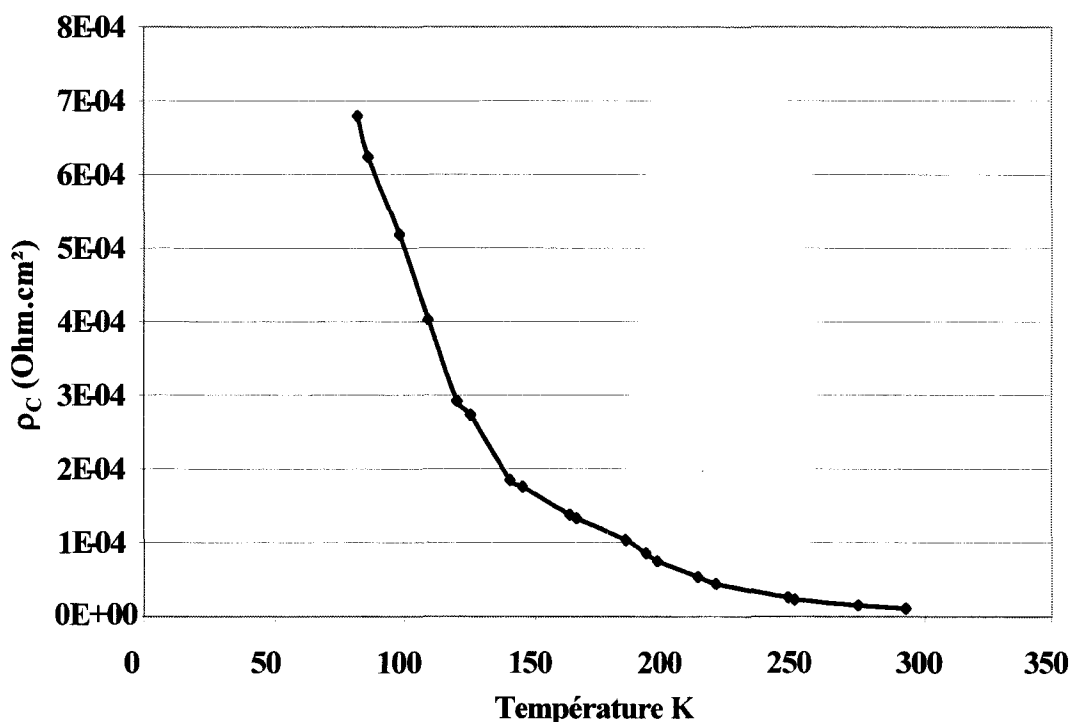


Figure (4 ;9 ;1 ;2) : Evolution de la résistance spécifique de contact ohmique  $\rho_c$  (Au/Ni/Al/Ti/GaN) avec la température de la plaque ATMI 1255.

$$R_c(T)$$

D'après les résultats sur le Ti/Al, la résistance  $R_c$ , depuis la métallisation jusqu'au gaz bidimensionnel, augmente avec la température. Nous observons une augmentation de  $R_c$  avec la température décroissante dans le cas de la métallisation Ti/Al/Ni/Au. Si on considère le comportement des contacts similaire ou proche, il semble que l'évolution de la résistance  $R_c$  avec la température présente un minimum vers la température ambiante.

La figure (4 ;9 ;1 ;3) présente l'évolution du contact  $R_c$  qui augmente d'un facteur 3 entre 300K et 80K. Cette augmentation est probablement liée à l'état d'interface et l'augmentation du  $\rho_c$  à basse température, pourtant nous n'observons pas de sur augmentation de  $R_c$  entre 150K et 80K, la décroissance est régulière.



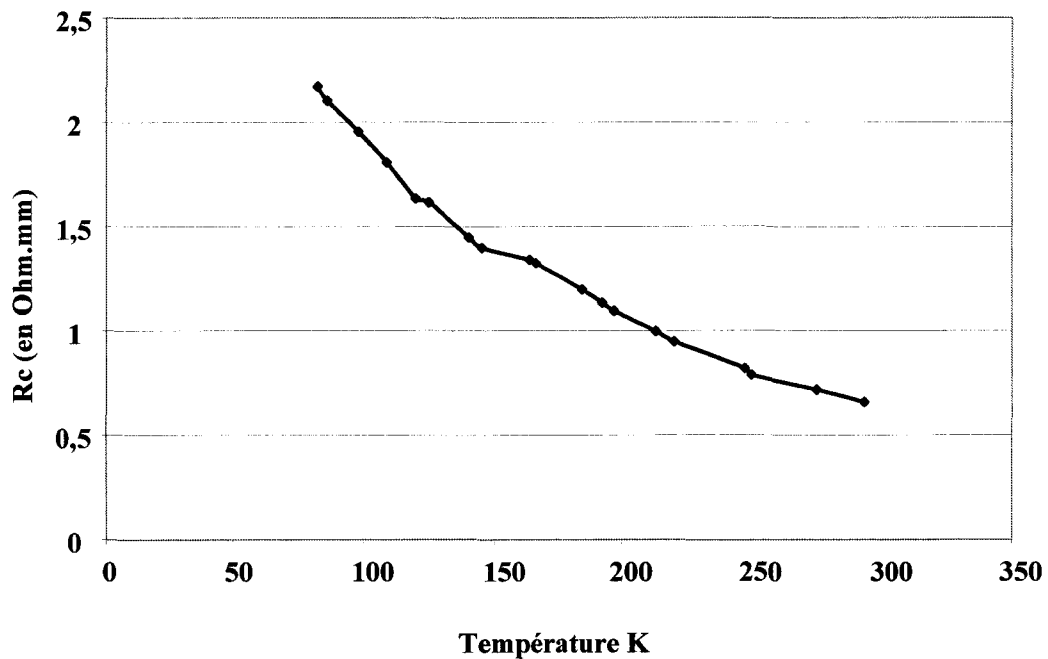


Figure (4 ;9 ;1 ;3) : Evolution de la résistance de contact ohmique  $R_C$  (Au/Ni/Al//Ti/GaN) avec la température de la plaque ATMI 1255.

$L_t(T)$

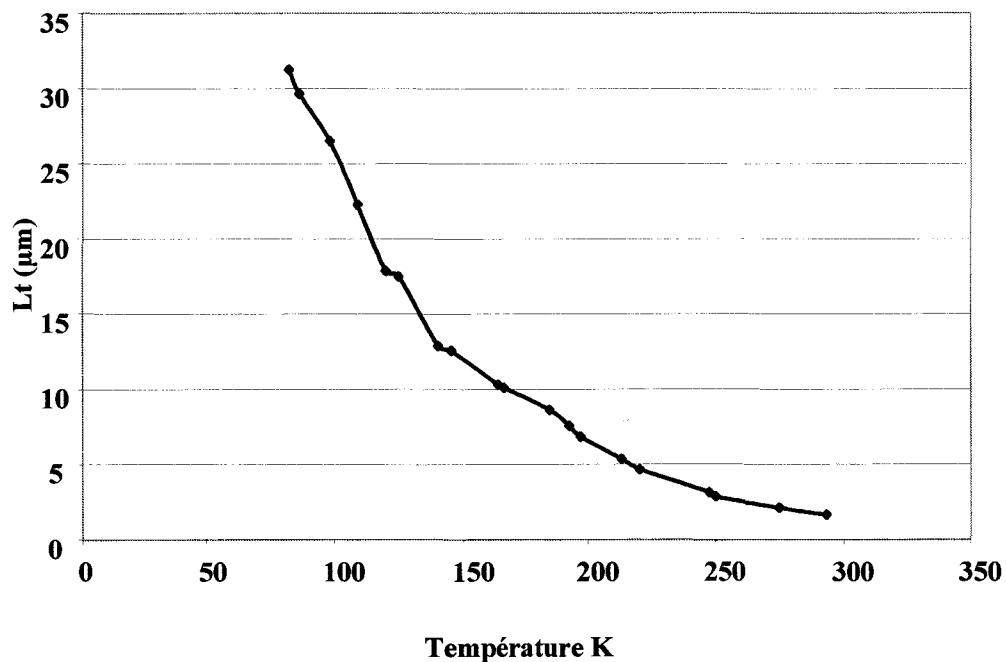


Figure (4 ;9 ;1 ;4) : Evolution de la longueur  $L_t$  de la résistance de contact ohmique (Au/Ni/Al//Ti/GaN) avec la température de la plaque ATMI 1255

La « longueur de transfert »  $L_t$  qui est généralement de l'ordre du micron à température ambiante augmente de façon importante, d'un facteur 30 entre 300K et 80K. La longueur du plot de contact est de 100 $\mu\text{m}$  sur ces motifs de test, le courant s'étale sur un tiers

du plot. La variation de  $L_t$  est liée à la variation de  $\rho_c$ , ainsi nous remarquons une croissance accrue identique à  $\rho_c$  entre 150K et 80K, de  $10\mu\text{m}$  à  $30\mu\text{m}$ .

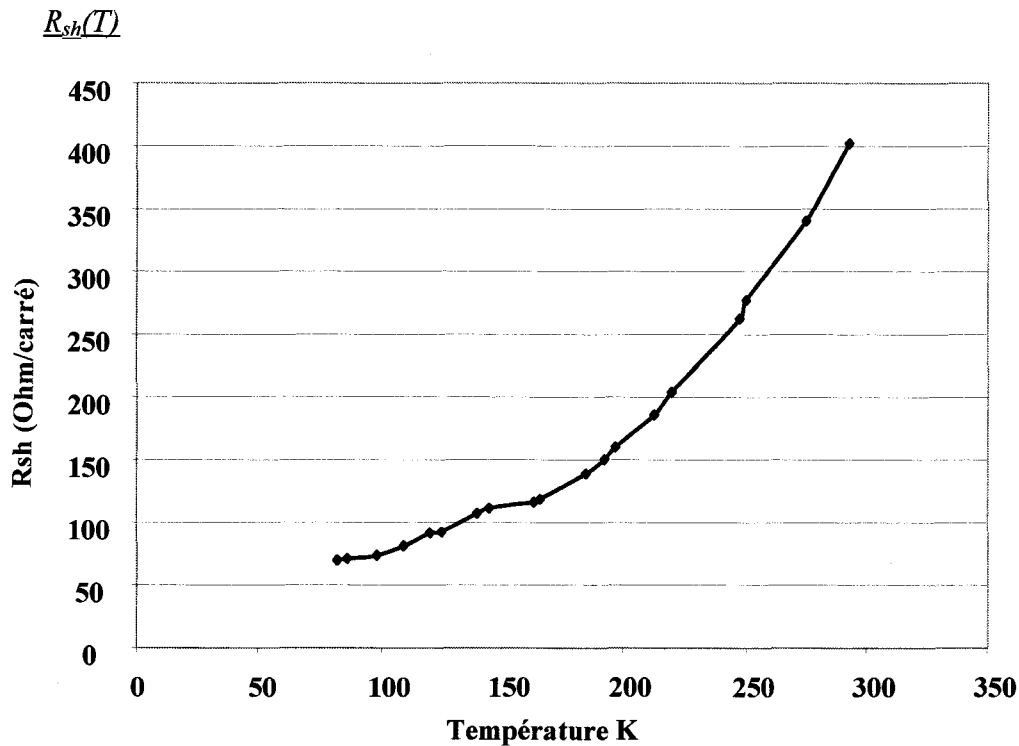


Figure (4 ; 9 ; 1 ; 5) : Evolution de la résistance de la couche  $R_{sh}$  avec la température sur la plaque ATMI 1255

Comme nous l'avons vu dans ce chapitre, la résistance de la couche  $R_{sh}$  est inversement proportionnelle à la mobilité des porteurs dans le gaz bidimensionnel. Ainsi, la résistance décroît avec la baisse de la température d'un facteur 7 entre 300K et 80K.

La relation reliant la mobilité des porteurs  $\mu$  à  $R_{sh}$  est la suivante:

$$\mu(T) = \frac{1}{R_{sh}(T) \times n_s(T) \times e}$$

En connaissant la valeur de la densité de porteur dans le gaz 2D  $n_s$ , constante avec la température, nous retrouvons l'expression de la mobilité avec la température représentée sur la figure (4 ; 9 ; 1 ; 6).

A partir de 100K, nous commençons à voir la zone de saturation de la mobilité caractéristique de la mobilité dans un gaz bidimensionnel d'AlGaIn/GaN à basse température. L'évolution de la mobilité à basse température est similaire aux mesures effectuées par effet Hall présentées dans le deuxième paragraphe de ce chapitre.

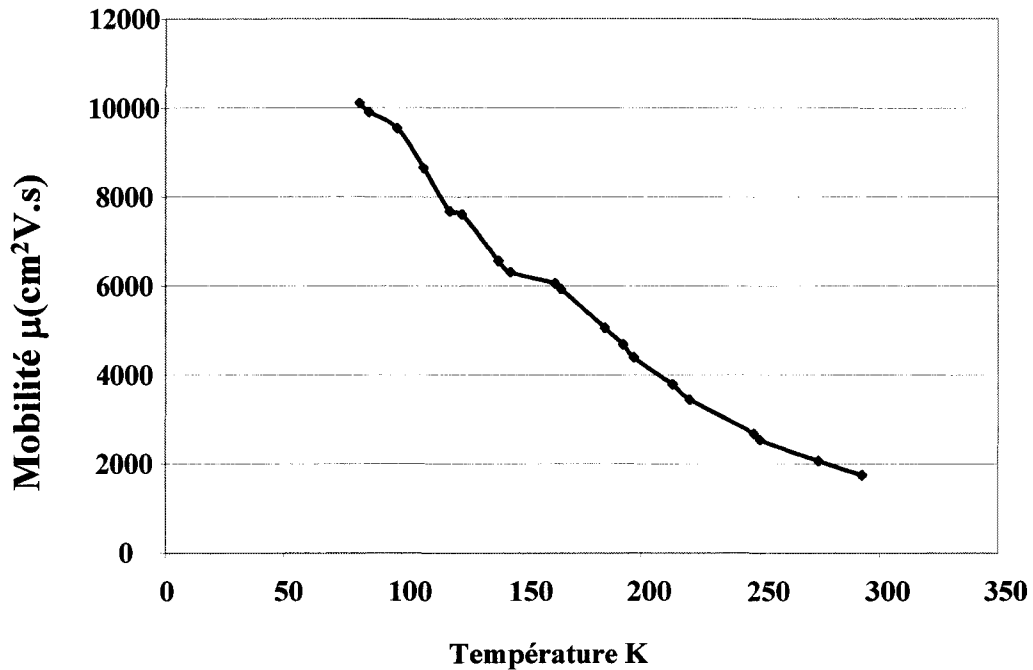


Figure (4 ; 9 ; 1 ; 6) : Estimation de mobilité des porteurs à partir de la mesure de la résistance de la couche. Evolution de la mobilité avec la température.

Résistance globale R(T)

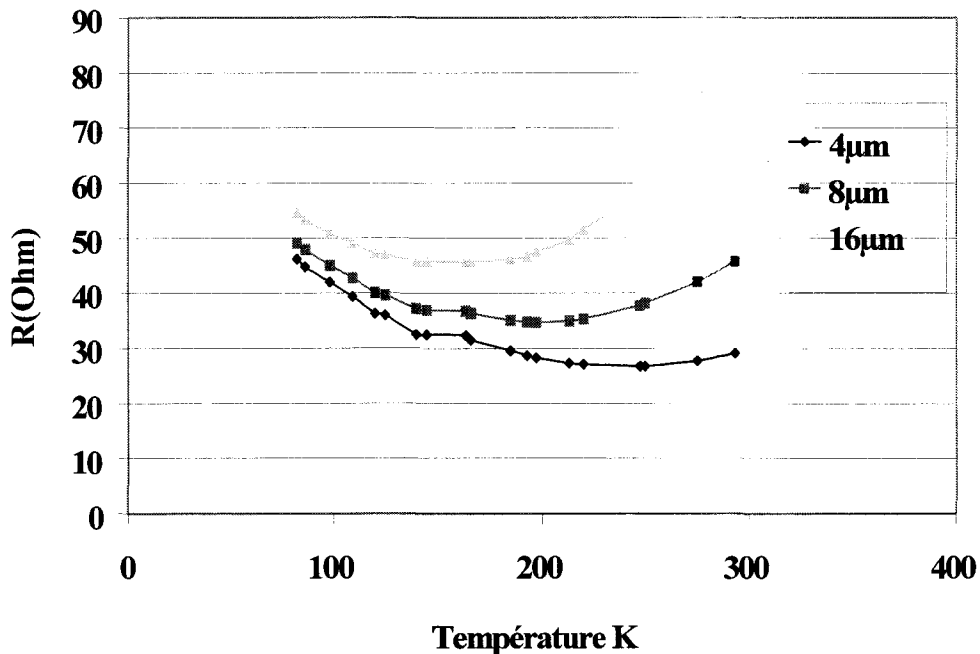


Figure (4 ; 9 ; 1 ; 7) : Mesure de l'évolution des résistances électriques des trois éléments qui constitue le motif TLM.

Pour chaque élément, l'évolution de la résistance R présente un minimum (figure (4 ; 9 ; 1 ; 7)), puis les résistances semblent converger vers une valeur similaire. La distance de plot à plot ne semble pas être un facteur qui conditionne la résistance à basse température.

Dans le modèle TLM du contact ohmique, à température ambiante la contribution de la résistance de la couche  $R_{sh}$  est la plus importante dans la résistance globale  $R$  et la contribution de la résistance  $R_C$  est moindre. La résistance  $R_{sh}$  est inversement proportionnelle à la mobilité et donc chute de façon importante avec la décroissance de la température. La contribution de  $R_{sh}$  dans la résistance globale  $R$  est fonction de l'espace entre les plots et diminue d'un facteur 5 entre 300K et 80K. Inversement la résistance  $R_C$  commune à tous les motifs augmente d'un facteur 3 entre 300K et 80K. Le poids des contributions entre  $R_C$  et  $R_{sh}$  changent entre 300K et 80K. C'est la contribution de la résistance  $R_C$  qui influence le plus le transport dans le composant au niveau du contact ohmique à basse température. Une inversion de poids des contributions de  $R_C$  et  $R_{sh}$  dans la résistance globale  $R$  entre 80K et 300K est observée.

Un transistor HEMT AlGaIn/GaN de  $150\mu\text{m}$  de développement issu de la plaque A243 a été monté et polarisé dans le cryostat. Pour chaque température, une caractéristique I-V en continu et une mesure de la transconductance ont été effectuées.

#### 4-9-2 Caractéristique I-V

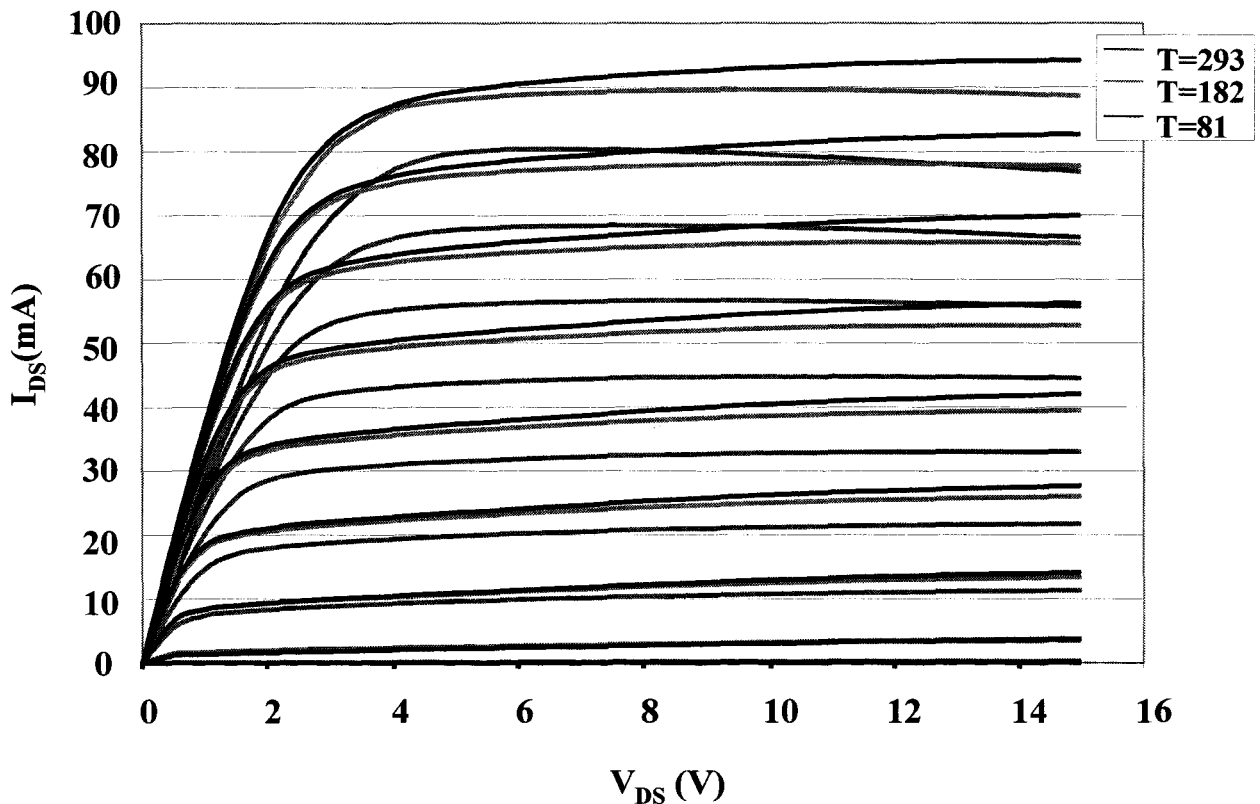


Figure (4 ; 9 ; 2 ; 1) : Comparaison de caractéristique I-V à différentes températures socles, 81K, 182K, 293K, pour un composant de développement de  $150\mu\text{m}$ .

La figure (4 ; 9 ; 2 ; 1) présente la caractéristique I-V pour trois températures 293K, 182K et 81K. Nous remarquons une augmentation significative du courant entre 293K et 81K particulièrement pour de faibles valeurs de tension  $V_{GS}$ . En effet, plus le canal du transistor est pincé moins la différence de courant aux différentes températures est significative.

Le gradient de température est le même entre 293K et 182K ainsi que entre 182K et 81K. Pourtant, globalement, une variation plus significative a lieu entre 293K et 182K. Les effets de gain de courant ne sont pas uniquement attribuables à la variation de la mobilité des porteurs, mais probablement à des effets de pièges qui ne sont pas activés à plus basse température.

Malgré l'augmentation observée de  $R_C$  dans l'analyse des contacts ohmiques, la pente de la partie linéaire de la caractéristique ne diminue pas avec la température qui décroît. A basse température, le comportement du contact ohmique dans le fonctionnement global du transistor est négligeable par rapport au gain de courant issu de l'augmentation de la mobilité, ainsi les courbes de 81K et de 182K sont confondues dans la partie linéaire de la caractéristique. Pour la mesure à 293K, un effet supplémentaire se superpose à la mobilité, la pente est plus basse alors que la résistance de contact est plus faible, cet effet est attribuable aux pièges qu'il peut exister dans la structure et qui sont activés à cette température.

La caractéristique I-V en régime de saturation présente pour les températures de 293K et 182K la décroissance issue de l'auto échauffement du composant en mesure continue.

Pour  $T=81K$  le régime de saturation présente une croissance constante avec la tension de drain. Les calories apportées par la polarisation sont insuffisantes pour influencer sur la baisse du courant.

Le régime de pincement a été analysé, et la Figure (4 ;9 ;2 ;2) présente la caractéristique I-V des courbes de  $V_{GS}=-5V$  et  $V_{GS}=-5.5V$ . On observe la variation du courant de fuite en régime de pincement. Quelque soit  $V_{GS}$ , le courant  $I_{DS}$  résiduel est supérieur pour la température la plus élevée. La fuite diminue avec la température. Nous remarquons pour les faibles tensions de drain que le point initial est décalé pour  $T=293K$  par rapport aux deux autres températures. Un effet supplémentaire est activé à cette température imputable probablement à un effet de piège.

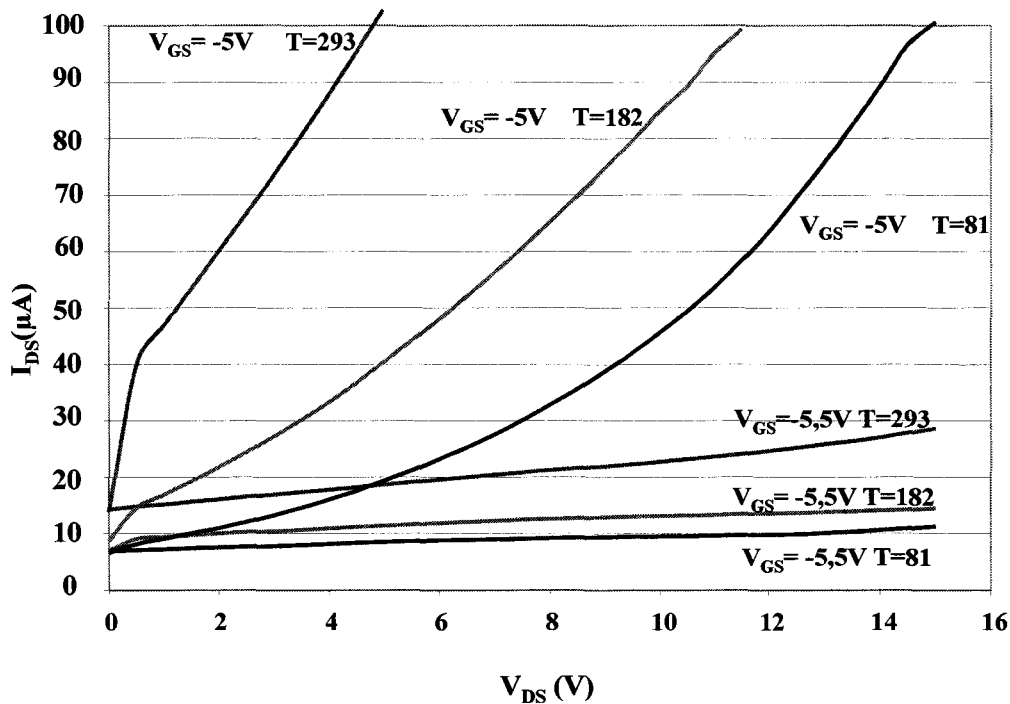
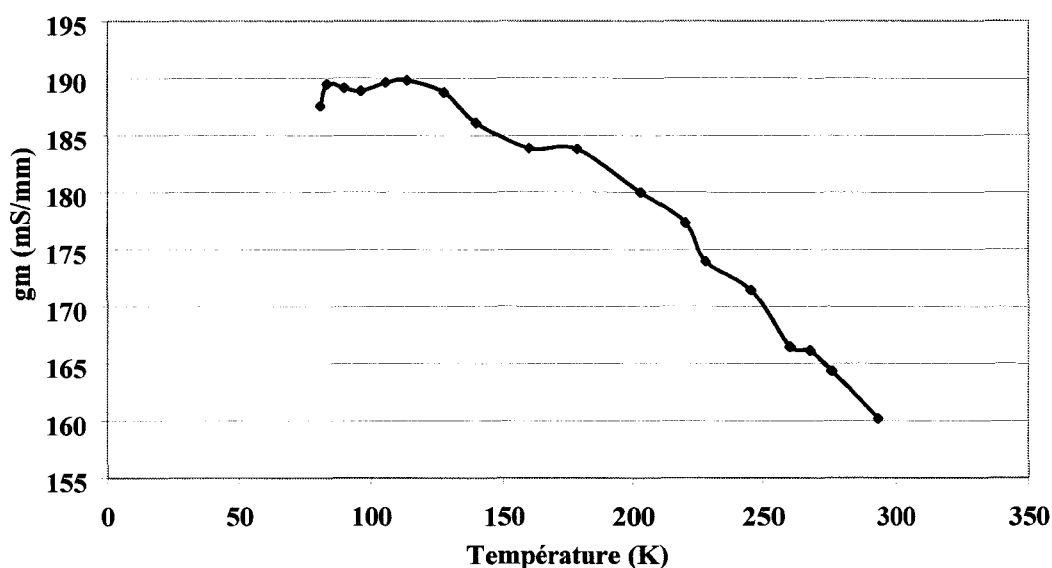


Figure (4 ;9 ;2 ;2) : Comparaison de caractéristique IV à différente température socle, 81K, 182K, 293K, en régime de blocage  $V_{GS} < -5V$ , pour un composant de développement de 150  $\mu m$ .

#### 4-9-3 Transconductance gm :

La mesure de la transconductance en fonction de la température est présentée sur la figure (4 ;9 ;3 ;1). Elle présente un palier entre 80K et 120K puis décroît avec l'augmentation de la température. Nous avons vu précédemment dans ce chapitre que le gm est directement lié à la variation de la mobilité des porteurs dans le gaz 2D. La mesure à basse température confirme ce comportement en effet nous retrouvons la zone de palier et la décroissance caractéristique de l'évolution de la mobilité à basse température.



*Figure (4 ;9 ;3 ;1) : Evolution de la transconductance gm par unité de longueur de développement en fonction de la température*

#### 4-9-4 Evolution de la Schottky:

Les mesures à basse température sur la diode Schottky ont été réalisées sur le composant HEMT étudié précédemment, duquel nous avons extrait les caractéristiques I-V. La mesure a été faite sur la diode grille-drain du transistor.

La figure (4 ;9 ;4 ;1) présente les mesures de la diode Schottky polarisée direct pour différentes valeurs de température.

Quelle que soit la température, nous observons une double pente dans la caractéristique du courant de grille qui est interprétée comme l'existence de deux barrières imputables à des effets physiques différents. Nous remarquons que la deuxième barrière a des origines différentes suivant la température du composant.[50]

Courant de schottky en direct

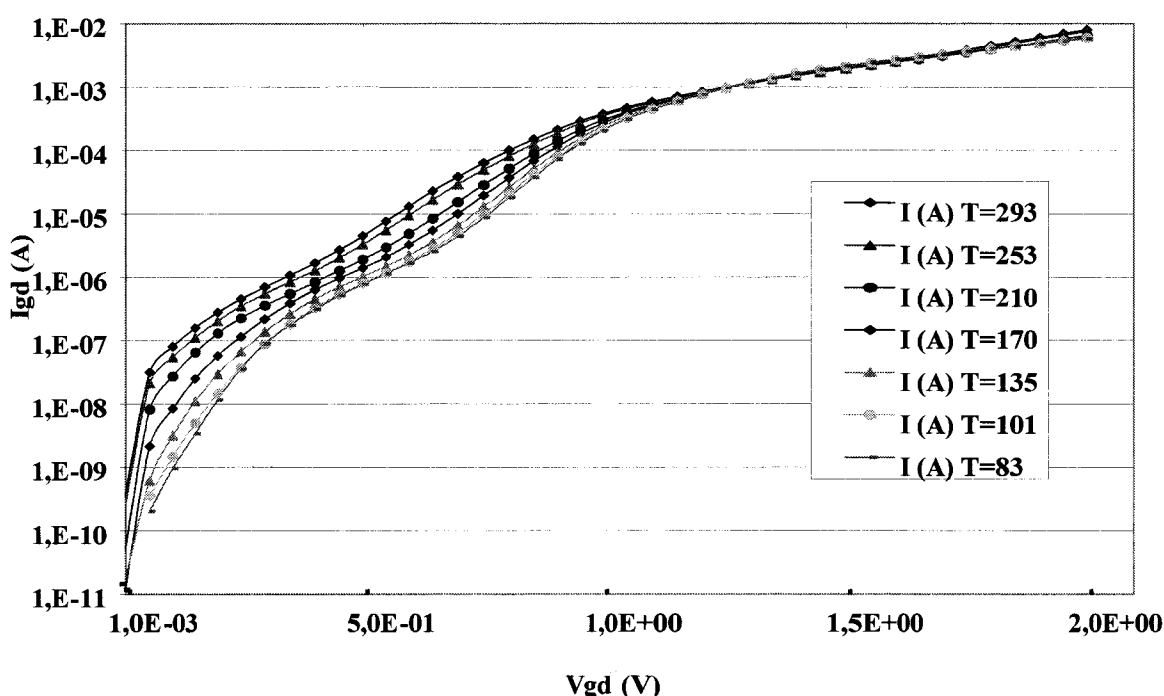


Figure (4 ;9 ;4 ;1) : Evolution en température du courant de Schottky en direct, sur un transistor HEMT de 150µm de développement.

Quelque soit la température, pour une tension inférieure à 0,6V c'est le courant de fuite issu des pièges à l'interface du composant qui domine. Ces pièges présents à l'interface métal/semi-conducteur peuvent être de types donneurs, accepteurs ou neutres. Les pièges donneurs à basse tension peuvent émettre leurs électrons et créer ainsi le courant de fuite. L'énergie d'activation de ces pièges est fonction de la température, ainsi les niveaux de courant sont plus importants au fur et à mesure que la température augmente. Cette explication s'applique aussi pour l'interprétation des évolutions de la caractéristique de la diode Schottky en inverse présentée sur la figure (4 ;9 ;4 ;2)

Au-dessus d'une tension de 0,6V les effets physiques participant au courant en direct sont différents suivant la température.

A basse température le courant tunnel est prépondérant, le courant thermoionique est négligeable. Les électrons dans le métal n'ont pas une énergie cinétique suffisante pour sauter

la barrière Schottky et pénétrer dans le semi-conducteur. Le courant tunnel n'est pas sensible à la température.

A plus haute température, autour de la température ambiante, le courant de conduction est dominé par le courant thermoïonique et le courant génération recombinaison. Contrairement à l'effet tunnel les courants thermoïonique et de génération recombinaison sont sensibles à la température respectivement proportionnelle à  $T^2$  et à  $[\exp(-E_g/kT)]$ . Au fur et à mesure que la température augmente la contribution de ces deux mécanismes dominant l'effet tunnel.

A plus haute température, supérieure à la température ambiante, le courant thermoïonique apparaît être le mécanisme dominant comme nous l'avons considéré précédemment, dans l'étude de la Schottky en température.

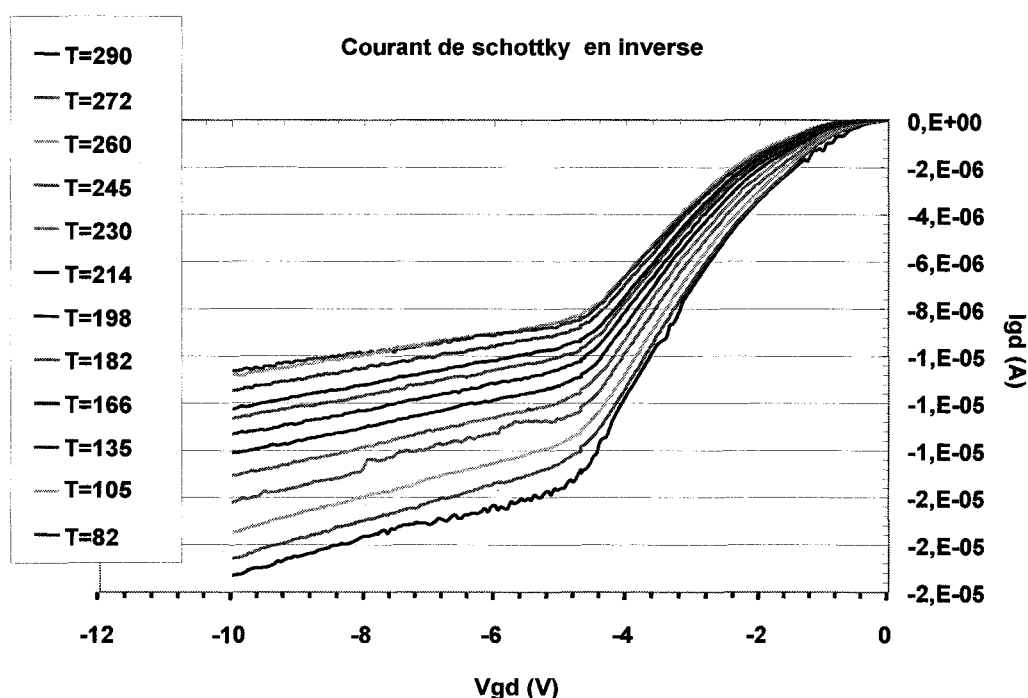


Figure (4 ;9 ;4 ;2) : Evolution en température du courant de Schottky en inverse, sur un transistor HEMT de 150 $\mu$ m de développement.

#### **4-10 Conclusion sur l'influence de la température**

Nous avons vu dans ce chapitre, que la température intervient dans les matériaux présents dans les circuits micro-onde. Les différents effets de l'élévation de température sur les propriétés physiques du transistor introduisent une baisse significative des performances. La maîtrise de la température est donc un point clef dans l'obtention de composant performant et durable.

En effet, une élévation de la température prolongée dans le temps entraîne des effets irréversibles sur les caractéristiques physiques des composants, c'est l'aspect fiabilité qui est abordé dans le chapitre suivant.



## 5 Impact de la température sur la fiabilité des composants

La fiabilité de manière générale étudie les phénomènes qui limitent la durée de vie d'un système électronique. La température a un effet direct sur les caractéristiques électriques, et elle accélère aussi la détérioration du composant dans le temps. Les problèmes de fiabilité liés aux métallisations et aux isolants diélectriques (en couche mince) sont de plus en plus sensibles à haute température.[1-2]

La métrologie de la température est essentielle à la mise en place d'une analyse de fiabilité. Elle permet de définir les conditions de stress optimales qui permettront l'extraction des mécanismes de dégradation du composant et la détermination précise de leurs énergies d'activation. Cette partie n'est pas une étude de fiabilité, elle présente l'effet de la température et du temps sur les paramètres des composants. Elle définit aussi les limites de tolérance du composant qu'il ne faut pas franchir afin de ne pas activer les mécanismes de détérioration irréversibles.

Dans ce chapitre nous présenterons par un modèle simple, comment la température via la puissance dissipée influe sur le vieillissement d'un composant de puissance hyperfréquence.

Enfin nous présenterons les résultats d'une étude de stockage qui a été réalisée par l'équipe fiabilité de TRT pour quantifier le vieillissement du composant par le simple effet de la température et du temps et surtout de déterminer les températures critiques à ne pas dépasser.

### 5-1 Modèle simple de durée de vie d'un composant

Un modèle simple de calcul de la puissance hyperfréquence émise en fonction du rendement électrique imposé dans le composant, permet de comprendre l'importance de la puissance dissipée dans un composant de puissance hyperfréquence.

Les composants étudiés et fabriqués sont les éléments de base d'amplificateur de puissance de signal hyperfréquence. Dans ce modèle nous considérons un composant de 1mm de développement qui fournit une puissance hyperfréquence de 5W, performance réclamée dans le cadre du contrat passé entre TIGER et la DGA.

Le composant est alimenté par une source continue  $P_{DC}$ , réservoir de puissance et par un signal d'entrée hyperfréquence de faible puissance  $P_{in}$ . Le composant fournit en sortie le signal hyperfréquence amplifié en puissance  $P_{out}$  et une puissance dissipée par le composant  $P_{diss}$ .

Le bilan des puissances en entrée et en sortie est :

$P_{in}$ : Puissance d'entrée Hyperfréquence.

$P_{DC}$ : Puissance d'alimentation continue.

$P_{out}$ : Puissance de sortie Hyperfréquence.

$P_{diss}$ : Puissance Dissipée (effet Thermique).

Nous définissons par  $G$  le Gain Hyperfréquence tel que :  $G = P_{out} / P_{in}$  Et le rendement de drain  $h$  par  $h = P_{out} / P_{DC}$

A partir de ce modèle simple nous effectuons le bilan énergétique sur le composant :

$$P_{DC} + P_{in} = P_{diss} + P_{out}$$

Cela permet d'extraire la valeur de la puissance dissipée en fonction des paramètres de

l'amplification :

$$P_{diss} = P_{out} \left( \frac{1}{G} + \frac{1}{h} - 1 \right)$$

On a vu précédemment  $P_{out}=5W/mm$ . Le gain hyperfréquence du composant est posé à 10dB.

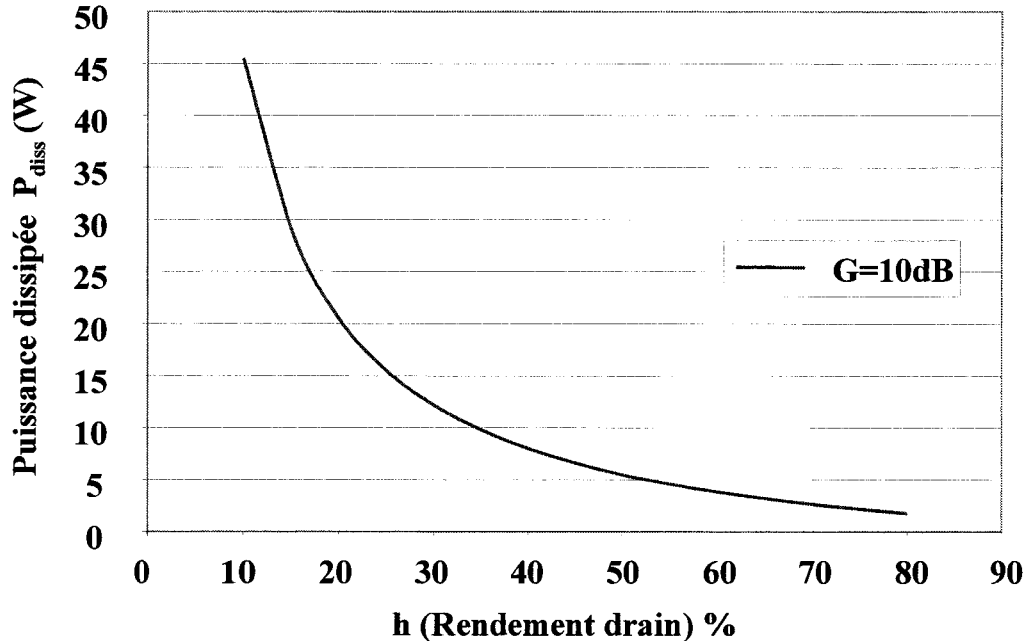


Figure (5 ; 1 ; 1) : Variation de la puissance dissipée en fonction du rendement de drain. Cas étudié pour un gain hyperfréquence de 10dB et une puissance de sortie hyperfréquence de 5W.

La courbe (5 ; 1 ; 1) présente de la variation de la puissance dissipée avec le rendement de drain. Pour des rendements de drain classiques s'échelonnant entre 20 % et 50% nous constatons que la puissance dissipée varie de 5W à 20W.

La durée de vie du composant peut être mesurée par le MTTF. Le model est complété pour aboutir à l'estimation de la durée de vie du composant, le MTTF : Mean Time To Failure.

Le mode de dégradation d'un composant sous l'effet de la température dans le temps est souvent lié à des effets de diffusion métal/métal ou métal/semi-conducteur. En effet la température accélère les phénomènes de diffusion qui sont décrits par la loi d'Arrhenius. Ainsi la durée de vie du composant peut être reliée à la température par la relation :

$$MTTF \propto \frac{1}{a(300) e^{\frac{E_a}{k_B(\Delta T + T_0)}}$$

Avec  $E_a$  l'énergie d'activation du mécanisme de dégradation, et  $R_{th}$  est la résistance thermique de la structure du composant. La température de socle du système est définie à  $T=300K$ . On pose  $a(300K)$  une constante de référence à 300K et  $\Delta T$  l'élévation de température par dissipation thermique.

$$\Delta T = R_{th} \cdot P_{diss}$$

$$P_{diss} = P_{out} \left( \frac{1}{G} + \frac{1}{h} - 1 \right)$$

En prenant 1eV pour l'énergie d'activation  $E_a$ , valeur représentative des énergies d'activation rencontrées pour les semi-conducteurs. La résistance thermique est fixée à 50K/W en accord avec les mesures de température présentées ultérieurement.

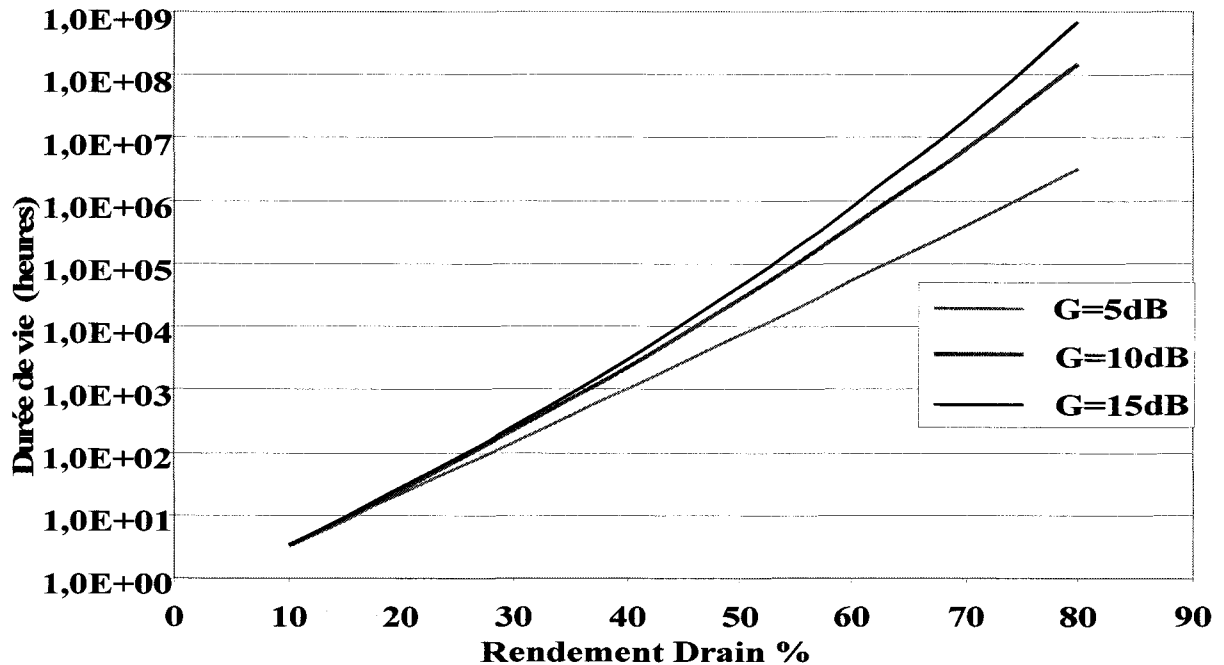


Figure (5 ; 1 ; 2) : Estimation de la durée de vie du composant en fonction du rendement de drain émise, pour trois gains hyperfréquence 5dB, 10dB, 15dB et une puissance de sortie hyperfréquence de 5W.

La figure (5 ; 1 ; 2) présente l'évolution de durée de vie du composant en fonction du rendement de drain, le cas étudiés pour trois gains hyperfréquences 5dB, 10dB, 15dB. Plus le rendement de drain est élevé plus la puissance dissipée est faible donc moins l'élévation de température est importante. Avec un rendement de drain compris entre 20% et 50% nous constatons plusieurs décades de durée de vie ajoutées, ceci directement lié à la puissance dissipée dans le composant et donc directement lié à la température de celui-ci.

Cet exemple simple démontre la nécessité du management thermique pour les composants de puissance et son impact sur leur fiabilité.

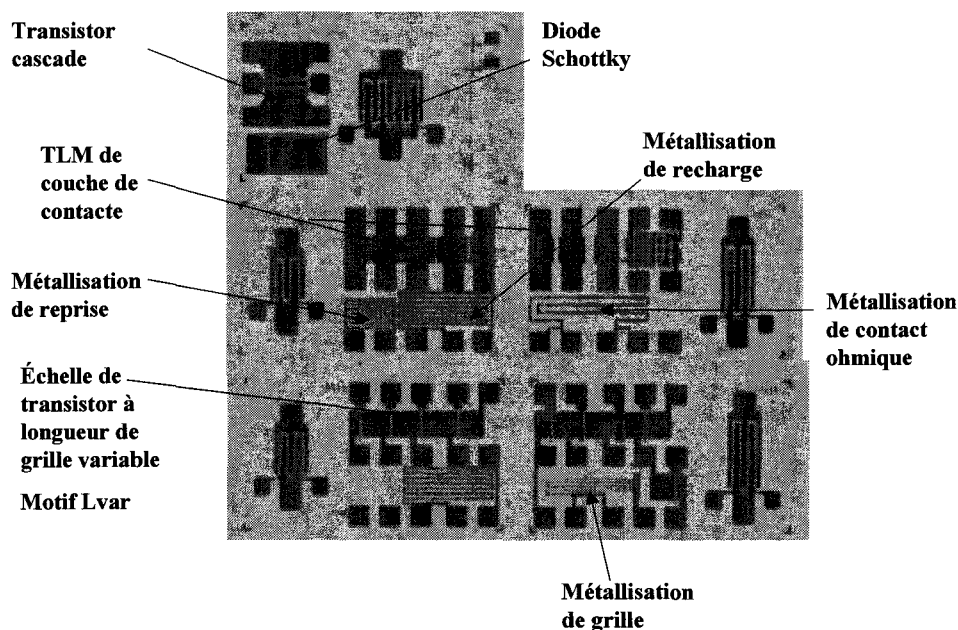
## 5-2 Essai de stockage en step stress

### 5-2-1 Principe expérimental:

Un morceau de plaque (AEC 497) comportant des motifs de test a été étudié en stockage, c'est à dire que la plaque est placée dans une étuve (four de type SEMCO) à une température  $T$  fixe pendant un temps donné  $t=96$  heures dans notre étude. L'essai a consisté en 13 étapes de stockage avec une élévation de température de  $30^{\circ}\text{C}$  à chaque étape. La première mesure a été faite à température ambiante puis le premier palier de température a été effectué à  $160^{\circ}\text{C}$  et le dernier à  $460^{\circ}\text{C}$ . A la fin de chaque stockage, une mesure a été effectuée pour quantifier l'évolution des différents paramètres étudiés. [1-2]

Ce test en température est réalisé sans polarisation des composants pour décorrélérer les effets thermiques des effets du champ électrique.

Les motifs de test étudiés sont les motifs nommés PCM qui sont les tests de validation des briques technologiques élémentaires de chaque réticule.



*Figure (5 ; 2 ; 1 ; 1) : Présentation des motifs de test utilisés pour le test de stockage.*

La figure (5 ; 2 ; 1 ; 1) présente les motifs de test utilisés pendant le stockage. Les motifs TLM de couche de contact sont utilisés pour extraire les paramètres du contact ohmique. Le motif Lvar, qui est une succession de huit transistor HEMT (en série) de longueur de grille variable et largeur de  $100\mu\text{m}$ , permet d'étudier le comportement du HEMT pour différentes longueurs de grille. Le transistor cascade permet aussi une étude HEMT. La diode Schottky permet d'extraire le potentiel de la barrière et son facteur d'idéalité. Enfin les différents rubans de métallisation, correspondent aux métaux de contact ohmique, de grille, de reprise et de recharge. Les différentes étapes de la technologie sont décrites dans le chapitre 1.

## 5-2-2 Comportement du contact ohmique pendant le stockage

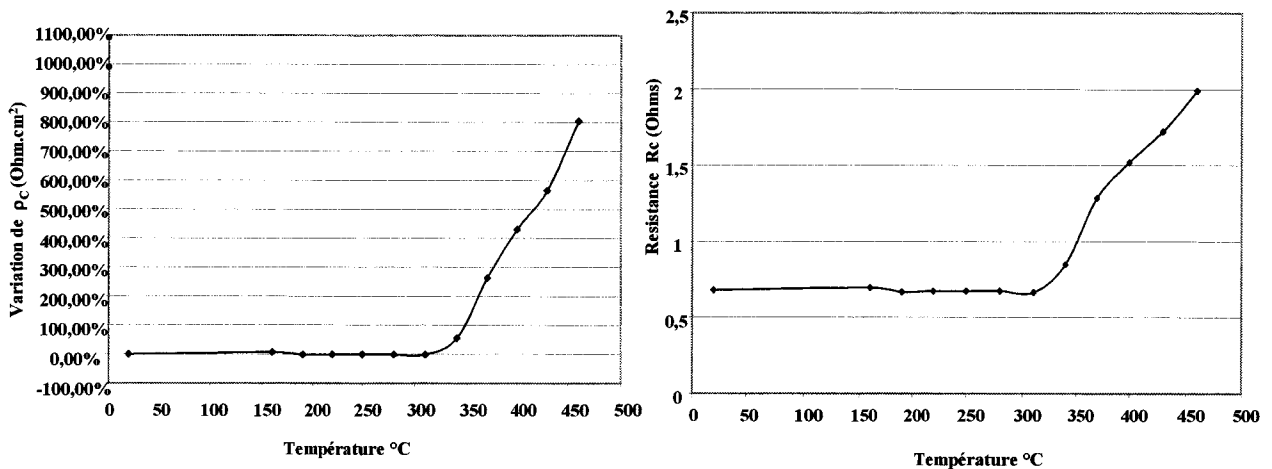


Figure (5 ; 2 ; 2 ; 1) : Mesure de la résistance de contact ohmique  $R_c$  et la variation en % de la résistance spécifique pendant le test de stockage, sur le contact Al/Ti/GaN sur la plaque AEC497.

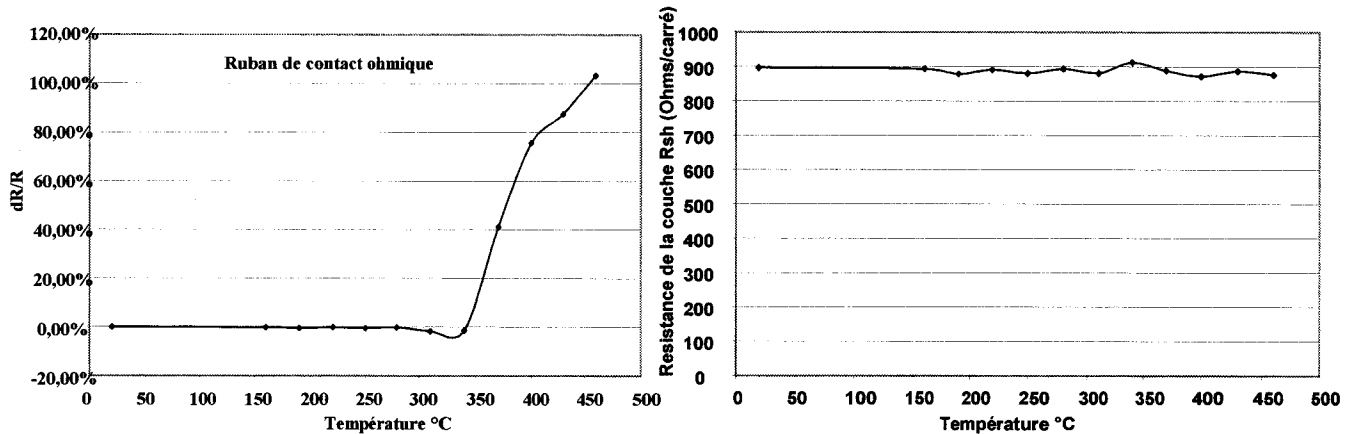


Figure (5 ; 2 ; 2 ; 2) : Mesure de la résistance de la couche  $R_{sh}$  et de la résistance du ruban de contact ohmique pendant le test de stockage, sur le contact Al/Ti/GaN sur la plaque AEC497.

Les mesures des paramètres du contact ohmique  $R_c$  et  $\rho_c$ , figures (5 ; 2 ; 2 ; 1) (5 ; 2 ; 2 ; 2) montrent une dégradation du contact ohmique pour une température à partir de 300°C. Une augmentation de la résistance du ruban de métal de contact ohmique intervient simultanément. La dérive est importante sur la résistance spécifique, l'interface entre le métal-semi-conducteur est détériorée, un mécanisme de diffusion est activé à partir de 300°C. Cette température est assez faible en regard de la température de recuit de contact (900°C pendant 30s), généralement la littérature donne des températures de l'ordre de 500°C.

L'augmentation de résistance du contact ohmique est donc partiellement liée à une évolution de la structure métallique du contact. Ce phénomène apparaît après 96 heures à 300°C ce qui est assez faible en regard de la littérature.[2]

La mesure de la résistance  $R_{sh}$  ne montre pas de variation, la résistance de la couche traduit le comportement stable du matériau au moins pour des températures inférieures à 500°C. Nous avons vu dans le chapitre 2, que l'épitaxie est réalisée à des températures au-delà de 800°C en MBE et 1100°C en MOCVD.

### 5-2-3 Comportement du contact Schottky pendant le stockage

Le métal de grille est constitué de deux couches métalliques, 500Å de platine et 1000Å d'or déposées sur la couche d'AlGaIn par évaporation, la grille ne subit aucun recuit au cours des procédés technologique à part pendant l'étape de passivation à 340°C pour un temps inférieur à une heure.

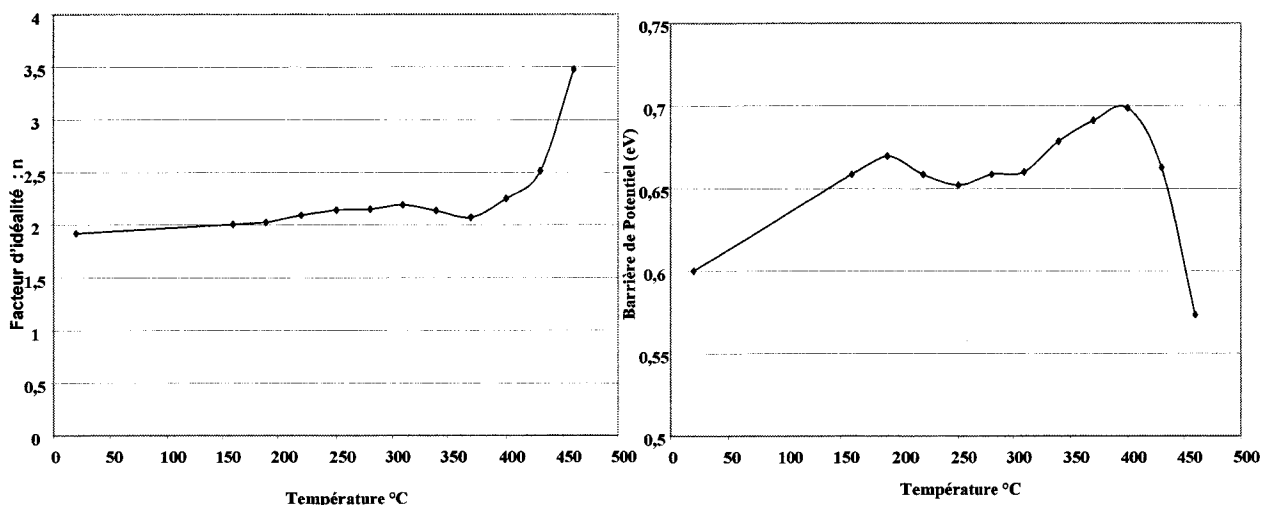


Figure (5 ; 2 ; 3 ; 1) : Comportement de la diode Schottky Au/Pt/GaN pendant le test de stockage sur la plaque AEC497.

La mesure, des caractéristiques de diode Schottky, figure (5 ; 2 ; 3 ; 1), montrent une amélioration de la barrière de potentiel jusqu'à une température de 350°C. Cela correspond à un recuit de contact de grille qui généralement est bénéfique car il stabilise l'interface [3]. Le facteur d'idéalité ne semble pas perturbé par ce recuit, jusqu'à 350°C. A partir de 400°C, nous observons une dégradation de la diode Schottky, qui se traduit par une chute de la valeur de la barrière de potentiel et augmentation du facteur d'idéalité. Cette valeur de 350°C constitue une température limite de stabilité du contact de grille, au-delà, des transformations irréversibles commencent à apparaître.

L'analyse du ruban de métallisation de grille présentée sur la figure (5 ; 1 ; 7) confirme une altération du métal pour une température supérieure à 350°C. Cette mesure montre que c'est au niveau de l'alliage platine/or que démarre la dégradation du contact. L'augmentation de la résistance du métal est attribuée à la diffusion de platine dans l'or.

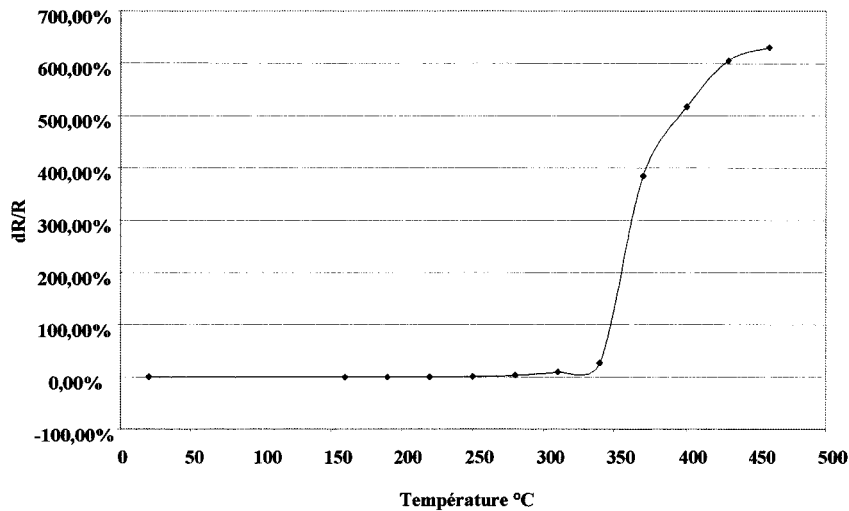


Figure (5 ; 2 ; 3 ; 2) : Mesure de la résistance du ruban de métallisation de grille Au/Pt/GaN pendant le test de stockage, sur la plaque AEC497.

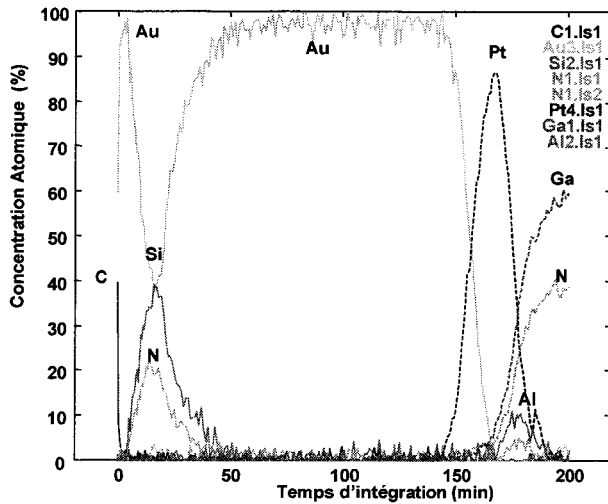
Pour vérifier l'hypothèse de diffusion du platine dans l'or, la métallisation de grille a été analysée par spectroscopie des électrons Auger (AES Auger Electron Spectroscopy). La figure (5 ; 2 ; 3 ; 3) présente le résultat de l'analyse Auger sur deux grilles issue de la même plaque, à gauche une grille de référence et à droite la grille après le test global de stockage.

Le premier pic d'or déterminé au début de l'analyse correspond à une fine couche évaporée avant la mesure AES afin de drainer les charges de surface apparaissant pendant l'analyse.

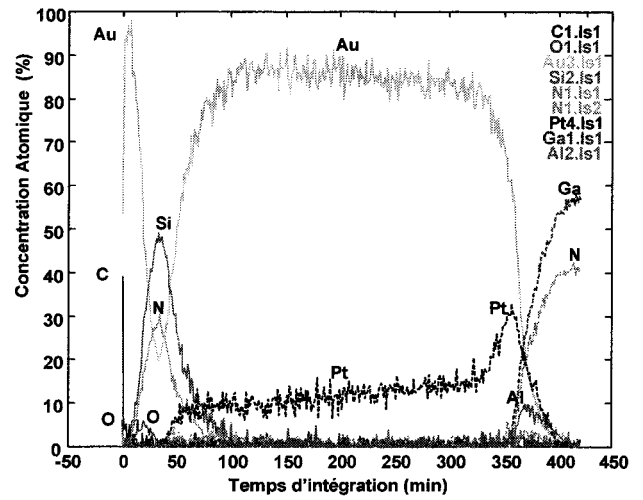
A cette couche d'or succède la couche de passivation, nous retrouvons l'empilement des couches décrit dans le process de fabrication du chapitre 2.

Les profils de concentration des éléments dans l'épaisseur de la métallisation révèle une importante inter diffusion du platine et de l'or. La résistivité de l'alliage augmente avec la diffusion du Pt dans l'Or comme le montre la figure (5 ; 2 ; 3 ; 2). Ce résultat est conforme à ceux publiés qui indiquent que 15% de platine sature la concentration d'or et augmente de 700% la résistivité du métal.[4-5]

La barrière de platine disparaît sous l'effet de la diffusion pendant le stockage et il y a une présence d'or dans le nitrure de gallium. La nature de l'interface n'est plus la même entre le métal et le semi-conducteur ce qui se traduit par une dégradation importante de la barrière de potentiel et du coefficient d'idéalité.[6-7]



Cellules de références



Cellules après stockages

Figure (5 ; 2 ; 3 ; 3) : Spectroscopie Auger de la métallisation de grille Au/Pt/GaN après le test de stockage et sur une grille de référence (plaque AEC497).

### 5-2-4 Comportement du HEMT Lvar 1 $\mu$ m pendant le stockage

L'étude du comportement du composant HEMT AlGaIn/GaN pendant le test de stockage est effectué sur le motif Lvar d'une longueur de grille de 1 $\mu$ m. L'évolution d'un composant lors de test de fiabilité est décrite par trois paramètres du transistor : la tension de pincement  $V_p$ , le courant de fuite de grille  $I_{GD}$  et le courant de saturation  $I_{DSS}$ .

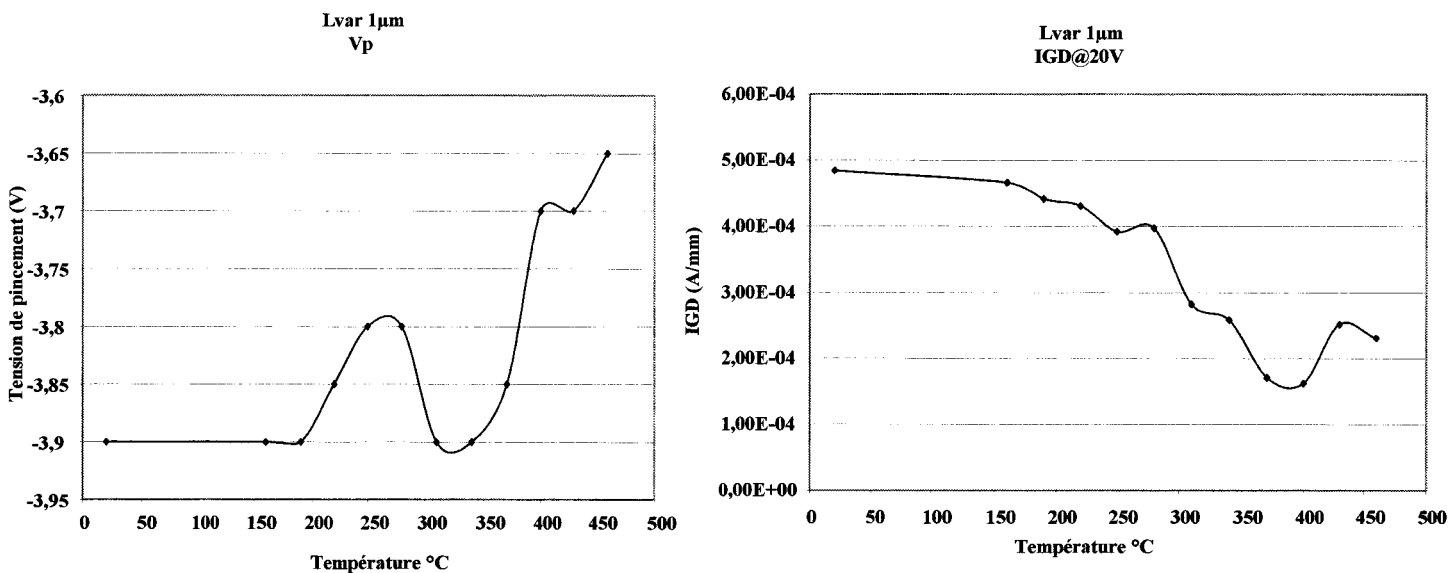


Figure (5 ; 2 ; 4 ; 1) : Evolution de la dérive de la tension de pincement et du courant de fuite de grille pendant le test de stockage sur un HEMT, mono doigt,  $L_g=1\mu$ m de la plaque AEC497

Les variations de la tension de pincement et du courant de fuite de grille sont liées à l'évolution du contact Schottky. En effet, pour  $T < 350^\circ\text{C}$  nous observons une chute du courant de grille pendant les étapes assimilées au recuit de stabilisation de l'interface puis une augmentation du courant de grille pour  $T > 350^\circ\text{C}$ . Nous retrouvons une variation similaire à celle des diodes décrites au paragraphe précédent, à savoir une amélioration du contact pour



des températures inférieures à 350°C et une chute des caractéristiques pour  $T > 350^\circ\text{C}$ . La tension de pincement évolue peu pour  $T < 350^\circ\text{C}$  et diminue pour  $T > 350^\circ\text{C}$ , ce comportement est sans doute lié à la dégradation de l'interface et de la barrière de potentiel de la Schottky.

Le courant de saturation diminue tout au long de l'essai alors que la résistance du gaz 2D reste constante quelle que soit la température de stockage. (Figure droite (5 ; 2 ; 4 ; 2)). L'origine de la chute du courant peut provenir d'interaction entre les métallisations de contact ohmique ou de grille et le semi-conducteur. Des effets de pièges dans l'oxyde peuvent être aussi à l'origine de cette chute de courant.

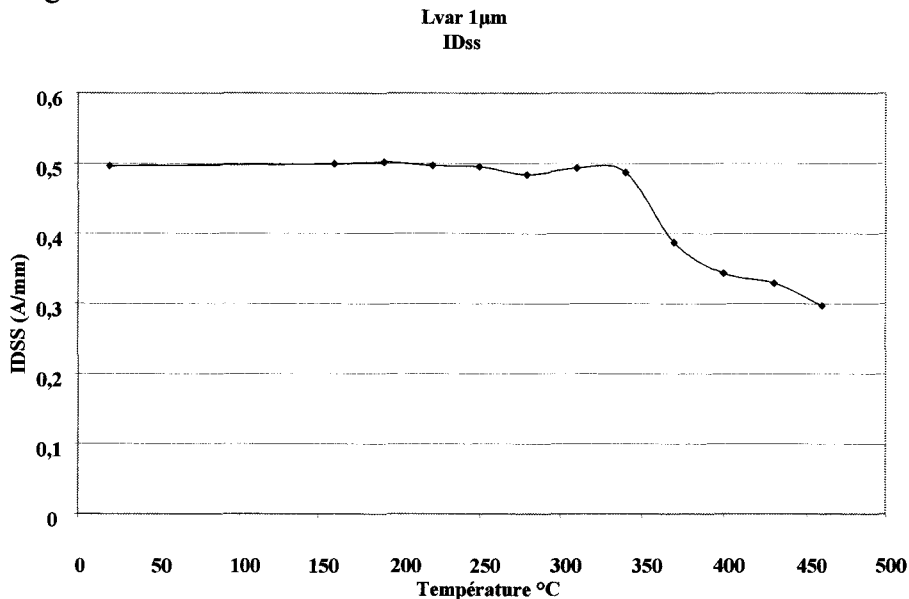


Figure (5 ; 2 ; 4 ; 2) : Dérive du courant de saturation  $I_{DSS}$  pendant le test de stockage des transistors,  $L_{var}$ ,  $L_g = 1\mu\text{m}$  sur la plaque AEC497

La variation du contact ohmique introduit une résistance série supplémentaire qui a pour effet de décaler la caractéristique I-V vers les tensions  $V_{DS}$  croissantes, mais n'a pas d'effet sur le courant maximum.

D'après l'étude de la Schottky de grille dans le paragraphe précédent et les mesures Auger réalisées sur la grille (Figure (5 ; 2 ; 3 ; 3)) nous avons observé une dégradation de l'interface metal/semiconducteur sous la grille par diffusion de l'or et du platine dans la couche de AlGaIn. Nous pouvons penser que le matériau où règne le champ électrique issu de la polarisation spontanée et piézo-électrique (chapitre 2) est altéré ce qui réduirait la concentration des porteurs. Cela peut expliquer la chute du courant lié à une baisse de la concentration des électrons dans le gaz bidimensionnel. Le travail pour expliquer le phénomène de la chute du courant  $I_{DSS}$  est en cours d'étude par l'équipe fiabilité de TIGER.

### 5-2-5 Comportement des métallisations de reprise et de recharge pendant le stockage

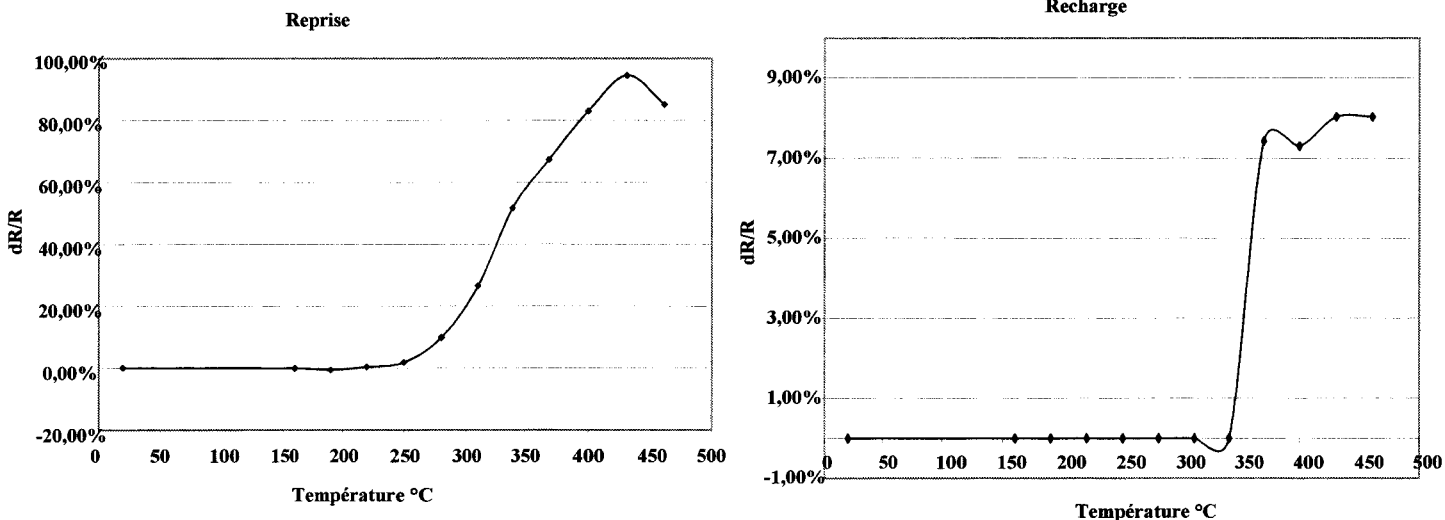


Figure (5 ; 2 ; 5 ; 1) : Mesure des résistances de ruban de métallisation de reprise (Ti/Pt/Au (50nm/50nm/600nm)) et de recharge (Ti/Au 50nm/5 $\mu$ m d'or électrolytique) pendant le test de stockage, sur la plaque AEC497.

L'analyse du ruban de métallisation de reprise présenté sur la figure de gauche (5 ; 1 ; 11) révèle une altération du contact métallique pour une température supérieure à 300°C comme pour la métallisation de grille. L'augmentation de la résistance du matériau est attribuée à la diffusion de platine dans l'or, théoriquement 12% de platine sature la concentration d'or et augmente de 700% la résistivité du métal.

Cette augmentation de la résistance introduit une résistance série dans le composant qui décale la caractéristique I-V vers les tensions  $V_{DS}$  croissantes.

La résistivité de métallisation de recharge semble se stabiliser autour de 8% vers 430°C, une augmentation de la résistance (figure (5 ; 2 ; 5 ; 1)) qui se stabilise immédiatement, elle est considérée comme négligeable, en effet le critère de défaillance d'une résistance généralement admis est de 20%.

### **5-3 Conclusion**

Les résultats de l'essai qui vient d'être présenté, illustrent l'effet de la température sur la fiabilité des composants de puissance hyperfréquence. Ils démontrent la nécessité de connaître précisément la température à laquelle est soumise le composant afin de prédire son espérance de vie ou à l'inverse de fixer les limites des conditions d'utilisation, durée d'exposition à une certaine température, à ne pas dépasser pour garantir une durée de vie.

La température a un effet direct sur les caractéristiques électriques et elle accélère la détérioration du composant dans le temps. Les problèmes de fiabilité au niveau des métallisations ont été présentés dans le cas du test de stockage et il ressort que c'est les paramètres de la grille qui sont les plus sensibles à la température. C'est donc à partir des limites de tolérance de la grille que nous définissons la limite en température qu'il ne faut pas franchir afin de ne pas activer les mécanismes de dégradation irréversibles, soit  $T < 350^\circ\text{C}$

La métrologie de la température est essentielle à la mise en place d'une analyse de fiabilité complète. Elle permet de définir les conditions de stress optimum à partir de la résistance thermique de la structure et cela permettra l'extraction des mécanismes de détérioration du composant et de déterminer leurs énergies d'activation.

## 6 Techniques de mesure microscopique de la température

La température de la zone active d'un composant électronique en fonctionnement est difficile à évaluer tant du point de vue théorique que du point de vue expérimental. C'est particulièrement le cas des composants de puissance en GaN du fait des densités de puissance élevées ( $\approx 10\text{W/mm}$ ) à quelques nanomètres sous la surface et en raison d'interaction entre fonctionnement électrique et régime thermique. Le cœur de nos travaux de recherche était centré sur la détermination expérimentale de la température du canal d'électron dans un composant en fonctionnement afin de déterminer de façon précise la résistance thermique et ainsi quantifier les améliorations technologiques du point de vue thermique. Pour ce faire une résolution en température de 5 à 10 K est requise avec une résolution spatiale inférieure au micromètre autour du canal d'électrons.

La température maximum du transistor est localisée en sortie de grille entre le drain et la source dans le cas du fonctionnement en source commune, avec la tension de drain  $V_{DS} \geq 0$  et la tension de grille  $V_{GS} \leq 0$ .

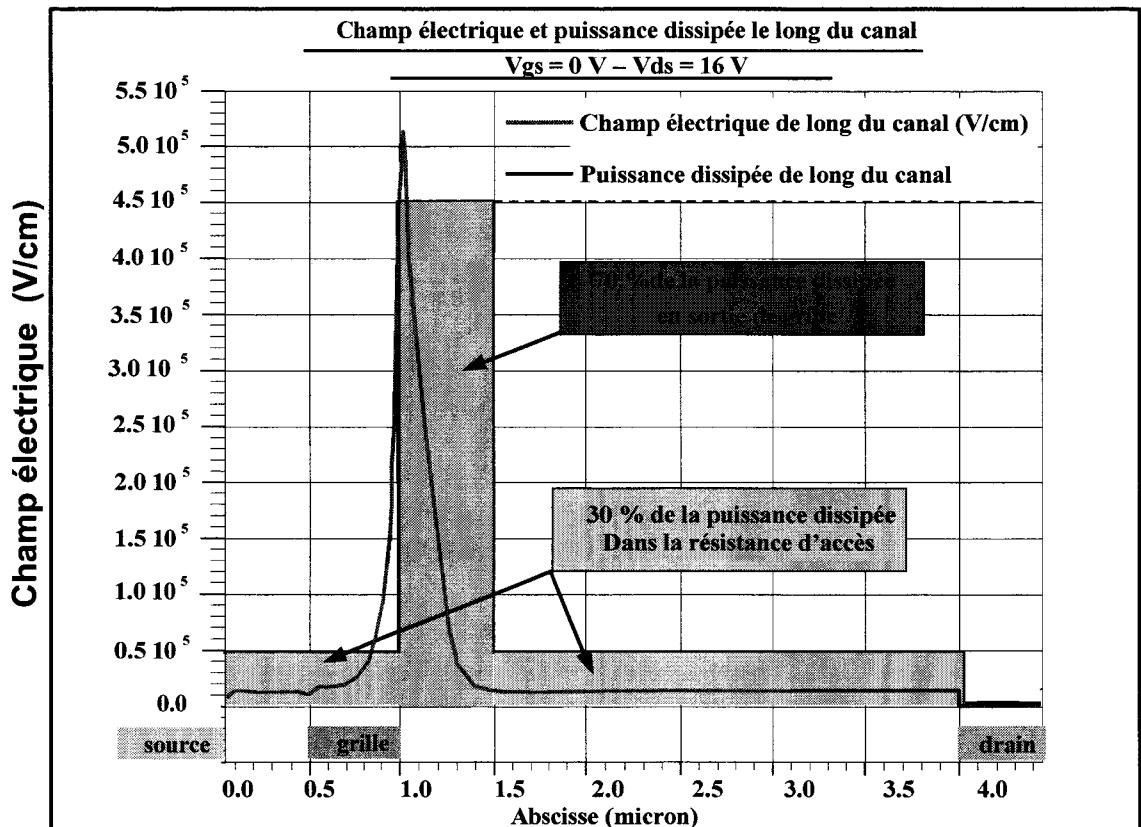


Figure (6 ; 1) : Représentation de la zone de localisation de la chaleur dans le composant

La modélisation du champ électrique et de la puissance dissipée associée entre le drain et la source est présentée figure (6 ; 1). Cette simulation réalisée par silvaco pour  $V_{GS}=0$  et  $V_{DS}=16\text{V}$ , montre que la puissance dissipée est directement liée à la répartition du champ dans le canal. La puissance dissipée se répartit à 70% en sortie de grille sur  $0.5\mu\text{m}$  et 30% dans les résistances d'accès sur le reste du canal.

Le but du travail de métrologie de la température est d'avoir accès à la température maximum dans le canal donc localisé en sortie de grille, les techniques utilisées doivent donc permettre d'analyser cette zone. [1]

Il existe de nombreuses techniques de mesures de la température de composants électroniques en fonctionnement ainsi que de nombreuses techniques expérimentales pour extraire les paramètres physiques liés à la thermique. Dans ce chapitre, je présente une liste non exhaustive des techniques de mesure de la température à l'échelle microscopique en m'arrêtant plus spécifiquement sur les méthodes utilisées pendant ma thèse.

Les techniques les plus usuellement utilisées sont la mesure de température par microscopie infrarouge et les mesures par micrographie utilisant des cristaux liquides que nous n'avons pas utilisés.

Les premières mesures en température sur nos transistors HEMT AlGaIn/GaN ont été réalisées par microscopie Raman, les mesures ont été réalisées à TRT. Les mesures de température à partir de caractérisations électriques ont été réalisées en partie à TRT et en partie à IEMN, et sont basées sur la comparaison de mesures pulsées en température et continues. Les techniques de mesure thermique utilisant un microscope à force atomique ont été faites par trois groupes différents dans le cadre du contrat MICROTHERM, les équipes de Lancaster et de TRT pour les mesures SThM (Scanning thermal Microscopy) et l'équipe de Bochum sur les mesures SThEM (Scanning Thermo-Elastic Microcopy). Les mesures par thermoréflexance ont été réalisées par l'équipe de l'ESPCI. Deux méthodes de photo-thermie ont été utilisées pour déterminer la conductivité thermique des matériaux rencontrés dans nos structures, l'effet mirage et la photo-réflexion.

### **6-1 La microscopie infrarouge :**

La technique de microscopie infrarouge est une des méthodes les plus utilisées pour déterminer la valeur de la température du composant en fonctionnement. Le principe repose sur la mesure d'ondes infrarouges émises par le composant sous test. Le rayonnement infrarouge traverse les optiques et vient se focaliser sur le détecteur infrarouge calibré en température. La diffraction limite la résolution d'un microscope classique à la longueur d'onde d'investigation, typiquement quelques microns dans l'infrarouge. Cette résolution est limitée par la longueur d'onde utilisée (moyen infra-rouge). Cette technique permet donc d'avoir une résolution en température de 0.5 K, mais avec une résolution spatiale de 15 $\mu$ m. [1-2]

Les inconvénients principaux de cette méthode dans l'application au transistor en fonctionnement sont la nécessaire correction des différentes émissivités de surface des différents matériaux que constituent le dispositif et surtout la faible résolution spatiale comparée à la taille des dispositifs.

Dans nos composants, la distance entre le plot de drain et celui de la source est de typiquement 7 $\mu$ m et la hauteur de ces deux plots est de 3 à 4 $\mu$ m. La surface de la zone active dont on veut déterminer la température est définie dans l'espace drain-grille sur une largeur de 0.5 $\mu$ m le long du doigt. La dimension des plots de contact ohmique est au minimum d'une largeur 30 $\mu$ m sur la longueur des doigts. A partir de mesures infrarouges classiques, on n'obtiendra qu'une mesure moyenne de la température en surface du composant et le rayonnement émis par la zone active risque d'être masqué par un rayonnement parasite des plots d'or de source et de drain, ceux-ci ayant un facteur d'émission soixante fois supérieure. Cette méthode n'est pas vraiment adaptée à la caractérisation que nous souhaitons faire vu le niveau de précision que nous recherchons.

## 6-2 La mesure par Micrographie utilisant des cristaux liquides

Le principe de cette mesure utilise les propriétés de certains cristaux nématiques bi-réfringents sensibles à la température. Il existe une température pour les matériaux, dite température de transition en dessous de laquelle les molécules du cristal sont ordonnées, et au-dessus de laquelle les molécules prennent une orientation aléatoire. [2]

Sous lumière polarisée, on repère la température à laquelle les propriétés optiques deviennent isotropes. Cette technique permet la détection des températures de surface entre 25 et 300°C.

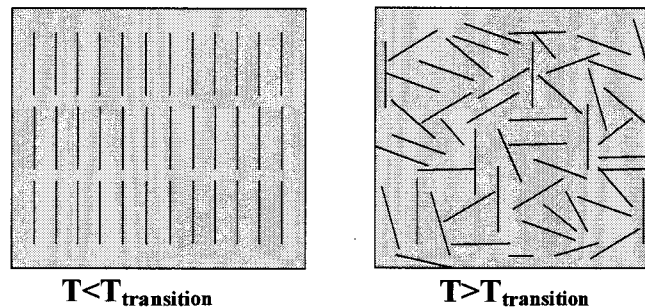


Figure (6 ; 2 ; 1) : représentation de la méthode des cristaux nématiques bi-réfringents sensibles à la température

La résolution en température au point de transition est meilleure que 0.5°C et l'utilisation d'un microscope optique permet une résolution spatiale de 1µm.

Nématiques	Température de transition (°C)
4-methoxybenzylidene-4'-n-butylanine (MBBA)	48
2.4 nonadienic acid	54
4-ethoxybenzylidene-4'-n-butylanine (EBBA)	81
4,4' dimethoxyazoxy-benzene	134
4-n-hexyloxybrnzoic acid	153
Anisaldazine	181
6-n-hexyloxy-2-naphthoic acid	198.5
6-n-methoxy-2-naphthoic acid	219
4-butoxybiphenyl-4'-carboxylic acid	284.5
4-methoxybiphenyl-4'-carboxylic acid	300

Figure (6 ; 2 ; 2) Tableau présentant certains cristaux nématiques bi-réfringents sensibles à la température

La technique consiste à éclairer par une lumière polarisée un composant recouvert d'une fine couche de cristaux liquides. Si la température du transistor est inférieure à la température de transition du cristal, les molécules sont toutes orientées. Dans ces conditions le cristal est biréfringent et la lumière réfléchiée par la surface contient des composantes polarisées dans les deux directions. Le composant reste lumineux.

Si la température du transistor est supérieure à la température de transition du cristal la structure du cristal est désorientée et la lumière semble atténuée, la température de fonctionnement est donc supérieure à la température caractéristique des cristaux liquides.

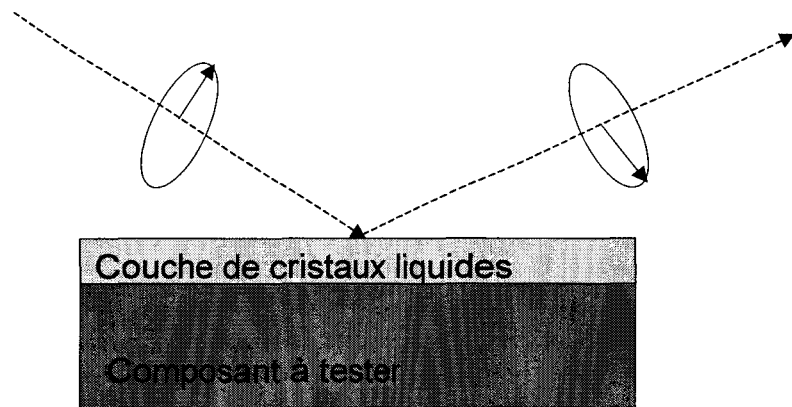


Figure (6 ; 2 ; 3) : Représentation de la technique de mesure.

Inconvénients :

- Cette méthode de caractérisation est destructive.
- Il est difficile de garantir une épaisseur uniforme de cristal liquide.
- Cette méthode ne détecte qu'une température par type de cristal liquide utilisé.
- La résolution de l'ordre du micron est associée à une température locale précise et ne se prête pas aisément à l'étude dynamique d'un dispositif en boîtier.

**6-3 La mesures par Micro-Photoluminescence**

La photoluminescence est le rayonnement optique émis par un semi-conducteur placé hors équilibre par excitation lumineuse. Nous allons décrire succinctement les processus d'excitation et de désexcitation et montrer comment la mesure de l'énergie du rayonnement émis donne accès à la température du semi-conducteur. [3-4]

Le faisceau laser interagit avec le semi-conducteur et crée des paires électron-trou. La luminescence est une désexcitation spontanée ou stimulée. L'électron se recombine avec le trou en émettant un photon d'énergie égale à la différence d'énergie les séparant, avec en plus émission d'un phonon dans le cas d'un semi-conducteur à gap indirect. L'ensemble de ces photons constitue un pic de photoluminescence appartenant au spectre de la lumière diffusée ou réfléchié par le matériau.

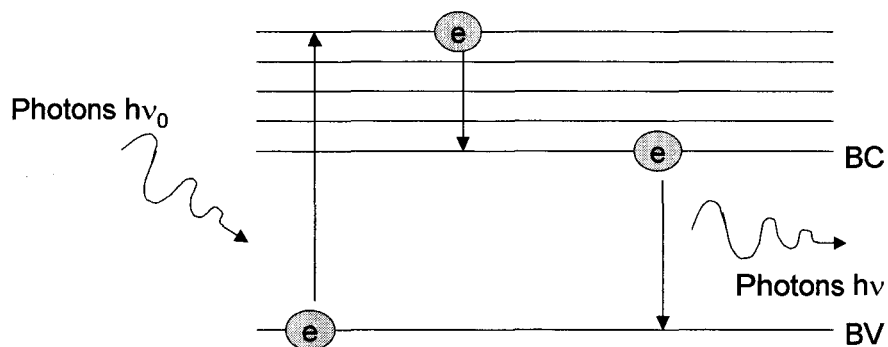


Figure (6 ; 3 ; 1) : Principe physique de la photoluminescence

La différence entre les niveaux d'énergie de l'électron et du trou dépend de la température du matériau : par exemple, on peut décrire la variation de la bande interdite de GaAs en fonction de la température par la relation semi-empirique de Varshni :

$$\Delta E_g(T) = E_g(T) - E_g(0) = -\frac{\alpha T^2}{\beta + T}$$

Où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des paramètres ajustables. La mesure de l'énergie du pic de PL donne accès à la température. La raie de photoluminescence se déplace et s'élargit avec la température. En effet, la bande de conduction est plus occupée quand la température augmente. Le pic de photoluminescence se déplace donc vers les grandes longueurs d'ondes, c'est à dire vers le rouge, lorsque la température augmente.

La difficulté provient du fait que l'énergie du pic de PL dépend aussi de la contrainte et du dopage du matériau. Un étalonnage soigné est donc nécessaire pour chaque type de matériau.

Le nitrure de gallium a une bande interdite de 3.42eV. Il faut donc une source excitatrice de longueur d'onde inférieure à la longueur d'onde associée à la bande interdite du matériau pour créer les paires électrons trous qui participent à la photoluminescence. Le calcul de la longueur d'onde associée à la bande interdite du GaN est :

$$E(\text{ev}) = \frac{1239.77}{\lambda(\text{nm})} = 3.42\text{eV}$$

$$\lambda = 362\text{nm}$$

Le banc de photoluminescence du laboratoire d'analyse de TRT dispose de trois sources excitatrices à 488nm, à 514.5 nm et enfin à 647.1nm qui ne sont pas adaptées pour exciter le nitrure de gallium. Nous nous sommes donc orientés vers une solution adaptée au matériau et au matériel à disposition, la mesure de température par micro-Raman.

### **Remarque :**

Les méthodes les plus usuellement utilisées sont la microscopie infrarouge et les mesures par la micrographie utilisant des cristaux liquides. Ces deux techniques n'ont pas été retenues car elles ne permettent pas d'obtenir les résolutions spatiales et thermiques nécessaires pour nos applications.

## 6-4 Analyse thermique par diffusion Raman

### 6-4-1 Principe de l'émission Raman:

La spectroscopie  $\mu$ Raman est une méthode très répandue en analyse des propriétés physiques des solides. Elle utilise le phénomène de diffusion inélastique de la lumière et permet de tirer des renseignements sur les vibrations internes des systèmes étudiés en soumettant l'échantillon à un champ électromagnétique et en analysant le champ diffusé.

L'échantillon est soumis à une illumination intense et monochromatique de pulsation  $\omega$  provenant d'un laser. L'analyse de la lumière diffusée par l'échantillon montre la présence de part et d'autre de la longueur d'onde excitatrice et à la même distance, de pic très faibles ( $10^{-6}$ - $10^{-9}$  fois excitatrice) et dont la position est caractéristique de la pulsation  $\omega_v$  des atomes au sein de l'échantillon. Le pic avec une pulsation inférieure à  $\omega$  est appelé raie Stokes, celui avec une pulsation supérieure à  $\omega$  est appelé raie anti-Stokes. Le pic Stokes est toujours plus intense que le pic anti-Stokes.[5-9]

Deux genres de diffusion selon le type de phonons sont mis à contribution :

- La diffusion Brillouin qui met en jeu des phonons acoustiques et pour laquelle la déviation en fréquence des photons diffusés dépend de la longueur d'onde excitatrice.

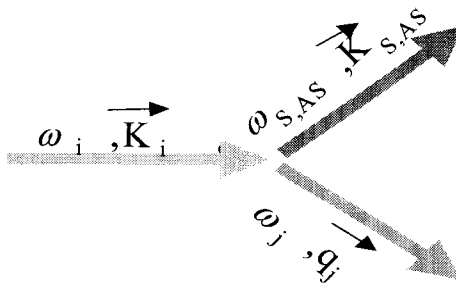


Figure (6 ; 4 ; 1 ; 1) :Processus de la diffusion Raman.

- La diffusion Raman qui met en jeu des phonons optiques et qui entraîne une déviation en fréquence des phonons indépendante de l'excitatrice. Le processus de cette diffusion est constitué par les fluctuations de la polarisabilité électronique induite par les vibrations du réseau. La théorie quantique de ce mécanisme nécessite un calcul de perturbation poussé jusqu'au troisième ordre et l'obligation d'introduire des états virtuels intermédiaires. Le mécanisme du phénomène est alors le suivant :

Le photon incident crée une paire d'électron-trou qui interagit avec un phonon, enfin l'électron et le trou se combinent à nouveau en donnant naissance au phonon diffusé. A la fin du processus, l'énergie totale et le moment sont conservés :

$$\hbar \vec{K}_i = \pm \hbar \vec{q}_j + \hbar \vec{K}_{S,SA}$$

$$\hbar \omega_i = \pm \hbar \omega_j + \hbar \omega_{S,SA}$$



Où  $\mathbf{K}_i$ ,  $\mathbf{K}_{s,sa}$ ,  $\mathbf{q}_j$  sont les vecteurs d'onde des ondes incidentes, diffusée (Stokes ou anti-Stokes) et du phonon  $j$  respectivement et  $\omega_i$ ,  $\omega_{s,sa}$ ,  $\omega_j$  les pulsations correspondantes. L'impulsion du photon exciteur étant très faible, on ne considère que les phonons au centre de la zone de Brillouin. La diffusion Raman dépend des directions relatives des vecteurs d'onde des rayons incidents et diffusés par rapport aux axes cristallographiques du réseau : elle est sélective.

#### **6-4-2 Effets de la température :**

Du fait que la température est une grandeur scalaire, elle ne peut ni modifier les règles de sélection de la polarisation ni supprimer la dégénérescence des modes de vibration. Cependant, elle peut affecter la fréquence et la largeur des raies à cause de l'augmentation de volume et les interactions anharmoniques d'ordre supérieur qu'elle induit et l'intensité des raies. L'effet de la température sur l'intensité de la diffusion Raman provient de la modification de la population des phonons et aussi de la possibilité d'établir un gap d'énergie accordé à la fréquence d'excitation (diffusion Raman induite par la température). La température peut être mesurée par trois méthodes distinctes. La première utilise le rapport de l'intensité intégrée des raies Stokes ( $I_S$ ) et anti-Stokes ( $I_{AS}$ ), la deuxième utilise le déplacement de la fréquence des raies Raman Stokes et anti-Stokes et enfin la troisième analyse l'évolution de la largeur des raies Stokes et anti-Stokes.

Dans l'étude faite sur les transistors HEMT d'AlGaIn/GaN, nous avons utilisé la méthode de comparaison des aires des raies stokes et anti-Stokes. L'effet de la température sur l'intensité de la diffusion Raman provient de la modification de la population des phonons.

La température de la couche active d'un composant peut être déterminée à l'aide du rapport de l'intensité intégrée des raies Stokes et anti-Stokes. Les intensités des pics Stokes ( $I_S$ ) et anti-Stokes ( $I_{AS}$ ) dépendent des probabilités de création et d'annihilation d'un phonon qui sont respectivement proportionnelles à  $n$  et  $n+1$  où  $n$  est la distribution de Bose-einstein :

$$n = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_j}{kT}} - 1}$$

Le rapport des intensités des pics Stokes et anti-Stokes est :  $\frac{I_S}{I_{AS}} = C \frac{n+1}{n}$

$$\frac{I_S}{I_{AS}} = C e^{\frac{\hbar\omega_j}{kT}}$$

Le facteur  $C$  est le facteur de calibrage, il est fonction du matériau étudié et englobe des termes correctifs dont la plupart dépendent très faiblement de la température.

Le principe de mesure de la température consiste à mesurer les deux intensités  $I_S$  et  $I_{AS}$ , puis connaissant  $C$ , à obtenir la température absolue du matériau étudié à l'aide de l'expression précédente.

### 6-4-3 Dispositif expérimental :

Le dispositif expérimental de TRT a été mis au point par le Professeur Landesman et est présenté sur le schéma suivant. On utilise un laser argon à la longueur d'onde de 514.5nm, le mode TEM00 est sélectionné parmi les différents modes de l'onde laser dans la cavité.

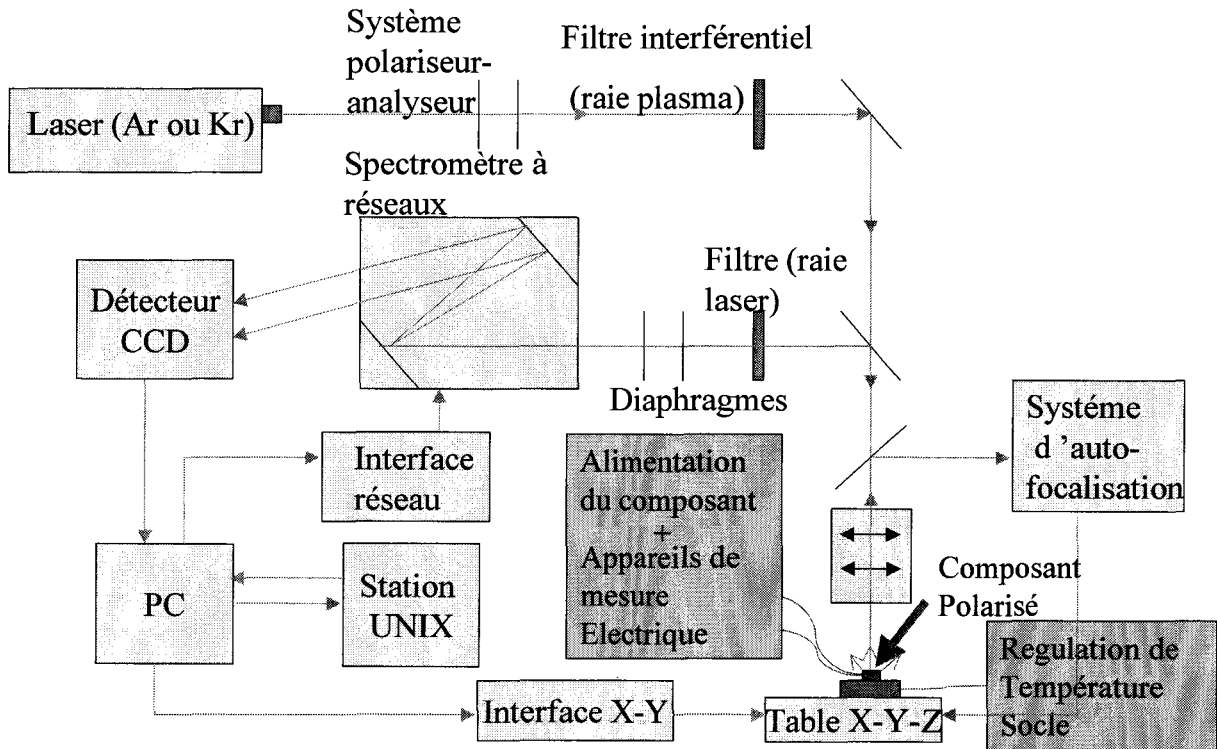


Figure (6 ; 4 ; 2) Schéma de principe du banc de mesure de la température par diffusion Micro-Raman

Le faisceau laser incident est guidé par différents éléments optiques jusqu'à la cible. La lumière diffusée est ensuite envoyée vers les éléments d'analyse spectrale. Le système de polariseur-analyseur permet de connaître et de contrôler la polarisation de la lumière afin d'obtenir un rayonnement diffusé et rétro-diffusé, d'intensité optimale. L'échantillon étudié est placé sur la table (X-Y-Z) pilotée automatiquement dans les trois directions avec une précision de quelques dixièmes de micromètre.

Le faisceau laser est focalisé sur l'échantillon par un microscope confocal. L'onde diffusée est rétro-diffusée, elle est ensuite guidée vers le spectromètre à réseaux qui la décompose en ses composantes spectrales.

La température du socle de l'échantillon est donnée par un thermocouple inséré dans le socle et pilotée par un système de régulation par circulation d'eau à température variable.

Le banc de mesure comprend aussi deux générateurs de tension continue qui alimentent le composant ainsi que deux voltmètres, deux ampèremètres et un oscilloscope qui contrôle le bon fonctionnement et indique la puissance injectée dans le transistor.

Pour évaluer la valeur des surfaces des raies stokes et anti-stokes on utilise un traitement informatique qui modélise par superposition les pics Raman à l'aide d'une convolution de gaussiennes et lorentziennes et intègre cette courbe pour en déduire la surface.

Dans l'application du GaN la puissance du laser est de 100mW. On détermine la taille du waist sur l'échantillon, donc la résolution spatiale du dispositif expérimental, à partir de la formule de diffraction laser :

$$d_0 = \frac{8 \lambda F}{\pi d}$$

- $\lambda=514.5$  longueur d'onde laser
- $d_0$  waist
- $d$  diamètre de la lentille de l'objectif
- $F$  focale de la lentille

L'ouverture angulaire de ce dispositif est d'environ  $30^\circ$  soit  $\arctg(F/d)$ . On obtient une résolution spatiale de  $0.76\mu\text{m}$  inférieure au micron. La profondeur de pénétration du faisceau laser dépend de l'absorption de l'échantillon, pour le GaN elle est de 1 à  $2\mu\text{m}$ .

Cette importante profondeur de pénétration permet d'obtenir un signal du substrat quand il existe dans cette gamme de longueur d'onde et donc de faire une mesure de température de celui-ci.

#### 6-4-4 Répartition spectrale :

Le spectre de Raman du GaN met en évidence deux pics caractéristiques dans la fenêtre optique de  $400$  à  $800\text{ cm}^{-1}$ . Le premier est centré vers  $568\text{ cm}^{-1}$  et le deuxième est centré sur  $733\text{ cm}^{-1}$ . Pour la mesure de la température on utilise préférentiellement les raies liées aux phonons optiques longitudinaux et en raison de la faible épaisseur du buffer de GaN ( $1.5\text{-}3\mu\text{m}$ ) on utilisera le pic le plus intense à  $568\text{ cm}^{-1}$ , phonon longitudinal optique E2. Le spectre suivant a été obtenu à partir d'une structure HEMT GaN sur substrat de saphir, substrat qui ne présente pas de pic Raman dans cette gamme de longueur d'onde. Cela permet d'obtenir le spectre du GaN. [10-14]

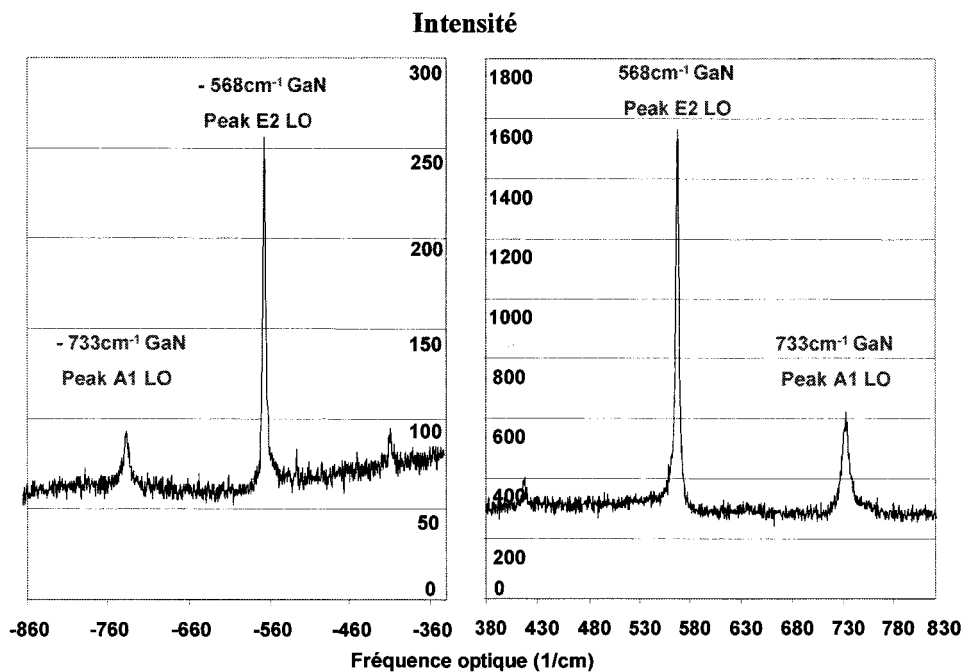


Figure (6 ; 4 : 4 ; 1) : Pic Raman caractéristique du GaN dans la gamme de fréquence optique  $400\text{-}800\text{ cm}^{-1}$ , à température ambiante (Raie Stokes à droite et Raie anti-Stokes à gauche).

La profondeur de pénétration du faisceau argon de 514.5 nm est supérieure à 2 $\mu$ m dans la couche de GaN, une partie du faisceau incident atteint donc le substrat dans le cas de nos structures HEMT. Cela nous permet donc de pouvoir utiliser une diffusion Raman associée au substrat.

Dans le cas de transistor épitaxié sur substrat silicium, une raie caractéristique du silicium est exploitable dans la fenêtre optique 400-800  $\text{cm}^{-1}$ . Des mesures de température du substrat ont donc été faites à partir du pic du phonon longitudinal optique, transversale optique à 521  $\text{cm}^{-1}$ .

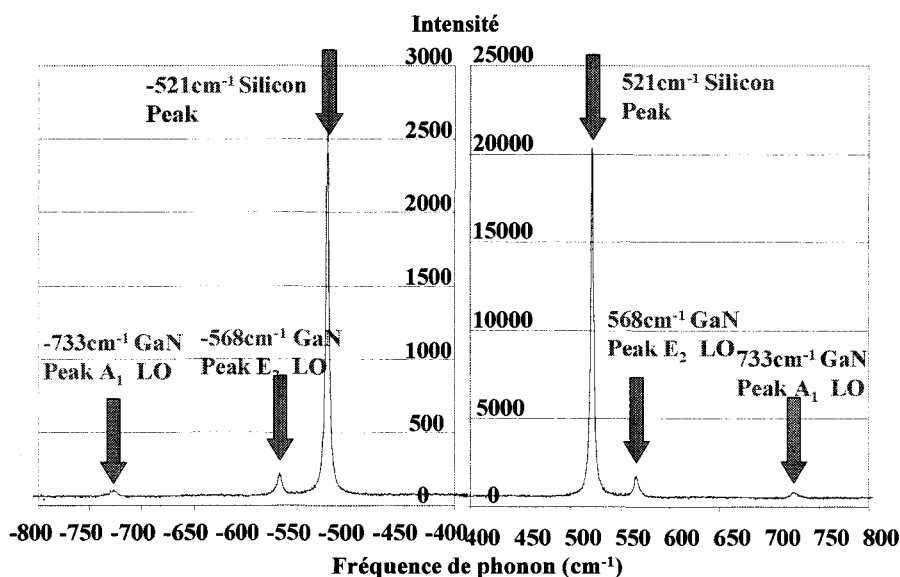


Figure (6 ; 4 ; 4 ; 2) : Pic Raman caractéristique du GaN sur substrat silicium dans la gamme de fréquence optique 400-800 $\text{cm}^{-1}$ , à température ambiante (raie Stokes à droite et raie anti-Stokes à gauche).

Des mesures identiques ont été faites sur les composants épitaxiés sur substrat de carbure de silicium (4H). Les raies caractéristiques du SiC E<sub>2</sub>(high et low) sont exploitables dans la fenêtre optique 400-800  $\text{cm}^{-1}$  respectivement à 789  $\text{cm}^{-1}$  et 767  $\text{cm}^{-1}$ .

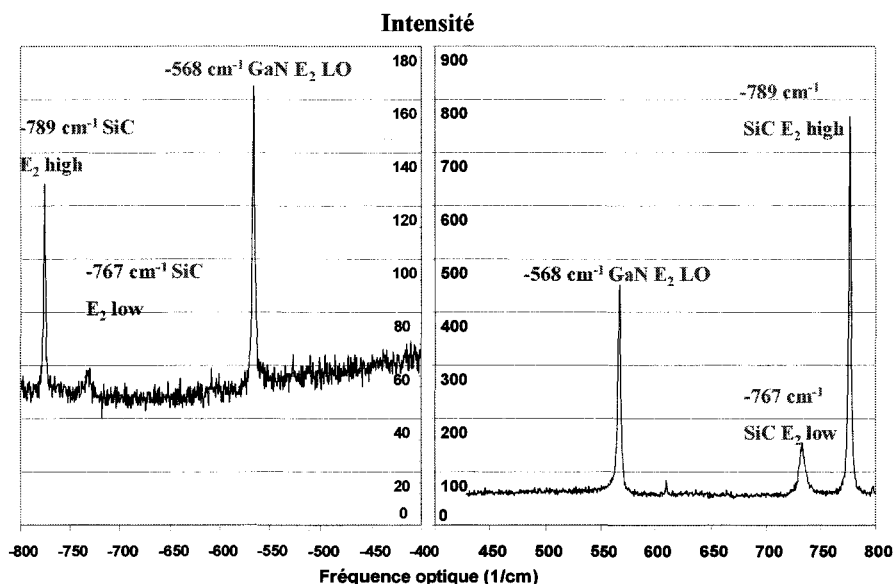


Figure (6 ; 4 ; 4 ; 3) : Pic Raman caractéristique du GaN sur substrat SiC dans la gamme de fréquence optique 400-800 $\text{cm}^{-1}$ , à température ambiante (raie Stokes à droite et Raie anti-Stokes à gauche).

Les mesures en température ont été faites essentiellement sur le pic du GaN car c'est la température de la zone active qui nous importe. On remarque aisément que l'intensité du pic anti-Stoke est très inférieure à l'intensité Stokes, les temps d'intégration du signal sont pourtant respectivement de 160s et 20s. En effet l'émission Anti-Stokes est très faible, le bruit représente 30% du signal pour un temps d'intégration déjà très long. Avec la température l'émission Raman augmente de 300 à 400% mais reste faible par rapport au bruit. Cette faible intensité est liée à la nature du rayonnement et à la faible présence de phonons préexistant dans le matériau, mais elle est aussi liée à l'épaisseur du matériau mesurée. L'épaisseur de la couche de GaN est de 1.5 à 3  $\mu\text{m}$  suivant les structures, avec une profondeur de pénétration de 1 à 2  $\mu\text{m}$ , le volume d'interaction est très réduit. C'est donc pour ces raisons que nous n'avons pas cherché à faire les mesures de températures à partir d'une raie de diffusion Raman qui serait lié à l'alliage ternaire AlGaIn. En effet, l'épaisseur de la couche est de 20nm, un volume bien trop petit pour espérer obtenir un signal anti-Stokes exploitable pour nos mesures.

#### **6-4-5 Etalonnage :**

La mesure de la température par méthode de comparaison des aires des raies Stokes et anti-Stokes requiert un étalonnage du matériau afin de déterminer la valeur de la constante C liée au matériau. Pour ce faire une première série de mesures a été faite à température ambiante sur la zone active d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN espace(entre la grille et le drain) hors polarisation en faisant varier l'intensité du laser soit l'intensité des pics Stokes et Anti-stokes. Cela a permis de déterminer une première valeur de C pour  $T=\text{Constante}=300\text{K}$ .

Une deuxième série de mesures a été faite en température sur la même zone active du composant afin d'affiner la valeur de C. Cette expérience a été réalisée à partir d'un four chauffant jusqu'à 600K dans lequel le composant est placé. une fenêtre ouverte sur la partie supérieure permet de passage du laser et du faisceau diffusé.

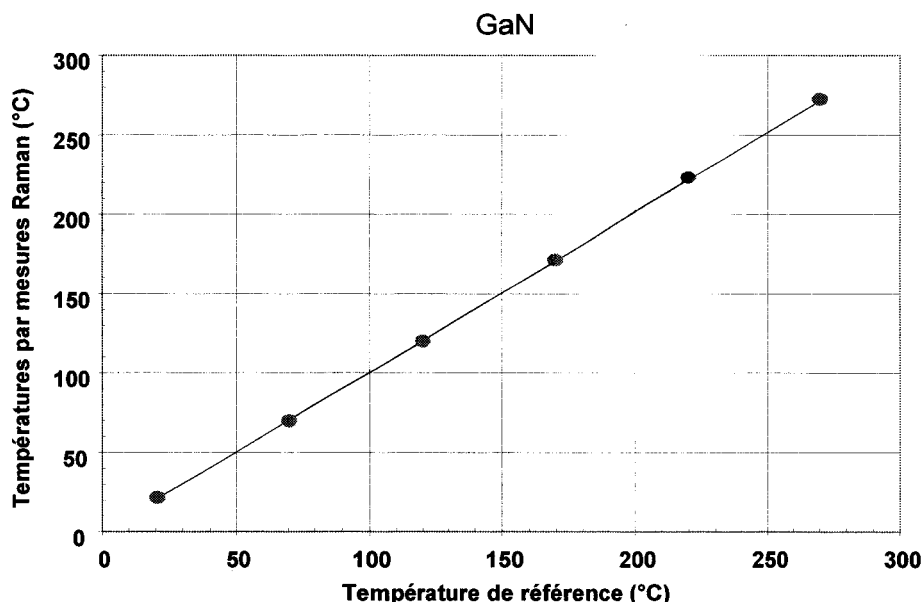


Figure (6 ; 4 ; 5 ; 1) : Etalonnage de la mesure Raman pour la couche de nitrure de gallium ; détermination de la valeur de  $C_{\text{GaN}}=0.84$ .

La mesure de l'échantillon de structure HEMT AlGaN/GaN/saphir permet d'obtenir un spectre du GaN uniquement, le saphir n'ayant pas de pic dans cette gamme de longueur d'onde. La courbe de correspondance des températures déterminée par le thermocouple du socle et mesurées en microscopie Raman trouve une optimisation pour  $C=0,84$ .

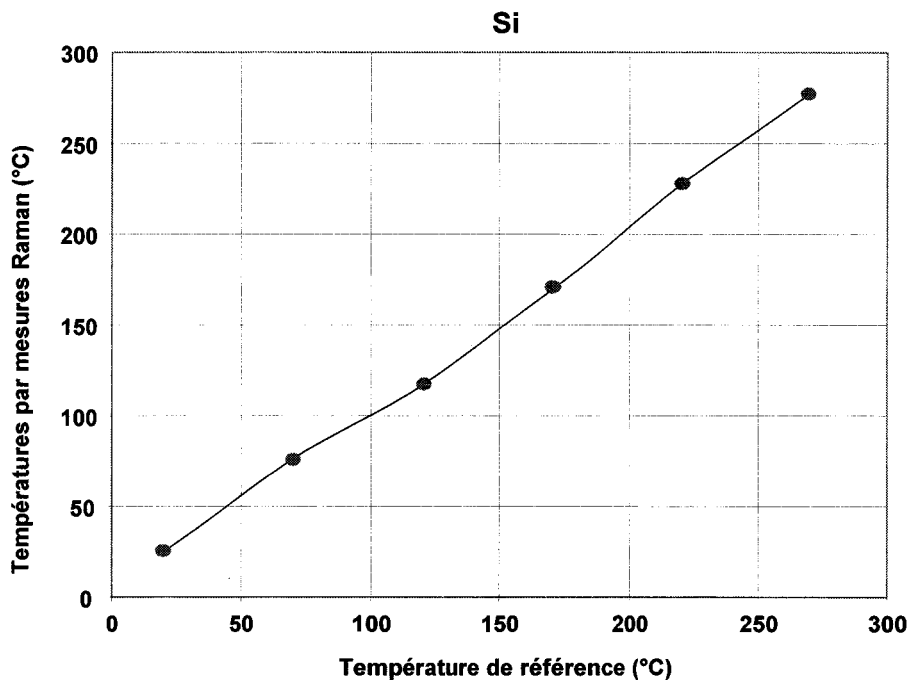


Figure (6 ; 4 ; 5 ; 2) : Etalonnage de la mesure Raman pour la couche Silicium ; détermination de la valeur de  $C_{Si}=1.01$ .

Des mesures en température utilisant ce procédé ont été faites ainsi sur des MESFET hyperfréquences à base de carbure de silicium. La constante de calcul pour ce matériau a été déterminée à  $C=0.895$ . [15]

#### 6-4-6 Evaluation de l'erreur de mesure de la température :

Un rapide calcul permet de faire une estimation de l'erreur sur la température de fonctionnement mesurée par cette méthode.

On pose

$$r = I_S / I_{AS} \Rightarrow \Delta r / r = \Delta I_S / I_S + \Delta I_{AS} / I_{AS}$$

$$\Delta r / r = -C (\hbar \omega_j / kT) dT / T$$

$$\Delta r / r = C (1.44 \sigma) / T \Delta T / T$$

la valeur de la constante C est déterminée expérimentalement.  $C=0.84$  pour le GaN

$$\Delta T / T = (1.2 \sigma / T)^{-1} \Delta r / r$$

$\sigma$  : Fréquence optique

$$\Delta T / T = (1.2 \sigma / T)^{-1} (\Delta I_S / I_S + \Delta I_{AS} / I_{AS})$$

L'erreur est faite essentiellement sur la raie anti-Stokes estimée à 2%

$$\Rightarrow \Delta T = 8-10^\circ K$$

### 6-4-7 Boîtier des composants pour les mesures Raman

Les composants mesurés par  $\mu$ Raman sont montés dans un boîtier Copernicus fabriqué en Bulgarie (COP4B). Le montage consiste à braser le composant à l'or étain et de réaliser les connexions avec des fils d'or d'une section de  $12\mu\text{m}$  ou  $25\mu\text{m}$  thermo-compressés sur les plots du composant et le boîtier.

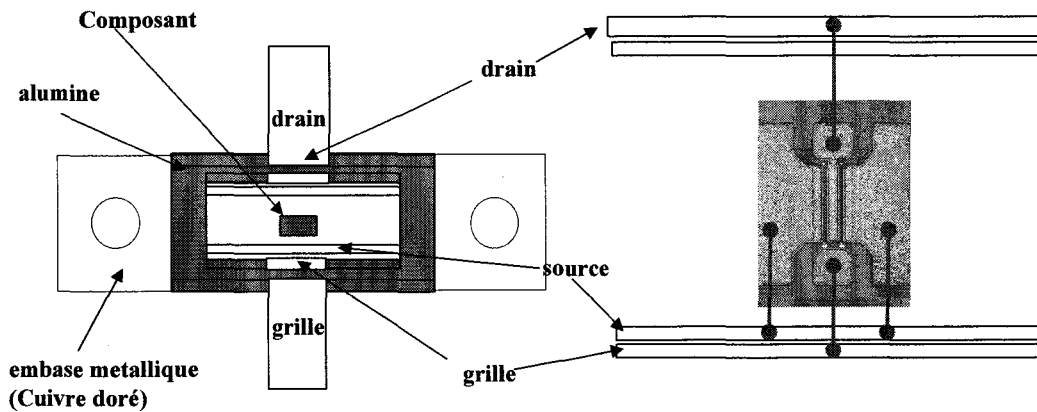


Figure (6 ; 4 ; 8) Schéma du boîtier Copernicus (COP4B) utilisé pour les mesures de température  $\mu$ Raman

Le composant et son boîtier sont ensuite placés sur le banc de mesure Raman, constitué par un système en cuivre de régulation de la température par circulation d'eau et des lignes de connexion électrique comme présenté ci-dessous. La ligne d'entrée de grille présente une capacité et une résistance pour limiter les oscillations du composant pendant la mesure.

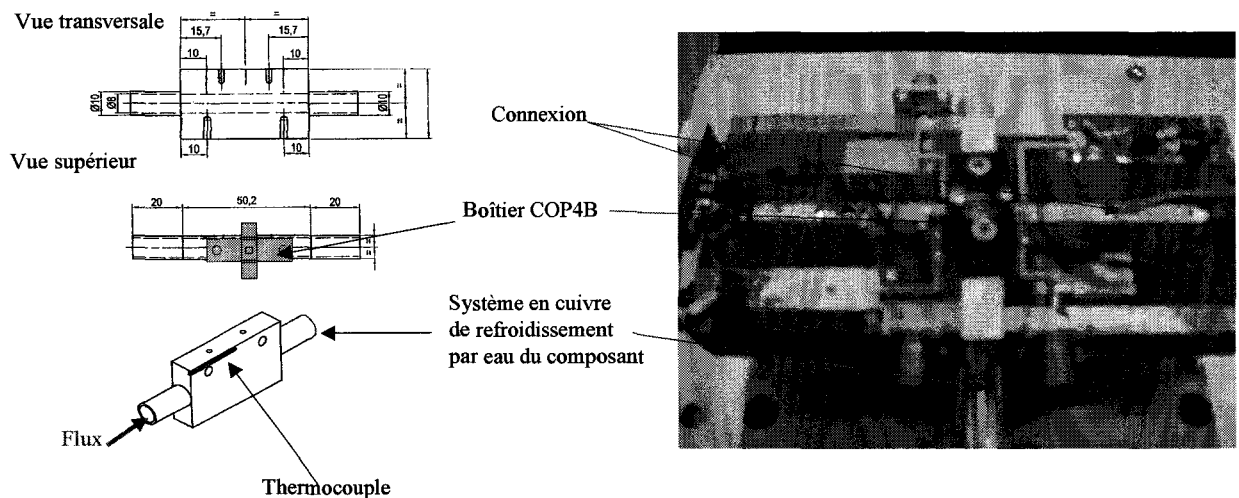


Figure (6 ; 4 ; 9) Schéma et photographie du système de refroidissement des composants pour les mesures  $\mu$ Raman.

### **6-4-8 Conclusion**

La technique de mesure Raman est une méthode de mesure physique de la température. La mesure est faite avec une résolution précise de  $1\mu\text{m}^2$  dans le plan de la couche mais avec une incertitude de mesure suivant la verticale au plan. En effet, la température mesurée par micro-Raman est une température moyenne de la couche mesurée, dans notre cas sur la couche de GaN parcourue par le laser. A cause de la pénétration du faisceau dans le matériau on n'obtient donc pas la température maximum de la zone active mais la température moyenne de la couche de GaN.

Il aurait été plus judicieux d'effectuer la mesure sur un pic de phonon lié au cristal AlGaIn, mais l'épaisseur de la couche étant tellement fine (20nm) le signal n'est pas assez intense pour obtenir un résultat.

Cette méthode requiert une zone accessible sur la zone active ce qui exclut l'utilisation de cette méthode de mesure pour les composants dont le drain thermique repose sur toute la surface du composant, ainsi que pour les composants flip-chipés. Dans le cas de composant dont la zone active est masquée par le drain thermique un aménagement a été réalisé dans la réalisation technologique pour qu'il existe une fenêtre d'ouverture sur la zone active afin de laisser passer les faisceaux laser et diffus.

Les mesures ont été réalisées sur différents développements, les résultats seront présentés dans le chapitre suivant. Les températures et résistances thermiques obtenues par cette méthode ont été comparées avec celles des autres techniques de mesures et une conformité des résultats a été établie.



## 6-5 Mesure de la température par caractérisation électrique.

La problématique est de déterminer la température de fonctionnement d'un transistor caractérisé en continu ou quasi-continu à température ambiante à partir de caractérisations électriques. La méthode de mesure de la température utilisant les caractérisations électriques est basée sur une méthode de coïncidence entre des mesures étalons-pulsées en températures et les mesures en continu ou quasi-continu.

### 6-5-1 Principe :

La technique repose sur la chute de la mobilité et de la vitesse de saturation des porteurs avec la température. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, la mobilité des électrons dans le gaz bidimensionnel décroît avec la température croissante.

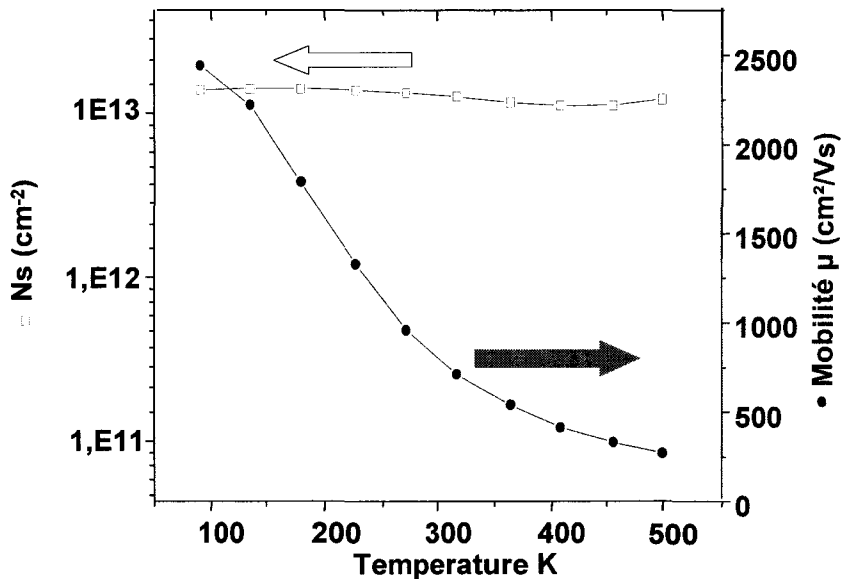


Figure (6 ; 5 ; 1 ; 1) Evolution de la mobilité et de la densité de porteur en fonction de la température

(Mesures réalisés à TRT/Tiger)

Cette chute de mobilité se traduit par la chute du courant de drain que l'on peut exprimer simplement sous la forme.

$$\vec{j}_{DS}(T) = -n_s(T)e\mu_n(T)\vec{E}$$

Où  $n_s$  est la densité de porteurs dans le gaz 2D et est constant avec la température dans la gamme des 270K –600K, comme nous le montre la figure (6 ; 5 ; 1).

La mesure de la température est faite à partir des caractéristiques IV des transistors de puissance. Le principe de la mesure est d'utiliser comme étalonnage des mesures du courant avec des impulsions très courtes afin de minimiser l'auto-échauffement. En augmentant la température du composant par chauffage de la face arrière par exemple, on observe une chute du courant traversant le canal du composant. Ainsi on obtient une description de la chute du courant de drain avec la température pour un point de polarisation donné ( $V_{GS}$  et  $V_{DS}$  fixé). Il suffit ensuite de superposer les courbes pulsées en températures et

la courbe d'analyse par exemple en continu. Ainsi le point de la courbe en continu en coïncidence avec la courbe pulsée à une température  $T$  sera à cette même température.[16-23]

### 6-5-2 Mesures pulsées

La mesure se fait en mesurant le courant à un point de polarisation donné de  $V_{GS}$  et  $V_{DS}$  respectivement la tension de grille et de drain.

Pour ce faire on réalise une caractéristique I-V des composants en utilisant un banc permettant des impulsions de courte longueur de pulse  $\tau_1$  et de constante de répétition  $\tau_2 \gg \tau_1$ , qui sert d'étalonnage du courant en température. On considère un auto-échauffement minimum du composant pendant le temps  $\tau_1$ , au temps de répétition  $\tau_2$ . L'énergie dissipée  $E$  étant très faible :

$$E = P \cdot \tau_1 \cdot f$$

$$= V \cdot I \cdot \tau_1 \cdot f$$

Avec  $E$  l'énergie dissipée,  $P$  la puissance injectée dans le composant,  $\tau_1$  la largeur de l'impulsion et  $f$  l'inverse du facteur de forme du signal.

Le rapport de la longueur de l'impulsion sur le taux de répétition (facteur de forme du signal) est de  $\tau_1/\tau_2 < 1\%$ . Ainsi le temps d'échauffement pour  $V_{DS} \neq 0$  est court devant le temps de repos  $V_{DS} = 0$ . A chaque nouvelle impulsion la structure a le temps de dissiper les calories introduites par l'impulsion précédente. Le choix du point de repos à 0V a été choisi pour deux raisons bien distinctes.

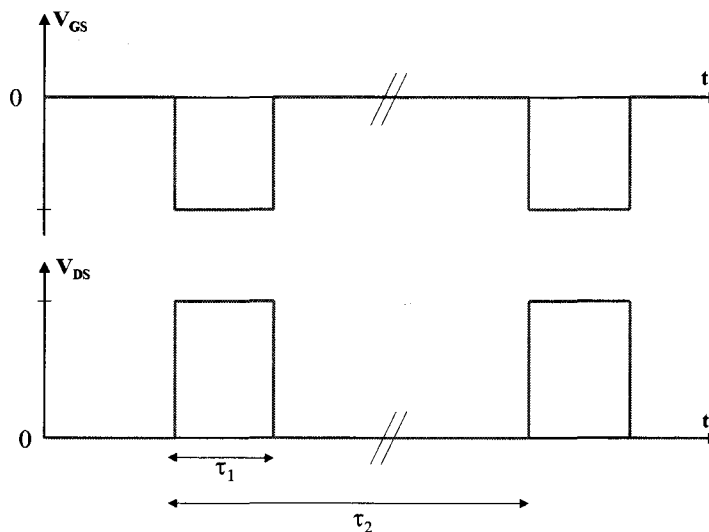


Figure (6 ; 5 ; 2) Représentation du signal pulsé, simultanément sur la grille et sur le drain ( $V_p < V_{GS} < 0$  et  $V_{DS} > 0$ )

D'abord du point de vue de la thermique, le composant entre deux impulsions doit être à la température ambiante ce qui impose un point de repos pour lequel aucun courant ne passe, ainsi la puissance dissipée doit être nulle :  $P_{dis} = V_{DS} \times I_{DS} = 0$

Du point de vue électrique, la polarisation électrique du composant, introduit un changement d'équilibre dans la répartition des charges électrique et peut faire intervenir des effets de pièges profonds. Les techniques de mesure de drain-lag et de gate-lag, basées sur ce

principe de mesure, en sont des exemples frappants. On choisit donc le point  $V_{DS}=0$  et  $V_{GS}=0$  comme point de repos.

Les mesures pulsées étalon sont réalisées en augmentant la température du composant avec un système externe (résistance ou plaque chauffante). Ainsi, nous obtenons la loi de variation du courant de drain avec la température pour un point de polarisation donné ( $V_{GS}$  et  $V_{DS}$  fixé). La figure (6 ; 5 ; 2 ; 1) présente la courbe I-V pulsée d'un composant pour deux températures de socle différentes à 23°C et 180°C. On observe la diminution du courant avec la température.

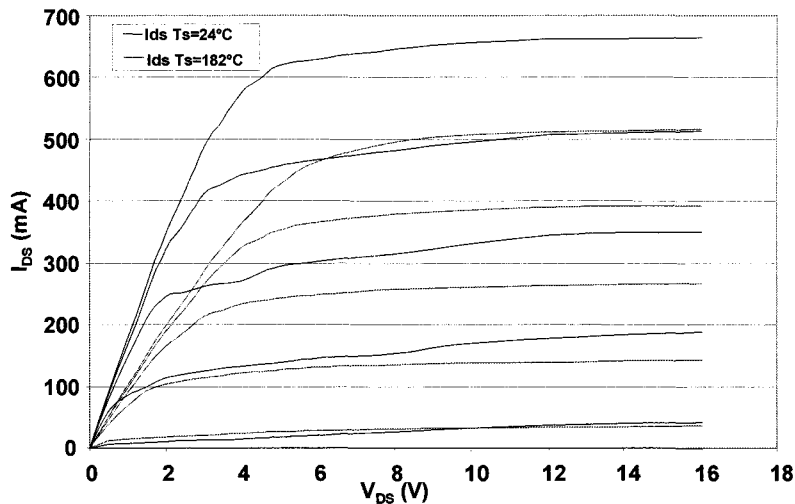


Figure (6 ; 5 ; 2 ; 1) : Comparaison des mesures pulsées pour deux températures de socle 24°C et 182°C

### 6-5-3 Effet de la température sur le courant

Le composant en fonctionnement continu ou dans le cas d'impulsion longue dite d'analyse subit un auto-échauffement issu de la dissipation de l'énergie par effet Joule. Le composant en fonctionnement s'échauffe et le courant diminue. Sa diminution est directement liée à la température de la zone active comme nous l'avons expliquée dans le chapitre 4, abstraction faite des effets de pièges sur lesquels nous reviendrons ultérieurement.

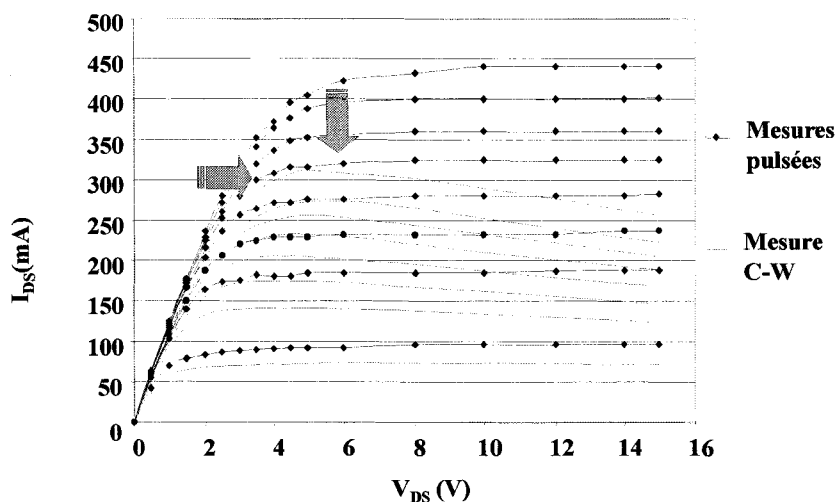


Figure (6 ; 5 ; 3 ; 1) : Mesure de comparaison de courbe I-V à température ambiante entre les mesures pulsées à 100ns et continues.

La figure (6 ; 5 ; 3 ; 1) présente la comparaison entre les mesures pulsées et les mesures continues, réalisées à température ambiante. La mesure pulsée en bleu est la mesure du courant sans échauffement, la courbe en rouge représente la mesure en continu.

Comme nous le montrent ces courbes, la température a pour effet général de créer une baisse du courant sur toute la caractéristique. Elle crée aussi un léger décalage de la pente hors du régime de saturation. Le premier effet est le principal et est directement lié à la chute de mobilité des électrons avec la température, le deuxième effet est lié d'une part à la chute de mobilité mais aussi de l'augmentation de la résistance d'accès des contacts ohmiques avec la température, effet présenté dans le chapitre 3.

Dans le cas du régime de saturation, pour  $V_{DS} > 6V$ , le courant de drain décroît avec la tension de drain. Cet effet est directement associé à la chute de la mobilité avec la température. La puissance augmente de façon linéaire avec la tension :  $P_{diss} = V_{DS} \times I_{DS}$ . La décroissance du courant traduit directement la chute de mobilité avec l'augmentation de température.

#### 6-5-4 Méthode de coïncidence

La méthode de coïncidence sera préférentiellement faite en régime de saturation pour éviter d'introduire une erreur due aux effets secondaires du comportement des dépôts métalliques en température par exemple.

Les mesures pulsées en température permettent de déterminer l'évolution du courant en température. La courbe suivante présente la variation du courant de drain en mode pulsé en température avec des impulsions de 100ns de largeur. On obtient une décroissance quasi-linéaire du courant. En effet, dans cette gamme de température l'évolution de la mobilité avec la température peut être estimée comme constante, on néglige ainsi les effets non linéaires.

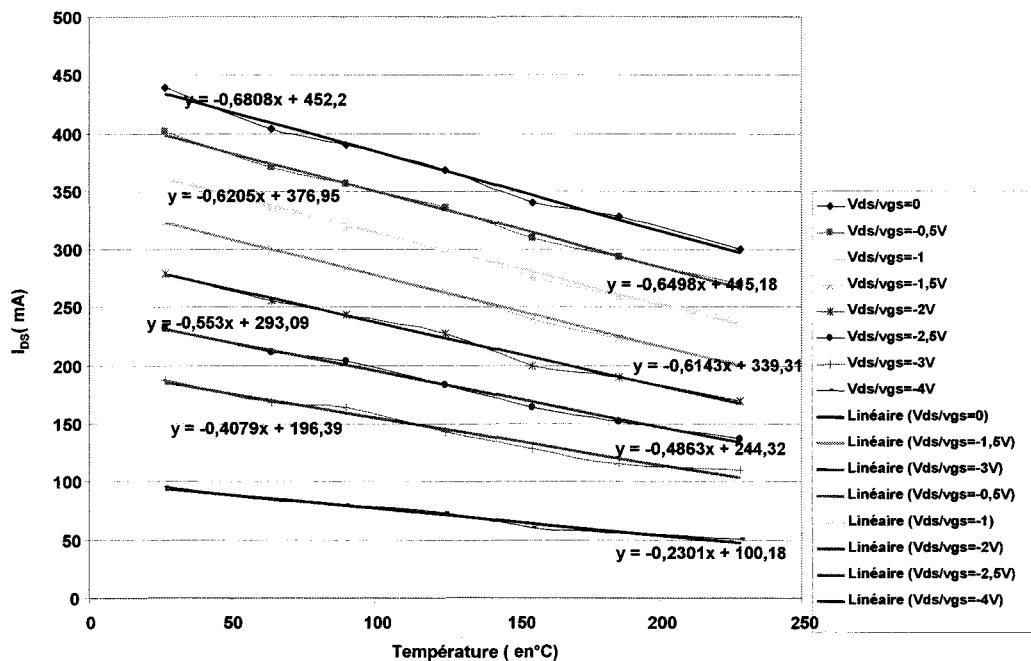


Figure (6 ; 5 ; 4 ; 1) : Evolution du courant de drain avec la température, mesure pulsée étalon ( $\tau_1=100ns$  et  $\tau_2=300\mu s$ ) sur un transistor HEMT AlGaIn/GaN pour une tension de  $V_{DS}=18V$  et pour différent  $V_{GS}$ .

A partir de ce type de mesures, on détermine l'équation de l'évolution du courant avec la température pour un point de tension  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  fixé. Par exemple pour  $V_{DS}=18V$  et  $V_{GS}=-1V$ , l'équation du courant avec la température est :

$$I_{DS} = -0,6443 T(^{\circ}C) + 339,34$$

La mesure d'analyse à ce point de polarisation, nous donne une valeur de courant à ce point de polarisation. Il suffit de l'injecter dans l'équation inversée et ainsi on obtient la température de fonctionnement en continu.

Cela revient au même de considérer le point d'intersection des courbes pulsées étalons et d'analyses. Le graphique ci-dessous présente une détermination de la température de mesure d'analyse avec un pulse de 1ms. La caractéristique I-V a été réalisée pour une tension de grille  $V_{GS}=0V$ .

Les courbes pleines représentent les courbes pulsées étalons en température pour 7 températures (26.5°C; 64°C; 90°C; 125°C; 155°C; 186°C; 228°C)

La courbe de point est la mesure en pulses longs, d'analyse (quasi-continu) de 1ms ( $f=10\%$ ) faite à température ambiante.

A partir de ces mesures, on détermine la température pour des points de polarisation, ainsi pour  $V_{DS}=12V$  la température du composant près de la zone active est de 186°C.

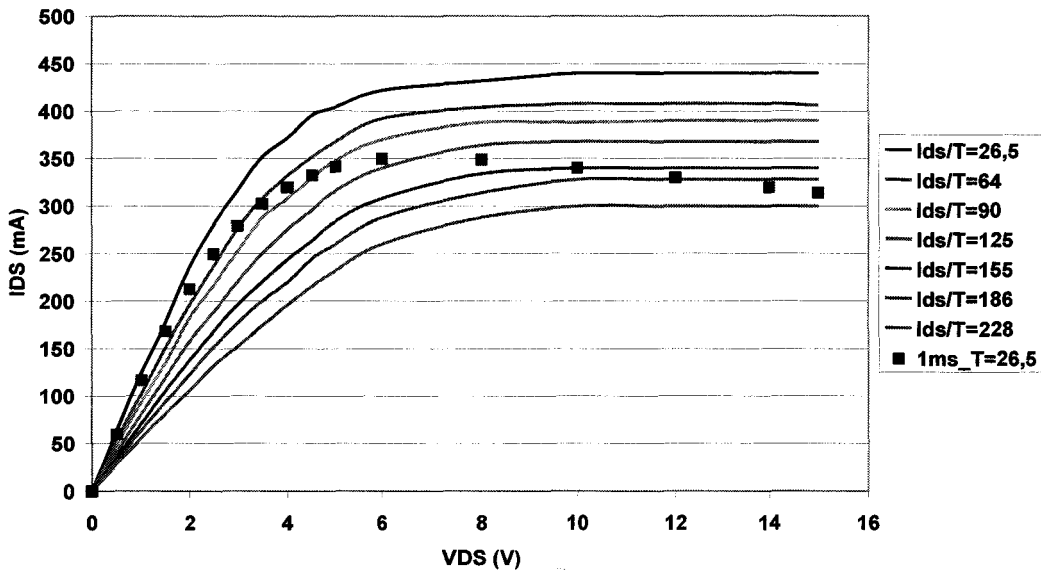


Figure (6 ; 5 ; 4 ; 2) : Représentation de la méthode de coïncidence pour le mesure de la température d'un pseudo-continu à 1ms.

### 6-5-5 Longueur de diffusion thermique

La courbe pulsée est considérée comme peu perturbée par l'effet de la chaleur dans le composant. En fait le composant en mode pulsé court, subit un échauffement minimum que l'on estime en utilisant la longueur de diffusion de l'onde thermique dans les matériaux étudiés.

En effet, nous avons vu dans le chapitre 3 que la diffusion de la chaleur peut être assimilée à la propagation d'une onde thermique. A un temps de pulse donné, on associe une longueur de diffusion de la chaleur  $\mu$  qui limite la zone d'échauffement dans la structure. La position du front de chaleur dans la structure définit l'endroit où la température est mesurée en continu ou pseudo continu.

$$\mu = \sqrt{[(2.K)/(\rho.C_p.\omega)]}$$

$$\mu = \sqrt{[(K.\tau)/(\rho.C_p.\pi)]}$$

K est la conductivité thermique du milieu,  
 ρ la masse volumique,  
 C<sub>p</sub> la chaleur massique  
 ω la pulsation de la source.  
 τ durée du pulse de la source de chaleur

Matériau	Conductivité thermique K (W/mK)	Capacité Calorifique C <sub>p</sub> (J/Kkg)	Densité ρ (kg/m <sup>3</sup> )	Diffusivité D (m <sup>2</sup> /s)
HEMT GaN	190	490	6115	6,34.10 <sup>-5</sup>

Typiquement pour le nitrure de gallium et un temps de pulse de 100ns la longueur de diffusion de l'onde thermique est de 1.35μm dans la structure. Nous rappelons que la génération de pulse de 100ns avec le contrôle nécessaire correspond à l'état de l'art.

Cette longueur de diffusion donne ainsi la limite de la méthode de coïncidence I-V. Pour déterminer la température de fonctionnement du canal lui-même il est nécessaire de s'appuyer en plus sur des simulations thermiques.

### **6-5-6 Effets de piège**

La méthode de mesure de la température à partir de caractérisations électriques est tributaire de l'évolution de la mobilité avec la température et tous autres phénomènes faisant évoluer la mobilité introduit une erreur sur la mesure de la température. [24-25]

La présence de pièges électriques constitue un écueil important de la technique de coïncidence. En effet ceux-ci peuvent piéger ou relâcher des électrons selon l'état d'équilibre imposé par le pulse et les temps de capture ou d'émission.

La méthodologie que nous avons utilisée repose sur deux choix principaux. Tout d'abord, nous avons choisi comme point de repos des tensions V<sub>GS</sub> et V<sub>DS</sub> nulles où il n'y a pas de dissipation et où les pièges sont dans un état d'équilibre simple. Ensuite, afin de s'affranchir du phénomène d'écroulement des caractéristiques de sortie I<sub>DS</sub>-V<sub>DS</sub> (gate lag et drain lag) lors d'un fonctionnement continu, nous avons déterminé pour des composants de faible développement (typiquement 2 grilles de 150μm chacun) que la caractéristique continue doit être extraite en utilisant des pulses de 1ms. Cette durée permet au flux de chaleur de parcourir l'ensemble du composant tout en évitant l'apparition des écroulements de caractéristiques liées aux pièges.

### 6-5-7 Bancs de mesures pulsées statiques

Les mesures de température par mesures pulsées ont été réalisées en deux temps avec deux bancs différents mais suivant la même méthode. Un premier banc a été assemblé à TRT qui permettait une durée de pulse minimum de  $1\mu\text{s}$  et un second banc plus performant a été réalisé à l'IEMN par le prof Henry Gérard et offre une largeur de pulse minimum de 100ns.

#### 6-5-7-1 Montage TRT :

Le banc de mesures pulsées était constitué de deux générateurs de pulse Agilent 8114A, d'un banc de mesure sous pointes Karl-Suss et d'un oscilloscope Tektronix TDS 3014. Ce montage est complété par une plaque chauffante et son régulateur afin de contrôler la température du composant.

La lecture du courant se fait entre le plot d'entrée et de sortie d'une résistance de 200 ohms.

La tension de grille  $V_{GS}$  commande le déclenchement de la tension de drain  $V_{DS}$  par le trigger de l'alimentation de drain.

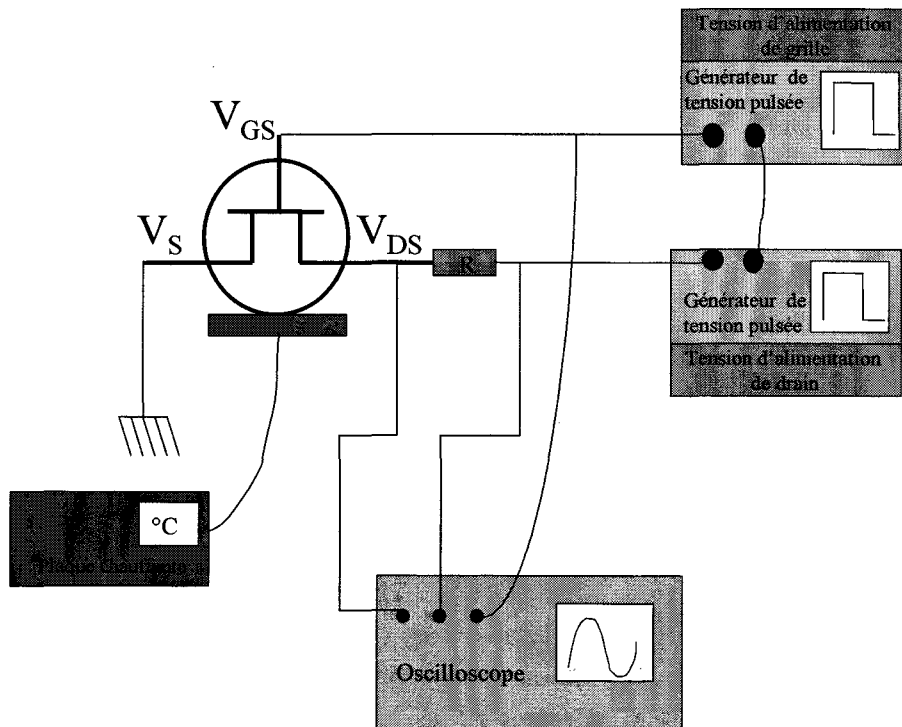
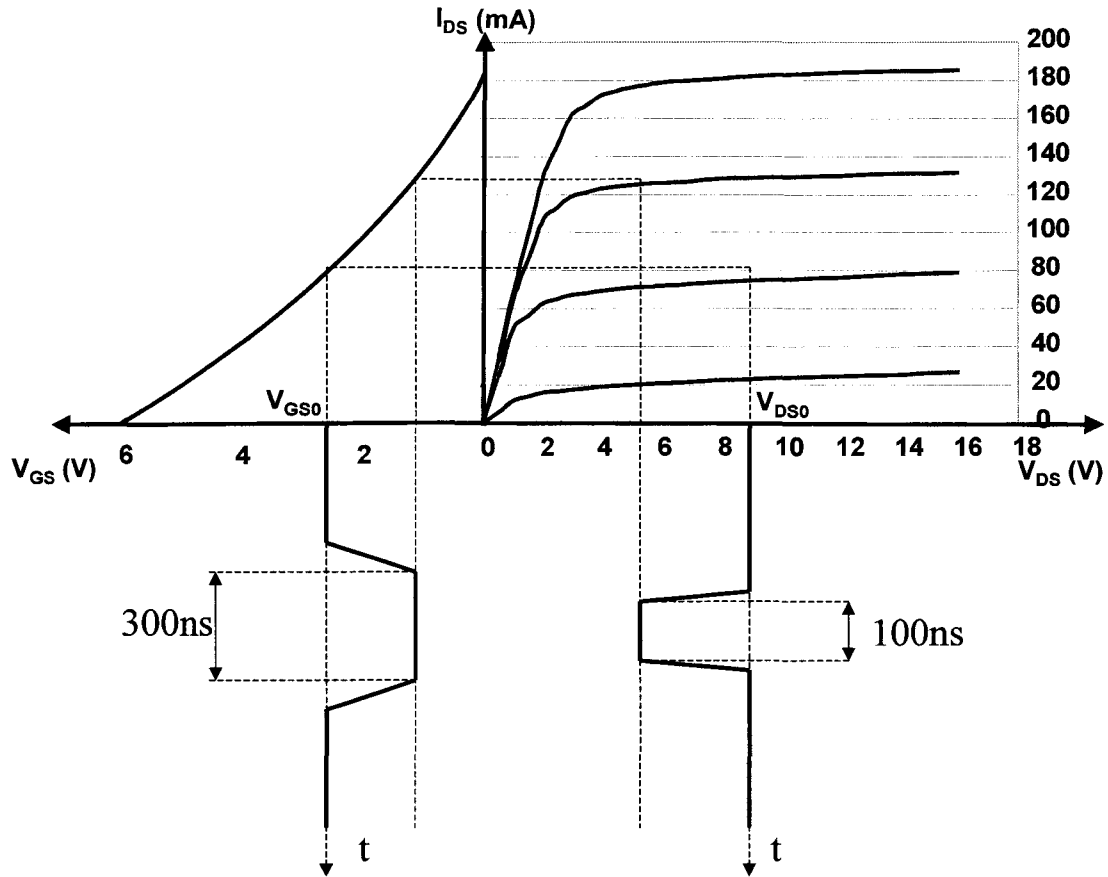


Figure (6 ; 5 ; 7 ; 1 ; 1) : Schéma du montage de banc de mesure pulsée réalisé à TRT

Du fait de l'utilisation de connecteurs du type câble coaxiaux, notre banc ne permettait d'obtenir des pulses d'aspect correct que pour des largeurs de pulse supérieures à  $1\mu\text{s}$  bien que nos alimentations AGILENT très performantes permettent de générer des impulsions de 50ns. A l'aide de ce premier banc nous avons sonder le composant qu'avec une résolution de d'ordre de  $6\mu\text{m}$  autour de la zone active.

### 6-5-7-2 Montage IEMN :

Le principal objectif du banc de mesures DC-pulsées de l'IEMN est la mesure d'un réseau de caractéristiques isothermes autour d'un point de polarisation donné. Ce banc de mesure pulsé a été spécifiquement mis au point par le Pr. Gérard pour caractériser les composants de puissance hyperfréquence et tolère des tensions de 200V (100DC et 100 pulsées) et des courants de 4A.. Le principe de mesure est présenté sur la figure(6 ; 5 ; 7 ;2 ;1). Les impulsions de tensions, positives où négatives, sont superposées à des niveaux continus ; ces impulsions sont bien évidemment parfaitement synchronisées pour atteindre les électrodes de grille et de drain simultanément.



*Figure(6 ; 5 ; 7 ;2 ;1) : Schéma de principe du fonctionnement du banc pulsé de l'IEMN*

Pour éviter les risques de claquage du composant la tension totale de drain est appliquée quand la grille a atteint le niveau fixé par l'utilisateur. L'impulsion de grille est en conséquence plus large que celle de drain et le pulse de drain possède environ 120ns de retard par rapport à celui de grille.

Les temps de montées et de descentes des impulsions, proches de 30ns, limitent l'influence des effets capacitifs induits par les circuits d'accès aux électrodes du composant. La durée des impulsions de drain est choisie suffisamment courte (100ns) et leur période de répétition faible (1ms) pour éviter de perturber la température moyenne du composant qui est fixée par la polarisation continue.



Ce banc de mesures autorise un fonctionnement pulsé pour une caractérisation en température des transistors à effet de champ, le schéma synoptique de ce banc est donné figure (6 ; 5 ; 7 ; 2 ; 2). La tension de repos est fixée à 0 soit  $V_{GS0}=0V$  et  $V_{DS0}=0V$ .

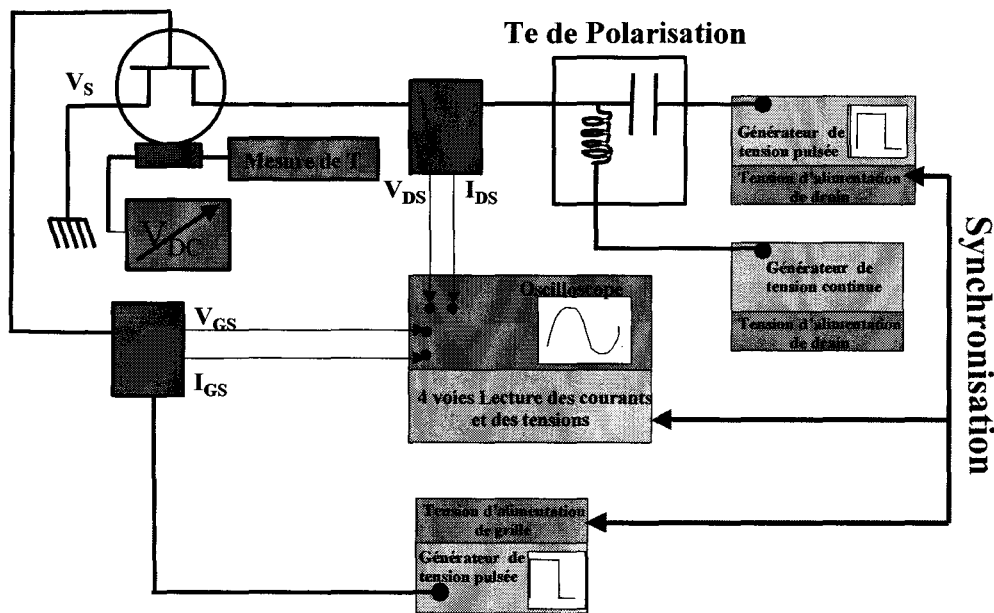


Figure (6 ; 5 ; 7 ; 2 ; 2) : Schéma synoptique du banc pulsé de l'IEMN.

Toute tension de grille composante continue et pulsée, est réalisée avec un unique générateur qui sert de référence de synchronisation, d'une part pour le générateur d'impulsions de tension de drain et d'autre part pour l'oscilloscope

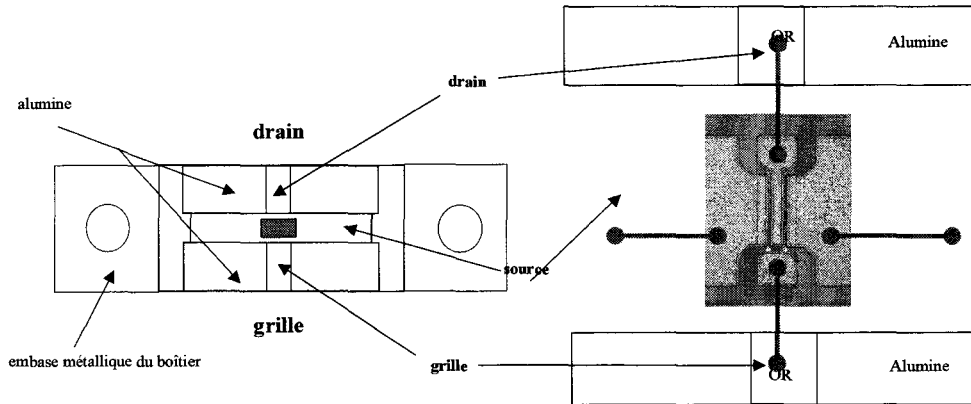
Coté drain un Té de polarisation spécifique permet d'ajouter les composantes continues et pulsées.

Des sondes compensées permettent les prises de mesures de tension de grille et drain. Une sonde à effet Hall réalise la mesure du courant de drain, le courant de grille peut être quantifié par la mesure de la différence de potentiel qui apparaît aux bornes d'une résistance insérée en série dans le circuit qui alimente la grille.

Une embase chauffante spéciale permet accessoirement de fixer la température de fonctionnement du transistor dans le cadre de l'étude thermique. Cette température peut être ajustée par une source de tension régulée, et contrôlée par un thermocouple solidaire de la cellule de mesure dans laquelle est inséré le composant.

### 6-5-8 Boîtier des composants pour les mesures de température par caractérisation électrique pulsée

Les composants mesurés par cette technique ont été montés dans un boîtier BMH60. Le montage consiste à braser le composant à l'or-étain et de réaliser les connexions avec des fils d'or d'une section de  $12\mu m$  ou  $25\mu m$  thermo-compressés sur les plots du composant et le boîtier.



*Figure (6 ; 5 ; 8 ; 1) : Schéma du montage de banc de mesure pulsée réalisé à TRT  
Schéma du boîtier BMH60 utilisé pour les mesures de température par caractérisation électrique.*

Le composant et son boîtier sont ensuite placés sur le banc de mesure pulsée constitué d'une cellule hyperfréquence à laquelle nous avons ajouté une thermistance et un thermocouple.

### **6-5-9 Conclusion**

La technique de mesure de la température par la méthode de coïncidence est une méthode basée sur un étalonnage du courant par la température. La mesure est faite avec une résolution précise dans la verticale au plan de l'épitaxie, dans l'approximation de l'onde thermique. Cette résolution est estimée à une centaine de nanomètre. Cette technique ne permet aucune précision dans le plan du composant, la mesure de la température est une valeur moyenne sur la globalité du développement qui constitue le composant.

Cette méthode ne nécessite pas une vue dégagée de la zone chaude à analyser. Elle est donc utilisable quel que soit le mode de construction du composant, et pour n'importe quel mode de report.

Cette méthode requière l'utilisation d'un complément par simulation thermique pour estimer la résistance thermique qu'explore l'onde thermique pendant le temps de pulse étalon.

Les mesures ont été réalisées sur différents développements, les résultats seront présentés dans le chapitre suivant. Les températures et résistances thermiques obtenues par cette méthode ont été comparées avec celles des autres techniques de mesures et sont en accords avec les différentes méthodes établies.

## 6-6 Analyse thermique à partir d'un microscope à force atomique AFM

### 6-6-1 Principe de l'AFM:

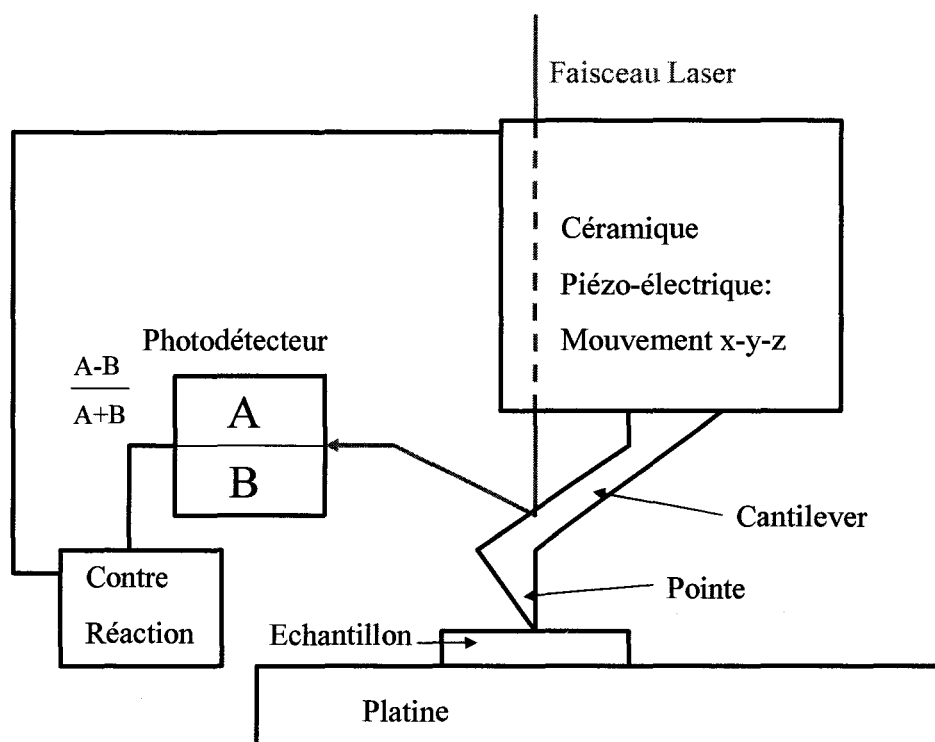


Figure (6 ; 6 ; 1 ; 1) : Schéma de principe d'un microscope à Force atomique

Le microscope à force atomique est composé d'une pointe fine portée par un cantilever, ce dernier étant monté sur une céramique piézo-électrique commandant le balayage latéral x y et le mouvement vertical z. Quand, par mouvement de la tête, la pointe est amenée au contact de l'échantillon, la force de répulsion pointe-échantillon défléchit le cantilever. La déflexion est amplifiée par un système optique simple dans lequel le faisceau du laser réfléchi par le cantilever frappe un photodétecteur à deux segments et génère un signal différentiel (A-B) utilisé pour le contrôle du mouvement vertical du scanner piézo-électrique.

L'AFM fonctionne généralement à déflexion constante, c'est-à-dire à force (ou interaction) constante entre pointe et échantillon. Ainsi, pendant le balayage latéral, les variations de topographie de l'échantillon génèrent un mouvement vertical compensatoire de la céramique piézo-électrique. L'ensemble de ces mouvements permet d'obtenir une image tridimensionnelle de la topographie de surface de l'échantillon.

La figure (6 ; 6 ; 1 ; 2) présente une image de la topographie de la zone active d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN. On distingue parfaitement les contacts ohmiques de drain et de source ainsi que la grille de 1  $\mu\text{m}$  de longueur.

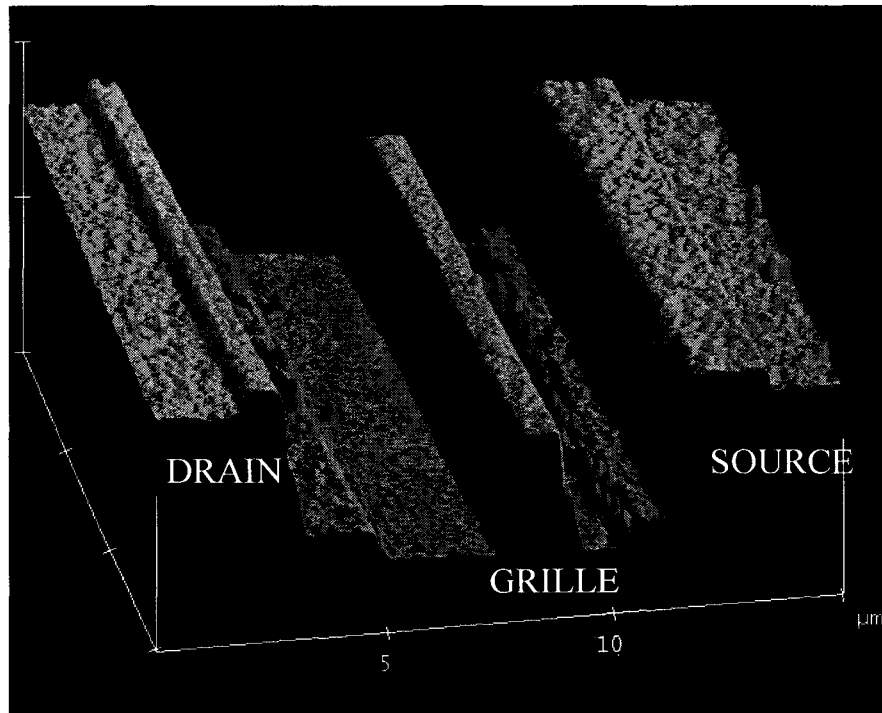


Figure (6 ; 6 ; 1 ; 2) : Mesure de la topographie de la zone active d'un HEMT AlGaIn/GaN en mode tapping.

La topographie du composant a été réalisée avec une pointe commerciale en nitrure de silicium en mode tapping. Le principe de ce mode de mesure est tel que la pointe ne rentre pas en contact avec la surface. Elle oscille verticalement à l'extrémité du cantilever servant de ressort, au voisinage de la fréquence propre de l'ensemble (pointe/cantilever) et effleure périodiquement la surface à mesurer. L'interaction surface-échantillon est détectée par réduction d'amplitude imposée à la pointe, lorsqu'elle touche l'échantillon en fin d'oscillation. L'amplitude de la déflexion périodique du laser renseigne sur l'amplitude de l'oscillation modifiée par l'interaction de la pointe avec la surface.

### **6-6-2 Microscope thermique à balayage en champ proche SThM**

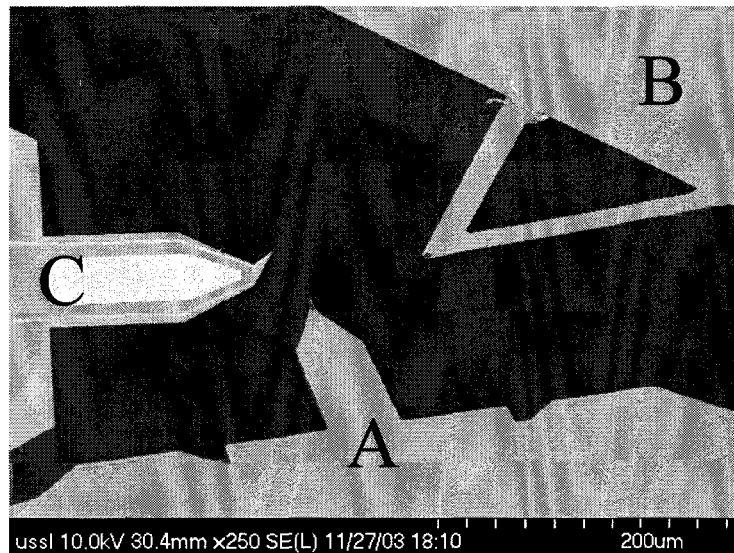
Le principe de la mesure de la température par microscopie thermique à balayage (SThM Scanning Thermal Microscopy) est basé sur l'utilisation d'un microscope à force atomique (AFM) sur lequel on a adapté une pointe spécifique, sensible à la température.[26-27]

#### **6-6-2-1 Principe du SThM:**

La mesure SThM est une mesure réalisée en mode contact de l'AFM. Le principe du mode contact est simple, la pointe AFM est mise en contact avec la surface à mesurer par un système commandé du moteur pas à pas et un étirement de la céramique piézo-électrique. La céramique piézo-électrique est asservie en hauteur à la déflexion du cantilever pour maintenir une force de contact constante au cours du balayage. On mesure la topologie de la surface par la déflexion du faisceau laser sur la surface du photo-détecteur.

L'image suivante présente les différentes pointes que l'on utilise dans les diverses applications faites à THALES. Les trois pointes ont chacune une application précise, la pointe

A est une pointe de mesure en mode tapping standard, la pointe B est une pointe de mesure en contact, elle peut être utilisée comme pointe thermique si un dépôt complémentaire est fait en son extrémité et enfin la pointe C est le prototype de Glasgow réalisée spécifiquement pour les mesures de température en mode contact.



*Figure (6 ; 6 ; 2 ;1) : Image MEB des pointe AFM (pointe A : mode Tapping, pointe B : mode Contact, pointe C : mode contact Thermique de Glasgow)*

Le principe du microscope thermique est de placer un senseur de température en bout de pointe. Ce capteur est une thermistance alimentée en courant et un suivi de la tension de polarisation nous donne la température en chaque point parcouru par la pointe.

La thermistance est insérée dans l'un des bras d'un pont de Wheatstone qui donne ainsi les changements de résistance en fonction de la température. Le signal peut être détecté en statique pour réaliser une cartographie de la température ou à la fréquence de travail du dispositif étudié. En utilisant le système AFM, on obtient ainsi simultanément une cartographique et une carte thermique à des échelles submicroniques. Généralement le dispositif ne donne pas directement une température mais la variation de la tension de la pointe avec la température. Un étalonnage de la pointe est initialement fait, ce qui permet de vérifier le bon fonctionnement de la pointe très fragile car très sensible aux décharges électrostatiques.

#### **6-6-2-2 Sonde thermique :**

Les sondes utilisées à TRT sont de deux types : les sondes commerciales vendues par Veeco et les prototypes de pointe mis au point par l'équipe du Pr. John Weaver de l'Université de Glasgow, dans le cadre du contrat Européen Microtherm.[28-34]

#### **Sonde thermique Veeco :**

Les sondes acquises par TRT ont une thermistance intégrée en bout de pointe classique en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de dimension  $2 \times 4 \mu\text{m}^2$ .

Le constructeur annonce une résolution spatiale meilleure que 100nm. Du point de vue de la résolution temporelle, on peut estimer que la constante de temps est comprise entre 0.1 et 1 seconde.

La sonde n'est pas passivée, et donc lors de la mesure du composant en fonctionnement, le composant doit être passivé par quelques centaines de nm d'un diélectrique ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{SiO}_2$ , ou  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) pour ne pas détruire la micro-thermistance par court-circuit.

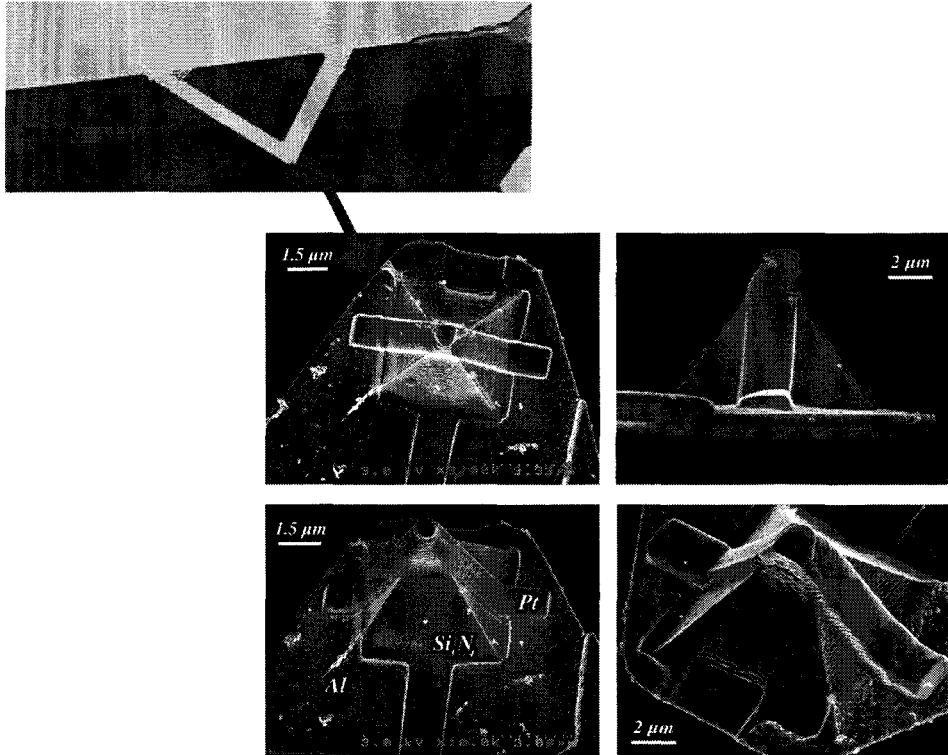


Figure (6 ; 6 ; 2 ; 2 ; 1) : Image MEB d'une pointe thermique standard.

Le dépôt métallique des pointes est un alliage de Carbone et de platine (70%, 30%).

Pour la calibration en température la pointe est chauffée avec un thermo-élément Pelletier qui est utilisé de 20°C à 100°C. L'utilisation de ces pointes a été abandonnée car elles sont trop fragiles aux effets de champs électriques et présentent un encombrement trop important pour atteindre la zone active du composant électronique. Les résultats seront présentés ultérieurement.

#### Sonde thermique de l'Université de Glasgow :

Les sondes fournies par l'équipe de Glasgow sont des prototypes de pointes qui ne sont pas encore disponibles dans le commerce. Elles ont été spécialement mises au point pour nos applications de mesures de température de composant électronique dans le cadre du contrat Européen Microtherm.

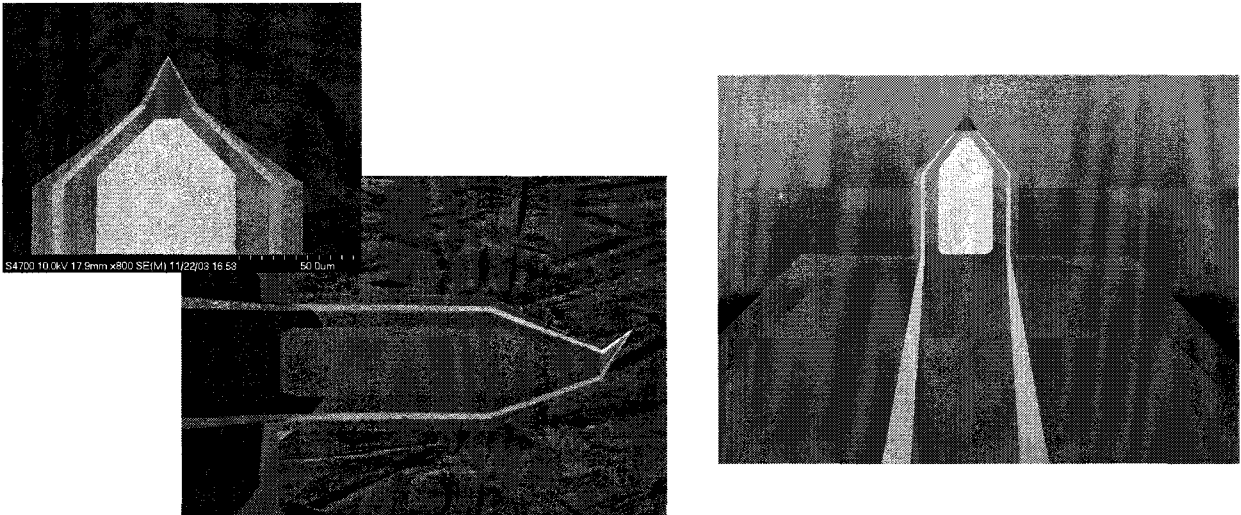
Ce nouveau modèle de pointe est utilisable pour les mesures SThM, mais aussi pour les mesures SThEM présentées ultérieurement.

Dans le cadre de cet ouvrage, nous ne rentrerons pas dans le détail de la fabrication, les photos suivantes au microscope électronique présentent les nouvelles pointes.

Les pointes sont réalisées à partir d'un dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sur lequel on dépose la thermistance métallique en or/palladium, sur le bout de la pointe et sur la ligne d'accès du courant. La pointe a une morphologie toute particulière pour permettre l'excursion de la

surface de la zone active du composant, au fond de la cavité définie par les plots de contacts ohmiques drain et source.

La thermistance est dans la gamme des 700 ohms à température ambiante avec une bonne uniformité. Un courant est injecté dans la pointe et le système d'analyse lit la tension associée à cette résistance, régit par la loi d'Ohm  $U=RI$ . Avec la variation de température la résistance varie linéairement. A courant constant la tension donne directement la température.



*Figure (6 ; 6 ; 2 ; 2 ; 2) : Image MEB du dessous de la pointe thermique, mise en évidence de la ligne d'accès du courant en Au/Pd et de l'angle prononcé d'inclinaison de la pointe.*

#### Etalonnage en température des pointes de l'Université de Glasgow :

La réalisation de l'étalonnage de la pointe ne peut pas se faire à partir du montage Pelletier précédemment utilisé. En effet, la pointe et les lignes d'accès sont très sensibles à la température et en apposant une surface chaude importante on chauffe la pointe mais aussi tout le système d'accès. La dérive de tension ne correspond pas uniquement à l'échauffement de la pointe ce qui constitue une erreur importante sur l'étalonnage.

Pour palier ce problème, l'équipe de Glasgow propose deux solutions complémentaires, une amélioration des lignes d'accès de la pointe et un système d'étalonnage à l'échelle de leur pointe.

L'amélioration des pointes à venir résulte dans l'intégration de deux lignes d'accès supplémentaires afin de créer un système de mesure quatre pointes directement au niveau de la pointe et ainsi éliminer de la mesure finale les effets de variation de la thermistance des lignes en température.

Les mesures effectuées à TRT ont été faites avec le système d'étalonnage de Glasgow. Il est constitué, comme le montre l'image suivante d'une micro-résistance chauffante en nickel/chrome et d'un thermocouple intégré. Un courant et une tension alimentent la résistance qui s'échauffe par effet Joule  $P=RI^2$

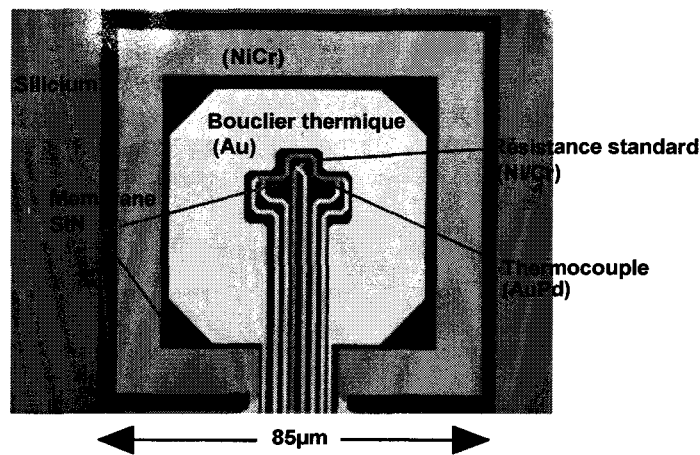


Figure (6 ; 6 ; 2 ; 2 ; 3) : Photo du système d'étalonnage, la calibration se fait proche de la résistance chauffante sur la membrane.

La mesure d'étalonnage se fait à partir d'un balayage de la pointe en contact sur une membrane de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  proche de la résistance chauffante.

Le thermocouple n'est pas encore parfaitement optimisé et donc la lecture de la température est faite à partir du bruit de Johnson sur le système d'amplification en sortie du système étalon. Dans la gamme de température de 300 à 400K la valeur de la résistance électrique  $R$  du fil de Ni/Cr (approche brevetée) est constante. La valeur du bruit Johnson  $e_n$  est proportionnelle à la racine de la température par la relation :

$$e_n \propto \sqrt{4k_B RT}$$

Comme  $R$  constant, on obtient donc une lecture directe de la température.

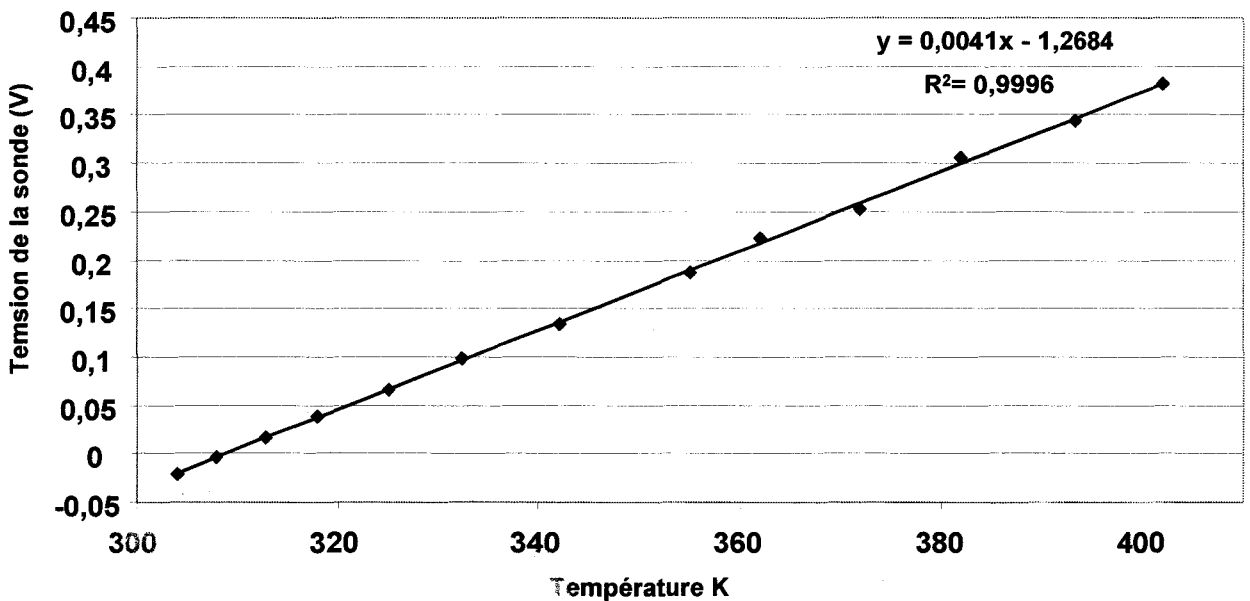


Figure (6 ; 6 ; 2 ; 2 ; 4) : Etalonnage d'une pointe de Glasgow, évolution linéaire de la polarisation de la pointe avec la température.



A partir de la courbe d'étalonnage on remarque que le signal est parfaitement linéaire le coefficient de détermination  $R^2$  est de 0.9996, vraiment très proche de 1. En inversant l'équation de la droite, on pourra déterminer la température de la surface que balaie la pointe sur le composant en fonctionnement.

### **6-6-2-3 Résolution spatiale :**

Dans le cadre d'une mesure de température par SThM, la contre-réaction de force en AFM fonctionne indépendamment du fonctionnement du capteur de température, les quatre mécanismes de transfert de chaleur sont les suivants :

- Conduction par l'air
- Conduction solide-solide au point de contact entre pointe et échantillon
- Conduction par radiation de champ proche
- Conduction par le pont liquide de condensation situé au point de contact pointe-échantillon

Rmq : Ce sont les forces de capillarité qui attirent la pointe contre la surface et dominant à l'ambiante, la force d'appui de la pointe sur l'échantillon.

A partir d'analyses de plusieurs équipes, il a été montré que le transfert de chaleur se faisait essentiellement par le pont thermique du ménisque sonde-échantillon et à plus haute température par une action cumulée de l'air et du contact pointe-échantillon. Le flux de chaleur pointe échantillon, donc la mesure de température, est affecté par la topographie puisque l'aire de contact, ou la résistance thermique, ne sera pas constante. La résolution spatiale est estimée à 25nm.

### **6-6-2-4 Résolution temporelle**

La constante de temps  $\tau$  est définie comme étant le temps minimum d'intégration de la lecture de la température du système global. Cette constante de temps permet de définir une limite de fréquence de balayage de la pointe. Pour déterminer la constante de temps  $\tau$  de nos nano-sondes, on envoie un faisceau laser modulé à la fréquence  $f$  sur l'extrémité de la pointe. La valeur trouvée sur les pointes de cette catégorie est de l'ordre de 0.15ms. En fait, il y a deux constantes de temps associées à la sonde de température elle même, le produit RC de la jonction que l'on peut estimer être entre 10 et 100ns, et sa constante de temps thermique  $d^2/\alpha \approx 5ns$ , avec  $d$  la taille de la jonction.

La constante de temps globale  $\tau$  est la valeur de temps qui limite les vitesses de balayage pendant l'imagerie thermique. On peut remarquer à titre d'exemple que le balayage d'une ligne constituée de 256 points est faite généralement à une fréquence autour de 2 à 4 Hz. Le temps d'intégration de la sonde sur le point de mesure est de l'ordre de la milliseconde, soit bien supérieur à la constante globale du système  $\tau$ , assurant une mesure locale de température avec un décalage thermique insignifiant.

### 6-6-3 Microscope à mesure de dilatation thermique à balayage (SThem)

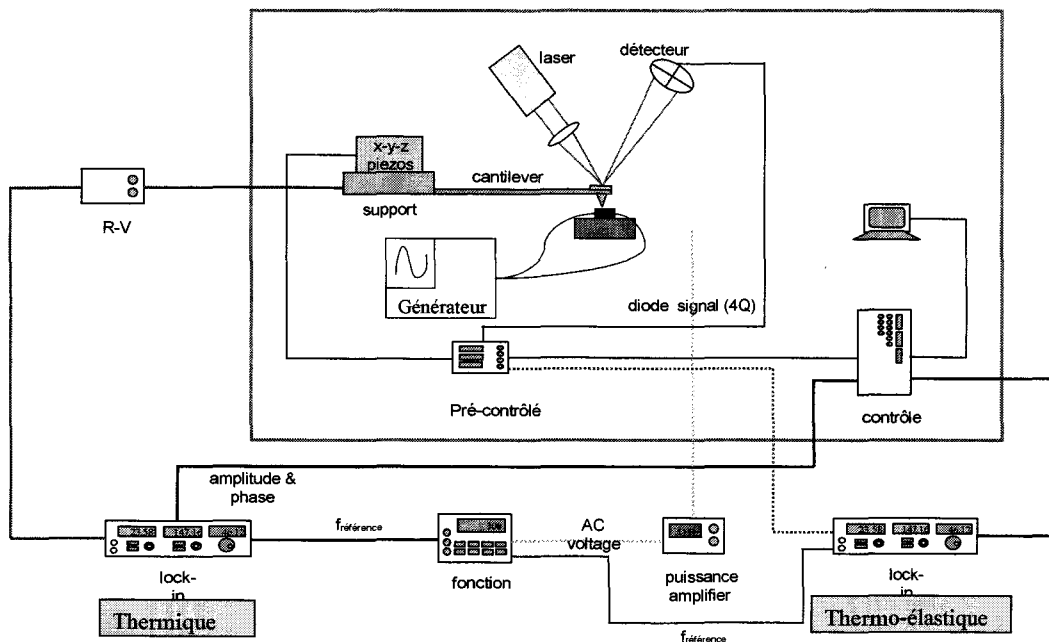
La microscopie thermique que nous avons utilisée, est basée sur la mesure du flux radiatif émis dans l'infrarouge et sur la mesure de la dilatation locale de l'échantillon étudié. Du point de vue thermique, la particularité de ce microscope est qu'il détecte le champ proche radiatif émis par l'échantillon. L'Université de Bochum nous a permis de réaliser ces caractérisations dans le cadre de contrat Européen Microtherm.[35-36]

Le principe de cette mesure est de déterminer la température d'une zone en considérant la dilatation des matériaux de la structure. Pour ce faire, une modulation est introduite dans le composant via une modulation de la polarisation. Cette modulation de température dans le composant est modulée dans la gamme de fréquence de 5kHz à 15kHz bien au-dessus de la fréquence de résonance du piézo-élément de l'AFM. La limite de la fréquence est imposée par les limites du transfert thermique dans le composant, mais aussi par la courbe de résonance du cantilever.

La fréquence de résonance de l'élément piézoélectrique est modifiée par la présence de l'interaction entre la pointe et l'échantillon. En effet, la déflexion du cantilever est causée par la topographie de l'échantillon et aussi par la dilatation thermique modulée, elle est ensuite détectée par la réflexion du laser via le détecteur. C'est cette fréquence, mesurée par une boucle à verrouillage de phase, qui constitue le signal d'asservissement. L'asservissement assure des distances de travail de l'ordre de la centaine de nanomètres avec une résolution de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

Les images résultantes fournissent des informations thermo-élastiques à l'échelle locale sur le composant. Ces images incluent les propriétés thermiques, les coefficients de dilatation et l'anisotropie mécanique de la structure.

Le système permet aussi la détection d'effets thermomécaniques par démodulation du signal d'asservissement à la fréquence d'excitation de l'échantillon.

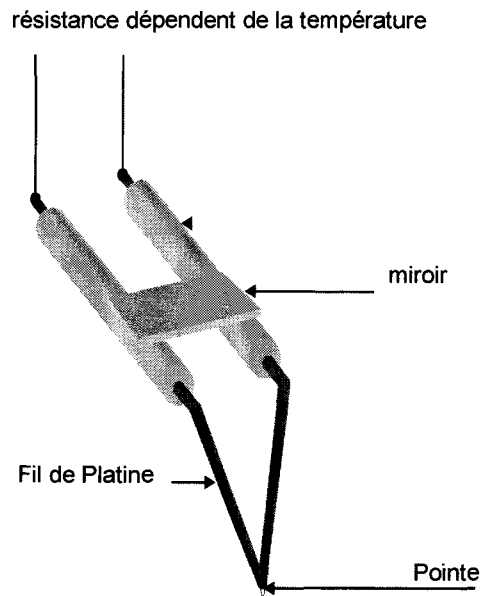


*Figure (6 ; 6 ; 3 ; 1) : Schéma de principe de mesure de la température et de la dilatation thermique avec une pointe de Wollaston, banc de mesure SThem de l'équipe de l'Université de Bochum.*

La mesure peut être faite avec différents capteurs, une pointe classique de silicium mais aussi une pointe Wollaston.

Avec une pointe classique de silicium, la topographie ainsi que la dilatation thermique peut être mesurée avec la résolution spatiale standard de l'AFM, soit quelques 100nm<sup>2</sup>.

Avec la pointe de Wollaston une mesure directe de la température peut être simultanément faite sur le composant en fonctionnement ainsi que la topographie et la dilatation thermique. La résolution de cette mesure étant bien moins bonne car la pointe de Wollaston possède un rayon de courbure bien supérieur à celle d'une pointe standard. C'est la taille de la sonde qui va limiter la résolution du microscope.



*Figure (6 ; 6 ; 3 ; 2) : Schéma de principe du Wollaston pour les mesures cumulées de température et de dilatation thermique.*

Les pointes que propose l'Université de Glasgow sont aussi destinées à être utilisées pour mesure SThEM au même titre que la pointe de Wollaston avec une bien meilleure résolution.

#### **6-6-4 Boîtier des composants pour les mesures STh(E)M**

Une première tentative de mesure avait été faite à partir des boîtiers utilisés pour les mesures Raman, les copernicus B. Le problème de ces boîtiers vient du fait de leurs profondeurs. En effet le composant se retrouve confiné dans une enceinte, au fond d'une cavité et ainsi la pointe ne peut pas approcher la zone active sans que le cantilever touche les bords du boîtier.

Pour palier ce problème, nous avons mis au point un nouveau boîtier. Nous avons conservé l'empilement de matériau commun à tout nos boîtiers, bloc de cuivre doré et brasure à l'or étain. Le changement principal est la position du composant qui se trouve être au sommet du montage. Le schéma suivant présente le boîtier microtherm.

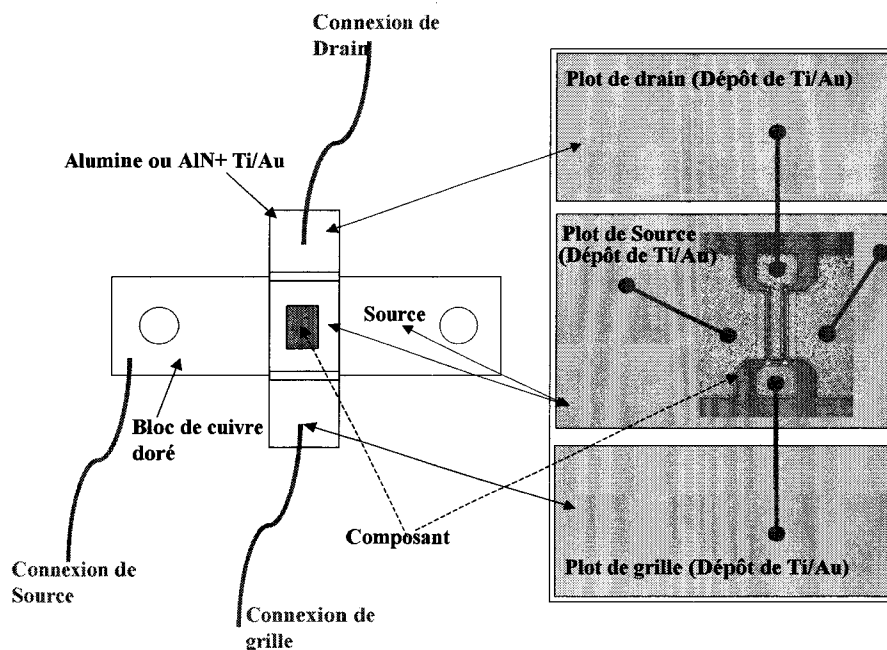


Figure (6 ; 6 ; 4 ; 1) : Schéma du boîtier pour le contrat Microtherm

### 6-6-5 Conclusion

La technique de mesure SThM est une méthode de mesure physique de la température. La mesure est faite avec une résolution de  $100\text{nm}^2$  dans le plan de la couche et avec une précision absolue à la verticale. La mesure n'est pas exactement faite sur la zone active car on ne peut s'affranchir de l'épaisseur de la couche d'AlGa<sub>N</sub> (30nm) et surtout de la couche de passivation (100nm). En effet, la température mesurée par SThM est la température de la surface du composant, qui est donc à 130nm de la zone active.

Comme pour le Raman cette méthode requiert une zone accessible sur la zone active ce qui exclut l'utilisation de cette méthode de mesure pour les composants dont le drain thermique repose sur toute la surface du composant, ainsi que pour les composants flip-chipés. Cette technique impose aussi que le composant soit passivé, mais une étude de passivation de la pointe doit être apportée pour palier ce problème.

La technique de mesure SThEM est une technique utilisée par nos partenaires du contrat Microtherm de l'Université de Bochum et des résultats obtenus sur nos composants seront présentés dans le chapitre suivant.

Les mesures ont été réalisées sur différents développements, les résultats seront présentés dans le chapitre suivant. Les températures et résistances thermiques obtenues par cette méthode ont été comparées avec celles des autres techniques de mesures et un excellent accord entre les différentes techniques a été observé.

## **6-6-6 Mesure de potentiel de surface par Microscopie de Force de Kelvin (KFM)**

La mesure du potentiel de surface par la méthode de la sonde de Kelvin a été faite sur les composants de puissance en fonctionnement. Cette mesure ne permet pas de déterminer la température de fonctionnement du transistor mais donne des renseignements sur l'état du potentiel de surface de la structure.

### **Principe de la sonde de Kelvin :**

Le principe de mesure de potentiel par la méthode de la capacité vibrante de Kelvin est le suivant : En approchant de l'échantillon à étudier, l'extrémité d'un fil métallique d'un matériau de référence (fil d'or ou métal noble de quelques centaines de  $\mu\text{m}$ ), une capacité à plateaux parallèles est formée. En faisant osciller la pointe en regard de l'échantillon, on définit une capacité variable. Un courant de déplacement lié à la variation de la capacité et à la différence des potentiels de surface des électrodes est créé dans le circuit électrique établi entre les deux électrodes (pointe et échantillon). En plaçant dans le circuit une source de tension variable en série avec un ampèremètre, on peut polariser la pointe (électrode de référence) avec une tension modulée qui compense la différence des potentiels de surface et annule le courant d'oscillation. A partir de ce signal injecté dans le circuit, on remonte au potentiel de surface de l'échantillon par rapport à celui de la pointe (référence).

### **Principe de la mesure par AFM :**

La mesure du potentiel électrique de circuits polarisés ou du travail de sortie de surface est accessible au microscope AFM selon un principe dérivé de celui de la sonde de Kelvin, Microscopie de Force de Kelvin (KFM). On utilise une pointe en silicium dopé n+ utilisée en mode tapping, qui peut être métallisée (dépôts de Ni ou de Pt/Ir) et pouvant recevoir une tension de polarisation.

La mesure du potentiel de surface se fait en mode « non contact ». Pour pouvoir mesurer précisément le potentiel en un point, il faut faire vibrer la pointe à la fréquence de résonance, environ 100nm au-dessus de la surface, et on la polarise à environ 1V. L'échantillon est relié électriquement à la masse de l'appareil.

La mesure du potentiel de sortie des électrons par la technique KFM s'effectue en deux étapes successives. Dans un premier temps le microscope balaie une ligne en mode tapping. Ce mode consiste en l'excitation de la pointe par céramique piézo-électrique à sa fréquence de résonance, avec un asservissement vertical à la réduction d'amplitude « rms » de l'oscillation liée à l'interaction avec l'échantillon en fin d'oscillation. Le système enregistre la topographie de cette ligne. Dans un deuxième temps, la même ligne topographique est reproduite avec la pointe à environ 100nm au-dessus du profil enregistré. L'excitation par piézo est alors stoppée tandis que l'on polarise la pointe. La contre-réaction ajuste la tension pour aligner les niveaux de Fermi et on enregistre ainsi le potentiel de surface.

La valeur du potentiel de surface mesuré par cette méthode n'est pas la valeur physique du matériau mais une comparaison avec le potentiel de la pointe. Avec cette méthode, on quantifie les variations du potentiel de surface. La mesure faite sur le composant en fonctionnement est une première manipulation pour essayer de comprendre comment les charges de surface peuvent se répartir dans le composant polarisé. Les résultats seront présentés en annexe et n'ont été que partiellement interprétés, par soucis de concentration sur le sujet initial. Cette méthode sera reprise par l'équipe matériau pour une étude de l'état des charges de surface sur les wafers AlGaIn/GaN après épitaxie.

## 6-7 Mesure de la température par Thermoréfectance

### 6-7-1 Problématique :

Un composant électronique est un objet complexe présentant un relief qui peut être abrupt, composé de semi-conducteur (Si, GaN, SiC,...) multi couches, la plupart du temps recouvert d'une couche de passivation (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, SiO<sub>2</sub>) et de métaux (Au, Pt , Al,...). Ce composant est déposé sur une embase qui permet d'évacuer la chaleur et d'optimiser son fonctionnement. Sous polarisation ces composants présentent des échauffements dans une zone bien définie : espace drain-grille. La problématique de ce travail est de mesurer la température de jonctions de composants en fonctionnement le plus précisément possible. Les zones étudiées sont de tailles submicroniques.

Des méthodes sensibles, sans contact et offrant de bonnes résolutions spatiales sont développées. Les méthodes optiques sont sans contact et peuvent présenter une bonne résolution.

Elles se classent en deux catégories :

- soit le rayonnement émis par l'échantillon (infra rouge)
- soit l'échantillon est illuminé

Le premier cas étant éliminé car la résolution doit être submicronique, il nous faut encore distinguer les méthodes spectroscopiques pour lesquelles l'échantillon soumis à un rayonnement re-émet un flux de longueur d'onde différente (effet Raman, photoluminescence,...) et les méthodes de réflectance où la mesure s'effectue grâce à la détection du flux réfléchi par l'échantillon. [37-48]

### 6-7-2 Principe de la thermoréfectance

La microscopie à thermoréfectance est l'observation sous microscope d'un objet illuminé par un flux de lumière généralement monochromatique.

Lorsqu'on éclaire un objet avec un flux de lumière monochromatique et lorsqu'on enregistre le flux réfléchi on peut extraire différents paramètres physiques : le coefficient de réflexion dépend de la nature du matériau, de la longueur d'onde du faisceau incident et de la température du matériau.

La thermoréfectance consiste donc à éclairer un objet avec un flux de lumière monochromatique et à enregistrer la variation du flux réfléchi  $\Delta R$  associés à une variation de température  $\Delta T$ . En première approximation, une loi empirique linéaire est généralement utilisée,  $\Delta R$  et  $\Delta T$  sont alors liés par un coefficient de proportionnalité noté  $\partial R/\partial T$  :

$$\Delta R = \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T$$

	Si	AsGa	InP	InSb	Al	Ag
dR/dT	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$-5,5 \cdot 10^{-5}$	$-1,2 \cdot 10^{-5}$

Une mise en oeuvre efficace de la méthode, conduisant à une mesure sensible de la température de surface doit prendre en compte la dépendance du coefficient de réflexion  $R$  vis à vis de la nature du composant en surface (matériau massif nu ou recouvert de couches minces transparentes...) de la longueur d'onde d'illumination et de la température. En effet, des interférences optiques se produisent dans ces couches minces, conduisant éventuellement à des variations très abruptes des propriétés des échantillons (coefficient de réflexion  $R$  et sensibilité en thermorélectance  $dR/dT$ ) avec ces paramètres.

La sensibilité des mesures de thermorélectance ( $dR/dT$ ) peut varier de près d'un ordre de grandeur avec la longueur d'onde d'illumination. Dans tous les cas, les effets mesurés restent faibles, puisque  $dR/dT$  est au moins de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-5} \text{ K}^{-1}$ . Pour obtenir une précision de l'ordre de 0,1 K, il faut donc pouvoir mesurer une variation du flux réfléchi de l'ordre de  $10^{-4}$  à  $10^{-5}$ . Il faudrait notamment pour cela utiliser un flux lumineux incident dont l'intensité soit stable à quelques  $10^{-6}$ . Il semble donc assez difficile de faire une mesure de variation de température en mesurant le flux réfléchi par l'échantillon en continu.

La mesure d'une variation alternative du flux incident, même de quelques millièmes est beaucoup plus facile à mesurer qu'une variation continue. En effet, dans le cas où un champ de température continu se superpose au champ de température modulé le flux réfléchi comporte une composante alternative facile à extraire. En utilisant un traitement de signal adapté, une détection synchrone, on mesure la faible variation modulée du coefficient de réflexion.

Chaque mesure donne trois grandeurs :

- l'amplitude du flux continu réfléchi ( $R$ ),
- l'amplitude du flux modulé réfléchi ( $\Delta R$ ),
- la phase relative de ce flux modulé par rapport à celle de l'excitation.

Pour mesurer la température du composant en fonctionnement, il faut moduler la source de chaleur soit donc la puissance injectée dans le HEMT et ainsi créer un champ de température alternatif détecté par le dispositif.

Enfin pour obtenir une mesure en température il faut effectuer une procédure d'étalonnage de l'échantillon non polarisé mais porté à certaine valeur de température.

Pour obtenir la résolution spatiale submicronique, la mesure de thermorélectance doit se faire sous microscope avec une ouverture numérique de l'objectif ON. La limite de résolution est donnée approximativement par  $\lambda/2ON$  qui correspond à la limite de diffraction avec  $\lambda$  la longueur d'onde d'illumination. La profondeur de champ d'un objectif est approximativement donnée par  $\lambda/(4 ON^2)$ , soit pour un objectif d'ouverture numérique 0.8 environ  $0.2\mu\text{m}$  à  $500\text{nm}$ . Les objectifs longues frontales permettent des observations de l'objet à une distance de quelques millimètre ce qui permet aisément la disposition du composant polarisé.

### 6-7-3 Montages expérimentaux :

#### Microscope photothermique monodétecteur :

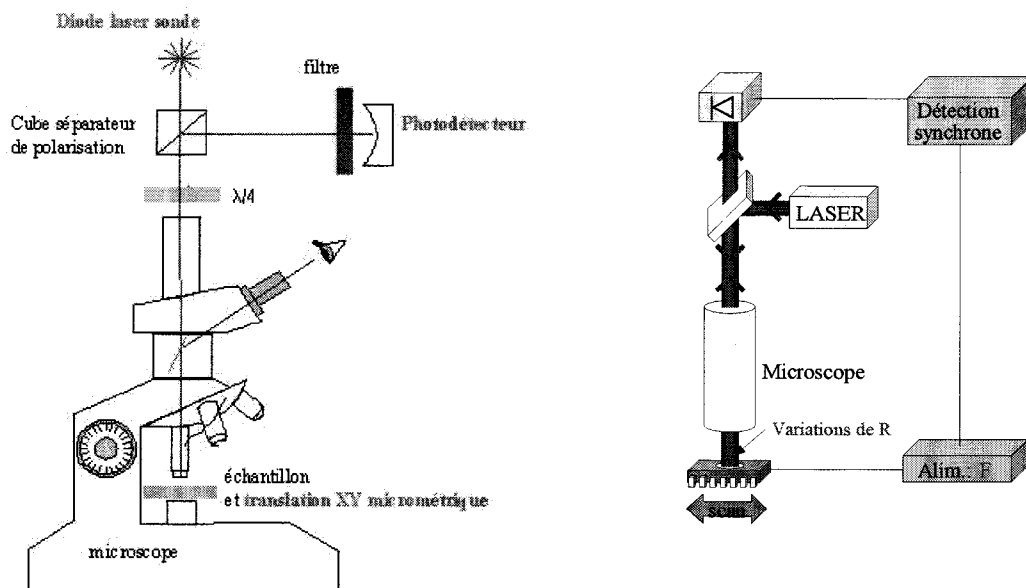


Figure (6 ; 7 ; 3 ; 1) Microscope à thermoréflexance mono-détecteur.

On utilise un microscope commercial équipé d'une diode laser permettant de sonder un point de l'échantillon. Un système optique anti-retour (cube séparateur de polarisation et lame quart d'onde) permet d'envoyer le flux réfléchi sur le photodétecteur. Le photodétecteur rapide est couplé à une détection synchrone. Ce montage permet de travailler du kHz au MHz avec une sensibilité en  $\Delta R/R$  de l'ordre de  $10^{-6}$ . Le balayage point par point de l'échantillon est effectué grâce à des platines micro-contrôle de résolution  $0.1 \mu\text{m}$ .

#### Microscope photothermique multiplexé :

Afin de limiter le temps d'acquisition et la puissance du faisceau sonde nous utilisons préférentiellement une détection multiplexée. On a donc remplacé le monodétecteur par une camera CCD. La puissance de la sonde peut perturber la mesure de température, la densité de puissance pouvant atteindre  $10^3 \text{W}/\text{mm}^2$ . Afin de limiter ces perturbations une source halogène focalisée est utilisée comme faisceau sonde.

La mise en œuvre de la détection synchrone se fait alors grâce à un traitement informatique. L'extraction de l'amplitude et de la phase du signal modulé par la détection synchrone est réalisée par l'échantillonnage et la transformée de Fourier discret du signal de la caméra.

Selon la fréquence du phénomène modulé, l'échantillonnage peut être fait directement (basses fréquences) ou par une technique stroboscopique (hautes fréquences), soit en mode homodyne, soit en mode hétérodyne.



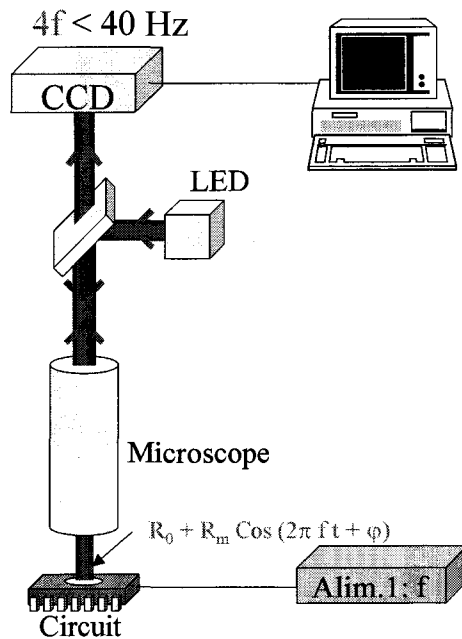


Figure (6 ; 7 ; 3 ; 2) Microscope à thermoréflexance multiplexé en fonctionnement « homodyne ».

#### 6-7-4 Etalonnage

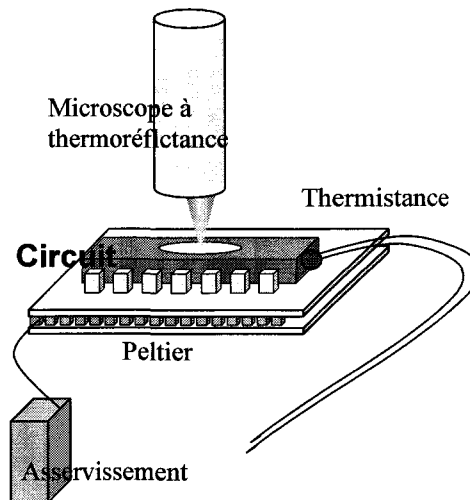


Figure (6 ; 7 ; 3 ; 3) Montage utilisé pour l'étalonnage des mesures

L'étalonnage de ces mesures est effectué en plaçant le transistor (dans son boîtier) sur un élément à effet Peltier dont la température est asservie autour d'une consigne connue. Le flux lumineux réfléchi par le transistor est mesuré dans la zone d'intérêt (ici, au niveau du canal). En divisant les valeurs obtenues (en unité arbitraire) par la moyenne des flux mesurés, on obtient un coefficient de réflexion normalisé  $R_{Norm}(T)$  pour chaque température. Comme vu précédemment, le coefficient de réflexion varie linéairement avec la température (approximation généralement bien validée expérimentalement). La variation  $R_{Norm}(T)$  doit

donc suivre une loi linéaire, avec une pente  $p$  correspondant à  $p \approx \frac{1}{R_{amb}} \frac{dR}{dT}$ , où  $R_{amb}$  est la valeur du coefficient de réflexion à température ambiante.

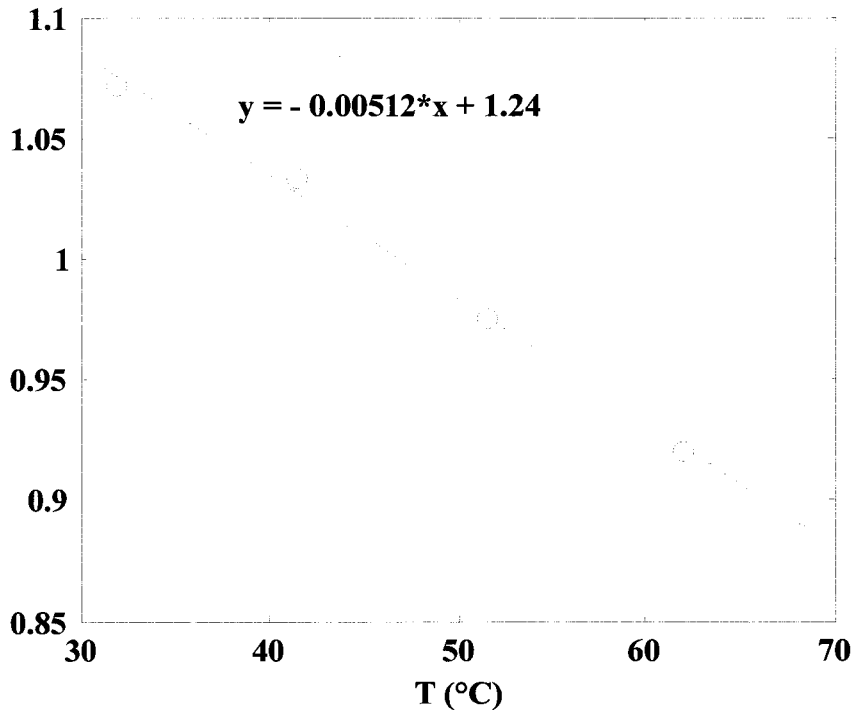


Figure (6 ; 7 ; 3 ;4) Droite d'étalonnage obtenue sur le canal du transistor.

Au niveau du canal du transistor mono-doigt étudié, on obtient ainsi la droite d'étalonnage présentée à la figure (6 ; 7 ; 4), avec un coefficient :

$$p \approx \frac{1}{R_{amb}} \frac{dR}{dT} \approx -5,1 \cdot 10^{-3} K^{-1}.$$

En utilisant cette valeur, nous obtenons une échelle de températures quantitatives.

La microscopie à photoréflexance s'est imposée principalement car elle permet d'atteindre une bonne résolution spatiale. Les premières études significatives concernent les diodes laser en fonctionnement.

## 6-8 Mesure de la conductivité thermique, méthode photo thermique

Les méthodes de photo thermie sont adaptées à la caractérisation de la conductivité thermique des couches minces. Deux techniques de photo thermie ont été utilisées sur nos échantillons, La technique de l'effet mirage et la technique de photo réflexion.

### 6-8-1 Principe de la photo thermie :

La méthode repose sur la mesure de la diffusion de la chaleur autour d'un « point chaud » créé par un laser argon focalisé, qui permet de remonter à la diffusivité thermique d'un échantillon.[49-52]

Afin d'augmenter le rapport signal à bruit de la mesure, on module en intensité le faisceau pompe (laser Argon). La mesure de la phase et de l'amplitude du faisceau réfléchi ou défléchi permet de déterminer la longueur de diffusion thermique  $\mu$  du matériau et ainsi d'en déduire la diffusivité D.

Le choix de la fréquence de modulation permet de modifier la profondeur de pénétration de la chaleur dans la couche et de scruter les différents éléments de la structure, ce qui est particulièrement utile dans le cas de structures stratifiées complexes.

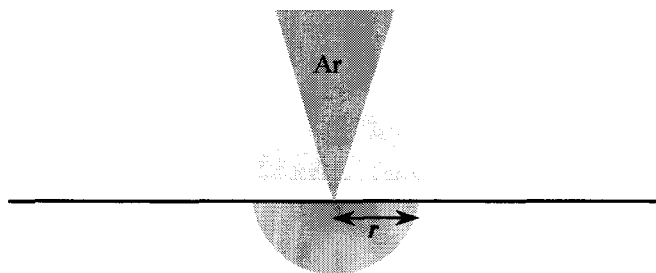


Figure (6 ; 8 ; 1) : Principe de la mesure par photo-thermie

On définit l'« onde thermique » amortie  $T(r)$  dans le matériau de diffusivité D :

$$T(r) = \frac{T_0}{r} e^{-r/\mu} \cos(\omega t - r/\mu)$$

$$\text{avec } \mu = \sqrt{\frac{2D}{\omega}}$$

$\mu$  : longueur de diffusion en m

$D$  : diffusivité thermique en  $m^2/s$

L'« onde thermique » est créée par le faisceau pompe qui est focalisé par un microscope optique. Le faisceau pompe est modulé en intensité à l'aide d'un modulateur acousto-optique : Une onde acoustique crée dans un cristal un réseau d'indice qui va diffracter ou non la lumière en direction de l'échantillon. Ce dispositif permet de moduler le faisceau à des fréquences élevées, de l'ordre du kHz.

### 6-8-2 Technique de l'effet Mirage

La technique de l'effet mirage consiste à mesurer la déflexion d'un faisceau sonde parallèle à la surface, consécutive à l'absorption du rayonnement issu du faisceau laser pompe. [53]

En effet, l'échantillon excité par le laser pompe chauffe le gaz situé immédiatement au-dessus. L'indice de réfraction du gaz avoisinant la surface est modifié, ce qui provoque la déviation du faisceau sonde. Le gradient d'indice étant parallèle à la surface, on caractérise la conductivité thermique  $K//$ , du matériau dans la direction parallèle au substrat. La surface de l'échantillon est donc balayée à l'aide d'un faisceau sonde parallèle.

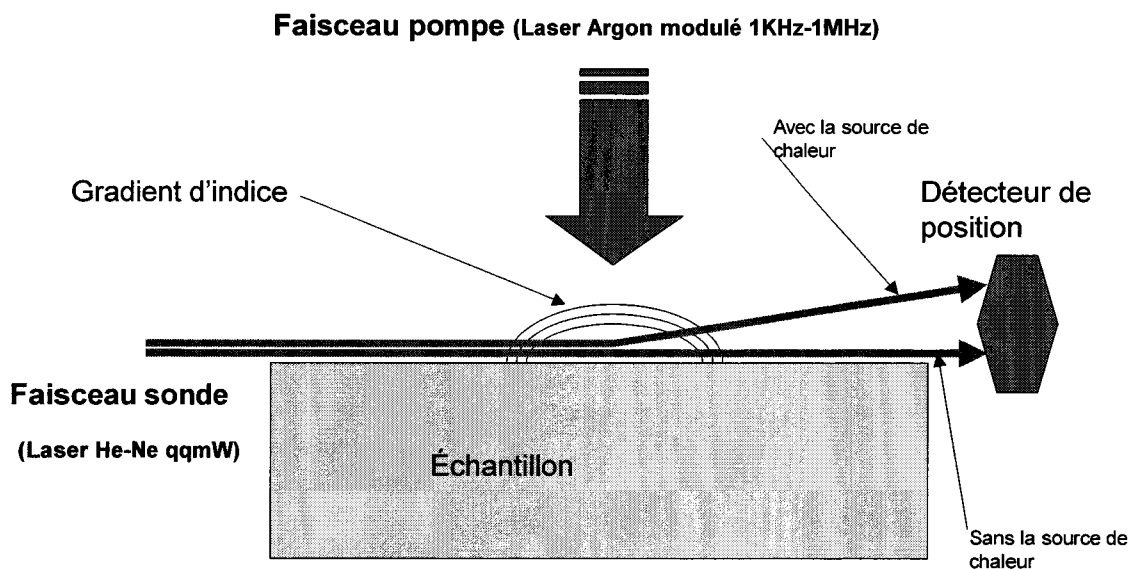


Figure (6 ; 8 ; 2) : Schéma de principe de la Mesure de la diffusivité thermique par effet mirage

En mesurant la déflexion du faisceau sonde, nous pouvons en déduire le profil de température à la surface de l'échantillon donc la diffusivité thermique.

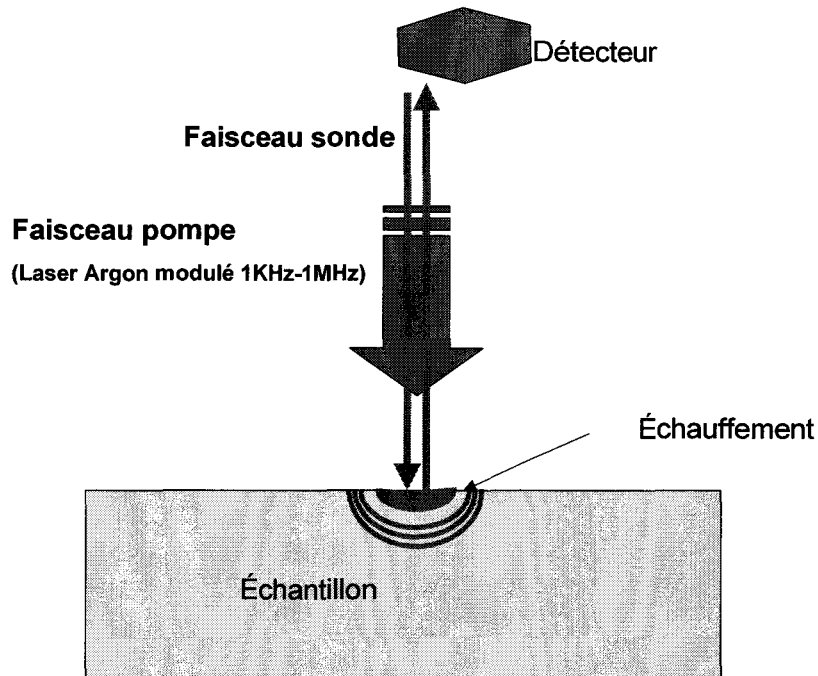
Cette méthode nécessite le plus souvent, que la conversion du flux lumineux en chaleur se fasse à la surface du matériau à caractériser, cela impose de déposer une couche opaque très mince pour assurer l'absorption du faisceau pompe lorsque l'échantillon est transparent ou diffusant. En général, on utilise une fine couche métallique soit une centaine de nanomètre d'or pulvérisé.

### 6-8-3 Technique de photo réflexion :

La technique de photoréflexion est assez largement utilisée pour caractériser les propriétés thermophysiques des couches minces. Cette méthode consiste à mesurer les variations d'intensité d'un faisceau laser sonde réfléchi par la surface du matériau chauffé par le laser pompe. Ces variations d'intensité sont dues à la dépendance du coefficient de

réflexion avec la température. L'onde thermique modifie périodiquement le coefficient de réflexion à la surface de l'échantillon.

Un faisceau sonde est envoyé sur la surface de l'échantillon, le faisceau réfléchi se trouve modulé par l'onde thermique. Quand on déplace le laser sonde, on obtient donc un profil thermique de la surface. La mesure de la phase et de l'amplitude permet de déduire la diffusivité thermique de l'échantillon. Les fréquences utilisées peuvent être très élevées 1kHz à 1MHz.



*Figure (6 ; 8 ; 3) : Mesure de la diffusivité thermique par microscopie photothermique à photoréflexance*

A l'origine cette méthode a été développée pour caractériser les couches minces métalliques, pour lesquels la variation de coefficient de réflexion avec la température est donnée par la théorie de Drude. Il est nécessaire de déposer une couche métallique sur la surface des diélectriques étudiés et de jouer sur la fréquence du faisceau pompe afin de sonder la couche voulue (en fonction de la profondeur de pénétration de la chaleur).

Cette méthode présente deux avantages :

- En focalisant, à la limite de la diffraction, les deux faisceaux laser à travers un microscope optique et en choisissant une fréquence de modulation élevée, on peut obtenir une résolution spatiale submicronique.
- Si la mesure s'effectue au point d'impact, du laser pompe, le flux de chaleur étant perpendiculaire à la surface de l'échantillon, on obtient la conductivité thermique  $K_L$ , perpendiculairement au substrat alors que si la mesure est effectuée à une certaine distance, on a  $K_{//}$ .

#### **6-8-4 Principe expérimental de la mesure par photo-réflexion**

La mesure par photoréflexion permet d'obtenir l'évolution de la phase et de l'amplitude de l'onde de chaleur qui se répartie dans le plan de la structure pour une source de chaleur précise. La longueur de pénétration de la chaleur, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, est liée à la durée d'impulsion du laser pompe, plus il est long plus la longueur est importante.

Les valeurs de conductivité et de diffusivité thermique s'obtiennent à partir de la comparaison des résultats expérimentaux et simulés sur le modèle de l'onde thermique dans les différentes couches de matière.

Dans le modèle analytique, nous introduisons la fréquence du laser pompe, l'intensité de celui-ci et le diamètre du waist à la surface de l'échantillon, ainsi nous définissons la nature de la source chaude. La modélisation de la structure impose d'introduire les paramètres des différentes couches : leurs épaisseurs, leurs diffusivités thermiques et leurs conductivités thermiques. Le calcul analytique modélise l'évolution de la phase et de l'amplitude de l'onde thermique qui se diffuse dans le plan la structure.

Les valeurs de conductivité et de diffusivité thermique de la couche étudiée sont obtenues quand la correspondance des mesures sur le modèle est optimum. Le modèle de l'onde thermique est plus précis sur l'évolution de la phase que sur l'amplitude. La méthode de coïncidence sera préférentiellement réalisée sur le diagramme de phase.

#### **6-9 Conclusion**

La détermination de la température du réseau proche du gaz bidimensionnel est un paramètre indispensable pour comprendre le fonctionnement du composant et estimer sa longévité. La mesure de la température a été réalisée sur de nombreux composants et les résultats de ces mesures sont présentés dans le chapitre suivant.

## **7. Résultats de mesures de la température sur les HEMTs AlGaIn/GaN**

Les résultats de mesures de la température des matériaux et composants sont présentés dans ce chapitre. Il constitue donc une partie très importante de nos travaux. La température des composants a été mesurée par les principales méthodes présentées dans le chapitre précédent, à savoir :

- la partie 7.1 : Spectroscopie Raman,
- la partie 7.2 : Caractérisations électriques pulsées,
- la partie 7.3 : Microscopie thermique à balayage (SThM),
- la partie 7.4 : Dilatation thermique à balayage,
- la partie 7.5 : Thermo-réflexance.
- la partie 7.6 : Mesure de la conductivité thermique de structure épitaxiale HEMT GaN sur substrat silicium, d'une plaque de SiC polycristallin et une couche de diamant hydrogéné.

Dans la partie finale de ce chapitre, nous comparons les résultats obtenus à l'aide des principales techniques de métrologie utilisées dans ces travaux. Les mesures ont été réalisées sur des composants communs afin de pouvoir comparer les résultats obtenus et d'identifier clairement l'extension des zones analysées dans les composants selon les techniques utilisées.

## **7.1 Mesure de la température par micro-spectroscopie Raman**

### **7-1-1. Méthodologie.**

Les mesures Raman ont été réalisées en plusieurs campagnes suivant la disponibilité des composants. Sept composants de différents développements ont été mesurés, épitaxiés sur les trois substrats Si, SiC et saphir. Le tableau (7 ; 1 ; 1 ; 1) présente les différentes structures étudiées et la topologie des composants associés. Les structures sont décrites précisément afin de spécifier l'empilement de matériaux que devaient traverser les calories de la zone de dissipation jusqu'au bloc de cuivre refroidi [1-7].

Structure de l'épitaxie					Développement des HEMTs par plaques (mm)
Nom de plaque	GaN/AlGaN (nm)	GaN (nm)	Couche de Nucléation (nm)	Substrat ( $\mu\text{m}$ )	
ATMI 855	3/20	3000	100	SiC/400	0,25
ATMI 1255	20	3000	40	SiC/400	0,15
O164B	33	2300	33	Saphir/330	0,5
A243	1/30	1500	520	Si/280	0,3/0,5/2,4/4

*Tableau (7 ; 1 ; 1 ; 1) : Structures et des composants étudiés par spectroscopie Raman*

Les composants étudiés sont du type parallèle comme le montre la figure (7 ; 1 ; 1 ; 1) avec une topologie de deux ou 16 doigts de longueur variable : 75 $\mu\text{m}$ , 125 $\mu\text{m}$ , 150 $\mu\text{m}$  et 250 $\mu\text{m}$ . Les composants sont polarisés en source commune à différentes valeurs de polarisation de drain et de grille.

Dans cette étude de la température par spectroscopie Raman, nous avons principalement étudié la variation de la température maximale de la couche de GaN en fonction de la puissance dissipée. Cela nous a permis de déterminer la valeur de la résistance thermique de chacune des structures. Cette mesure est réalisée au centre d'un des doigts centraux suivant le profil C comme le montre la figure (7 ; 1 ; 1 ; 1) pour les deux topologies étudiées.

Une mesure de la température à puissance constante a été réalisée le long du composant 16 doigts afin de quantifier le gradient de température le long de celui-ci. Ce type de mesure est décrit par le profil B de la figure (7 ; 1 ; 1 ; 1).

La mesure de la température à puissance constante a été réalisée au centre et à l'extrémité d'un doigt, sur les deux topologies, afin de quantifier le gradient de température le long de ceux-ci. Ce type de mesure est représenté par le profil A de la figure (7 ; 1 ; 1 ; 1).



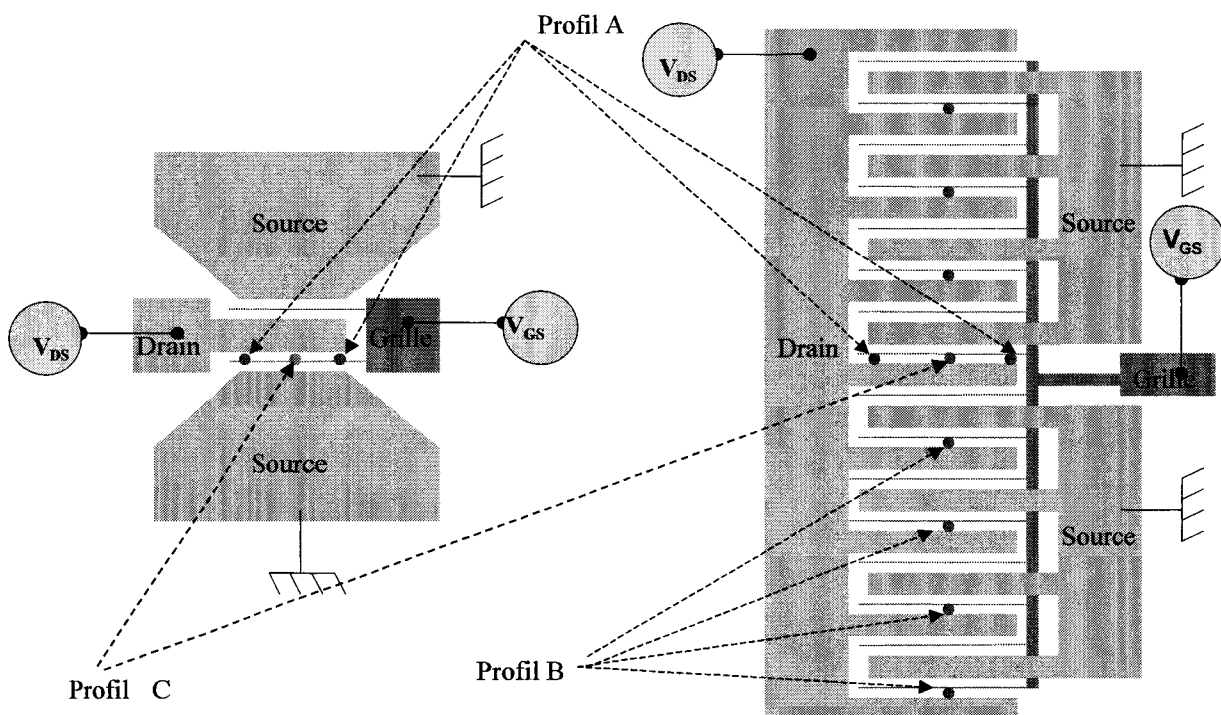


Figure (7 ; 1 ; 1 ; 1) : Représentation schématique des composants mesurés par spectroscopie Raman et localisation des points de mesure thermique.

Chaque point de mesure correspond en fait à sept mesures successives séparées par un intervalle de  $0,5\mu\text{m}$  dans l'espace drain-grille d'une valeur de  $2,5$  ou de  $3,5\mu\text{m}$  (figure (7 ; 1 ; 1 ; 2)). La détermination de la température se fait à partir de la gaussienne-lorentzienne la plus intense des sept raies Stokes et des raies anti-Stokes. Le signal anti-Stokes est de faible intensité, surtout à basse température et cela impose un temps d'intégration sur chaque point de mesure de 160 secondes. L'intensité de la raie Stokes est plus de huit fois plus intense, le temps d'intégration est donc de 20 secondes.

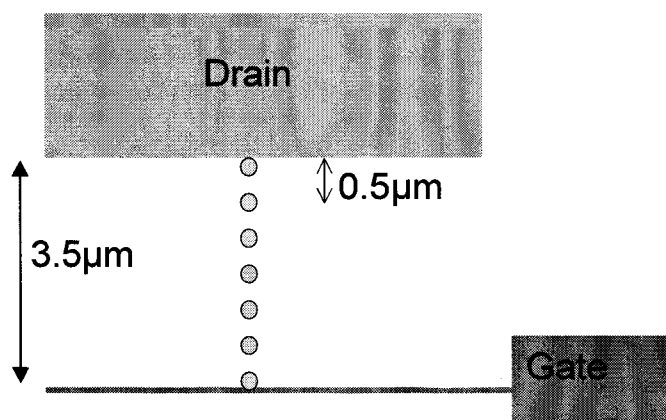


Figure (7 ; 1 ; 1 ; 2) : Schéma du balayage des points de mesure entre le drain et la grille.

Initialement la détermination de la température du bi-doigt de  $250\mu\text{m}$  épitaxié sur substrat Si a été réalisée simultanément à partir du pic de GaN et du pic de silicium. Nous

savons d'après les propriétés d'absorption que la profondeur de pénétration du faisceau laser incident est de l'ordre de 1 à 2 $\mu$ m. La présence des pics associés aux substrats dans le cas du Si et du SiC confirme cette valeur, car l'épaisseur des couches de GaN sont de 1,4 $\mu$ m et 3 $\mu$ m respectivement (Tableau (7 ; 1 ; 1 ; 1)).

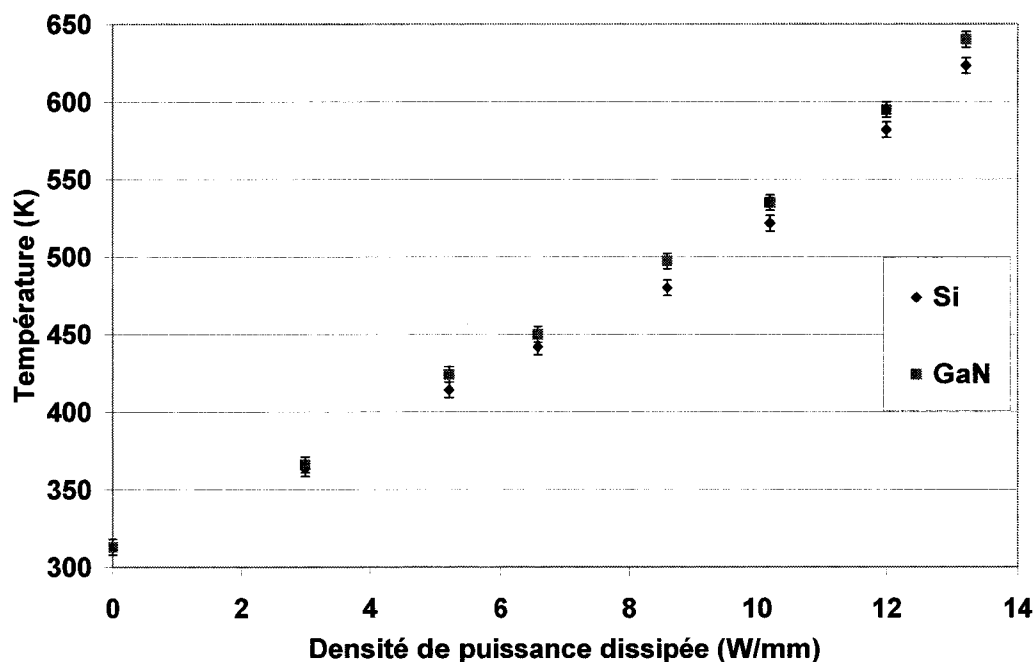


Figure (7 ; 1 ; 1 ; 3) : Mesure de la température en fonction de la densité de puissance dissipée, mesurée à partir du pic de GaN et du pic de Si, sur un composant de deux doigts sur substrat silicium.

La figure (7 ; 1 ; 1 ; 3) montre l'évolution de la température en fonction de la densité de puissance dans un composant bi-doigt obtenue à partir des deux pics Si et GaN. Les températures mesurées présentent un écart d'environ 20K au maximum. La température du GaN est donc proche de celle du substrat Si, et ainsi cette technique ne donne pas accès à la température de la zone active mais à la température moyenne du GaN proche du substrat. En conclusion, en utilisant les pics Si et GaN nous avons pu établir que la spectroscopie Raman ne permet de déterminer que la valeur de la résistance thermique moyenne de la couche de nitrure de gallium à proximité du substrat.

### 7-1-2 Température en fonction de la puissance dissipée

L'évolution de la température maximale de la couche de GaN en fonction de la puissance dissipée a été étudiée sur les sept types de composants, et nous ont permis de déterminer la valeur de la résistance thermique de chacune de ces structures. Cette mesure est réalisée au centre d'un des doigts du composant suivant le profil C. Les mesures ont été réalisées à température socle constante régulée à 40°C. La figure (7 ; 1 ; 2 ; 1) montre les résultats bruts de nos mesures qui ont ensuite été analysés et sont présentés dans les parties suivantes.

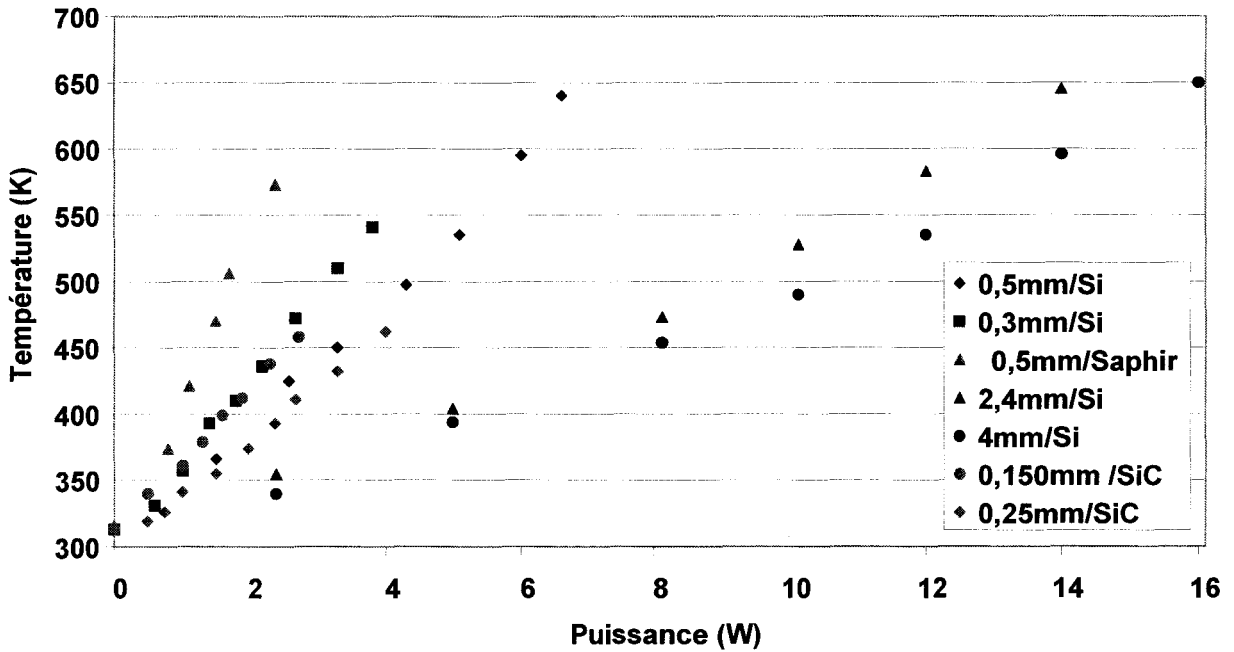


Figure (7 ; 1 ; 2 ; 1) : Température en fonction de la puissance dissipée pour les différents composants (voir cartouche).

### 7-1-3 Effet de la longueur du doigt et du développement.

Pour commencer, nous avons comparé l'effet du développement de la grille sur l'échauffement du composant. La détermination des résistances thermiques se fait par régression linéaire des courbes présentées précédemment (figure (7 ; 1 ; 2 ; 1)). Cette étude a été réalisée sur deux paires de structures épitaxiées sur silicium et carbure de silicium. Les développements utilisés sont de 0,15mm et 0,250mm pour le SiC et 0,3mm et 0,5mm pour le substrat de Si.

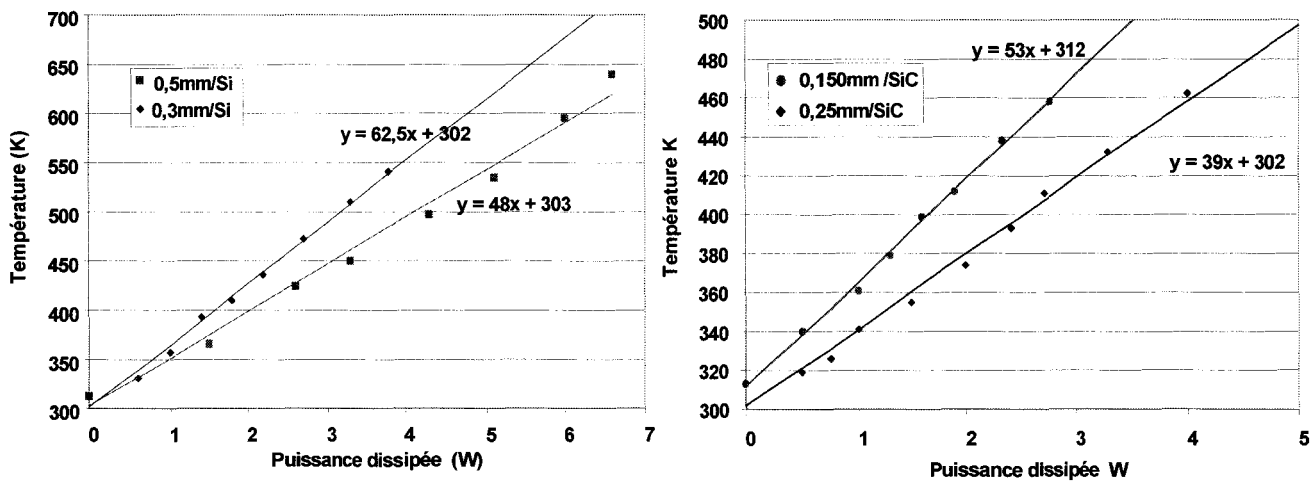


Figure (7 ; 1 ; 3 ; 2) : Température en fonction de la puissance dissipée pour des composants de deux doigts de longueurs différentes épitaxiés sur Si (à gauche) et sur SiC (à droite).

La résistance thermique des composants sur substrat silicium est de  $R_{TH0.5/Si}=48 \text{ K.W}^{-1}$  et  $R_{TH0.3/Si}=62,5 \text{ K.W}^{-1}$  pour les développements de 0,5mm et 0,3mm respectivement.

La résistance thermique des composants sur substrat de carbure de silicium est de  $R_{TH0.25/SiC}=39 \text{ K.W}^{-1}$  et  $R_{TH0.15/SiC}=53 \text{ K.W}^{-1}$ , respectivement pour 0,25mm et 0,15mm de développement.

La résistance thermique moyenne décroît avec l'augmentation de la surface de dissipation, et donc avec l'augmentation de la longueur des doigts. Nous avons vu dans le chapitre 3, à l'aide d'un modèle simple de résistance thermique, que celle-ci varie en fonction de l'inverse de la racine carrée de la longueur de la source de chaleur soit en  $L^{-\frac{1}{2}}$  avec :

$$R_{TH} = \frac{\Delta T}{P} \approx \frac{1}{\sqrt{L}} \cdot S\left(\frac{L}{W}\right)$$

Nous avons pu vérifier à partir des mesures effectuées sur nos composants cette relation en considérant le rapport des résistances thermique « R » et l'inverse du rapport des racines carrés des longueurs de doigts « r ».

Pour les composants sur substrat Si,  $R=1,30$  et  $r=1,29$  et pour les composants dont le substrat est en SiC,  $R=1,36$  et  $r=1,29$ . Ainsi dans le cas de composants bi-droits, nous avons vérifié que la résistance thermique évolue bien en  $L^{-\frac{1}{2}}$ .

Les professionnels des hyperfréquences ont généralement l'habitude de parler en densité de puissance injectée dans le composant exprimée W/mm. Dans le cas où l'on considérerait la dissipation thermique, il serait en fait plus exact d'utiliser des  $\text{W.mm}^{-1/2}$ .

Dans le cas du substrat silicium, les mesures de température ont pu être aussi effectuées sur de plus grands développements de 2,4mm et 4mm.

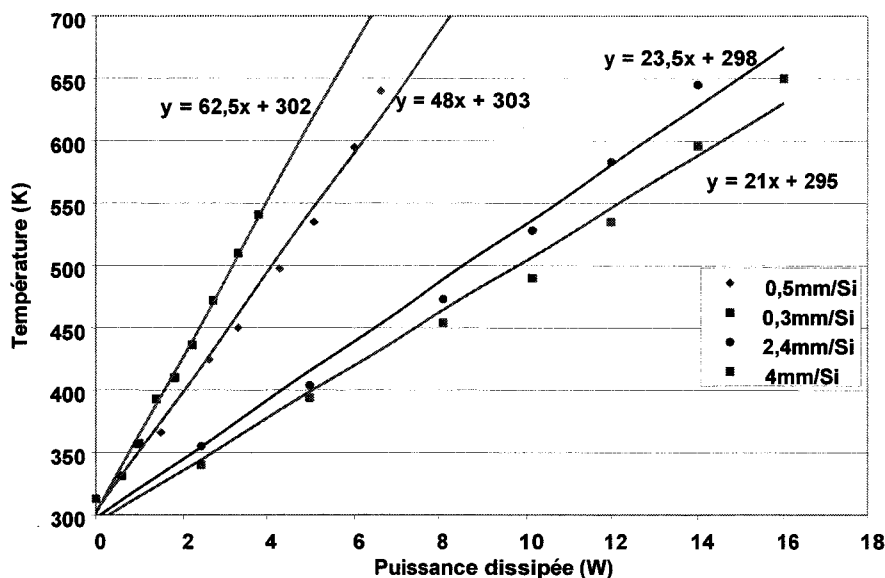


Figure (7 ; 1 ; 3 ; 2) : Température en fonction de la puissance dissipée pour des composants de différents développements sur substrat de silicium

La figure (7 ; 1 ; 3 ; 2) présente la température de la couche de GaN en fonction de la puissance dissipée pour quatre composants épitaxiés sur substrat de silicium issus de la plaque A243 fournie par le CRHEA. Les développements élémentaires de ces composants sont de  $2 \times 150 \mu\text{m}$ ,  $2 \times 250 \mu\text{m}$ ,  $16 \times 150 \mu\text{m}$  et  $16 \times 250 \mu\text{m}$ . Ces quatre topologies sur Si présentent respectivement des résistances thermiques de  $R_{\text{TH}0.3/\text{Si}}=62,5 \text{ K.W}^{-1}$ ,  $R_{\text{TH}0.5/\text{Si}}=48 \text{ K.W}^{-1}$ ,  $R_{\text{TH}2.4/\text{Si}}=23,5 \text{ K.W}^{-1}$  et  $R_{\text{TH}4/\text{Si}}=21 \text{ K.W}^{-1}$ .

Nous constatons une diminution de la résistance thermique moyenne par augmentation du développement, liée à l'augmentation de la surface de répartition de la puissance dissipée.

Nous avons injecté une puissance de 16W dans le transistor de 4mm de développement et nous mesurons une élévation de température autour de 350K. Cette puissance correspond à une densité de puissance dissipée de 4W/mm. Cette valeur de puissance dissipée correspond aux valeurs typiquement rencontrées dans les composants en fonctionnement hyperfréquence de puissance.

La loi de variation de la résistance thermique en  $L^{-\frac{1}{2}}$  ne se vérifie plus dans le cas des grands développements. Ainsi si l'on compare les topologies de  $16 \times 150 \mu\text{m}$  et  $16 \times 250 \mu\text{m}$  en considérant le rapport des résistances thermique « R » et l'inverse du rapport des racines carrées des longueurs de doigts « r », on trouve que  $R=1,12$  et  $r=1,29$ . L'écart atteint 15% et cet effet est attribué au couplage thermique entre les doigts. La puissance dissipée par un doigt participe à l'échauffement de ses premiers voisins. Nous pouvons modéliser ce phénomène par le chevauchement des cônes de dissipation thermique des doigts voisins, selon le modèle du cône de dissipation présenté dans le chapitre 3.

Ce couplage thermique a pour effet de limiter la réduction de la résistance thermique avec l'augmentation du nombre de doigt et il est variable suivant la distance entre les doigts, (pitch en anglais) et la longueur des doigts par exemple. Dans le cas présent, le pitch des 16 doigts de  $150 \mu\text{m}$  et de  $250 \mu\text{m}$  est de  $35 \mu\text{m}$ .

#### **7-1-4 Effet du substrat sur la diffusion des calories.**

Nous avons déterminé l'effet du substrat sur la résistance thermique de la structure. Afin de comparer les trois types de substrat, nous avons comparé les mesures de température en fonction de la puissance dissipée dans le composant, pour un développement de  $2 \times 250 \mu\text{m}$ .

Les composant récents sur substrat de carbure de silicium ne disposant pas de cette topologie, nous avons dû utiliser la relation en  $L^{-\frac{1}{2}}$  démontrée précédemment qui relie la résistance thermique et la longueur du doigt. A partir des mesures de température d'un composant de  $0,25\text{mm}$ , nous avons estimé la température pour un développement de  $0,5\text{mm}$  en fonction de la puissance dissipée sur le substrat de SiC.

La figure (7 ; 1 ; 4 ; 1) présente les mesures de la température en fonction de la puissance dissipée pour les structures sur substrat silicium et saphir et les températures estimées pour la structure sur substrat de carbure de silicium.

Les valeurs des résistances thermiques moyennes sont déterminées à partir des courbes par régression linéaire,  $R_{TH0.5/Si}=48K.W^{-1}$  pour le substrat silicium,  $R_{TH0.5/Saphir}=112K.W^{-1}$  pour le substrat saphir et  $R_{TH0.5/SiC}=27,5K.W^{-1}$  pour le substrat de carbure de silicium.

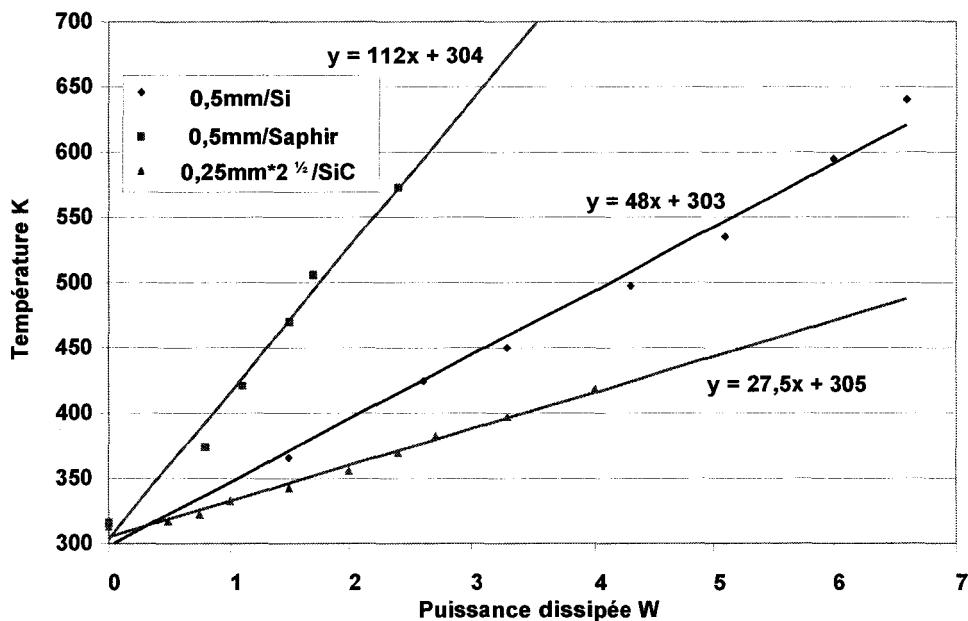


Figure (7 ; 1 ; 4 ; 1) : Mesure de la température en fonction de la puissance dissipée pour des composants de deux doigts sur les trois différents substrats.

Dans ce travail et pour cette topologie le rapport des résistances thermiques entre la structure sur substrat saphir et celle sur substrat silicium est de 2,3, bien que le rapport entre les conductivités thermiques du silicium et du saphir soit supérieur à 3. De même, le rapport des résistances thermiques entre la structure sur substrat silicium et celle sur substrat de carbure de silicium est de 1,8 alors que le rapport entre les conductivités thermiques du carbure de silicium avec le silicium est de 3,2. Nous constatons donc que le rapport des résistances thermiques est différent du rapport des conductivités thermiques. Cette différence provient de la contribution de la couche de GaN commune aux structures et qui est le lieu de la dissipation des calories.

D'après le tableau (7 ; 1 ; 1 ; 1), nous remarquons que les couches de GaN n'ont pas la même épaisseur dans les différentes structures. La structure sur substrat Si a une couche de GaN de  $1,4\mu m$  alors que pour les structures sur substrats en saphir et en SiC, l'épaisseur du GaN est de  $3\mu m$ . La contribution du GaN est donc plus importante dans les deux dernières couches. Ainsi, alors que leurs conductivités thermiques diffèrent d'un facteur 10, leur rapport de résistance thermique n'est que de 4. Plus la couche de GaN est épaisse moins l'influence du substrat sur la résistance thermique est importante et plus la contribution de la couche de GaN augmente [8].

Au niveau de la diffusion des calories dans la structure, la couche fine de GaN a une contribution importante, qui minimise l'effet du substrat.

### 7-1-5 Détermination du gradient de température dans le composant.

Dans l'expérience suivante, nous avons déterminé l'effet du couplage thermique entre les doigts afin d'estimer si celui-ci se limite au premier ou deuxième voisin. La mesure de température a été réalisée le long d'un composant de 16 doigts de  $250\mu\text{m}$  (profil B). La mesure a été faite sur un doigt sur deux aux centres de ceux-ci. La puissance dissipée injectée dans le composant est maintenue constante et égale à  $12\text{W}$  soit  $3\text{W}/\text{mm}$  de densité de puissance. La température socle reste constante et égale à  $40^\circ\text{C}$  [9].

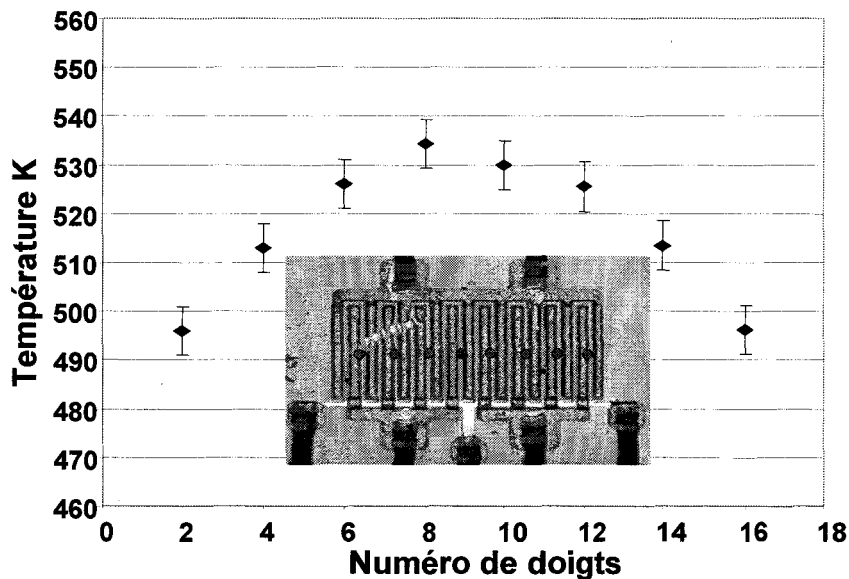


Figure (7 ; 1 ; 5 ; 1) : Température selon la largeur d'un composant  $16 \times 250\mu\text{m}$  au centre des doigts (substrat Si - densité de puissance de  $3\text{ W}/\text{mm}$ ).

La figure (7 ; 1 ; 5 ; 1) présente la mesure de la température le long du composant. La température au centre du composant (doigts 8) est maximum puis elle décroît au fur et à mesure que l'on s'approche des extrémités. Le couplage des doigts ne se résume donc pas seulement au premier voisin, le pic au centre impose au moins une contribution aux deuxièmes voisins. Le cône de dissipation d'un doigt s'étend donc au moins jusqu'aux cônes de dissipation des deuxièmes voisins.

Le gradient de température entre le centre et les extrémités du composant est de  $40\text{K}$  soit  $20\%$  de l'élévation de température. Nous avons vu dans le chapitre 4 que la mobilité des porteurs est très sensible à la température et ainsi le courant n'est pas identique dans tout le composant. Cet effet a pourtant tendance à s'autoréguler par la chute du courant au centre du composant plus chaud.

Cette différence de température met en avant l'importance d'avoir un bon management thermique de la structure afin d'obtenir un fonctionnement homogène de tous les doigts du composant et une bonne répartition de la densité de puissance.

### 7-1-6 Détermination du gradient de température le long d'un doigt.

Dans les expériences suivantes, nous avons estimé le gradient de température le long d'un doigt afin d'analyser le couplage thermique le long d'une source de chaleur. Les mesures ont été réalisées sur un doigt en son centre et à ces deux extrémités.

La mesure a été faite sur trois composants de différentes topologies, deux composants sur substrat silicium de  $2 \times 250 \mu\text{m}$  et  $16 \times 250 \mu\text{m}$  et un composant de  $2 \times 125 \mu\text{m}$  sur substrat SiC.

La densité de puissance dissipée injectée dans les composants de  $0,5\text{mm}$  et  $4\text{mm}$  est constante et égale à  $3\text{W/mm}$  soit respectivement de  $1,5\text{W}$  et  $12\text{W}$ . La densité de puissance dissipée injectée dans les composants de  $0,25\text{mm}$  est constante et égale à  $8\text{W/mm}$  soit respectivement de  $2\text{W}$ . La température de socle reste égale à  $313\text{K}$ .

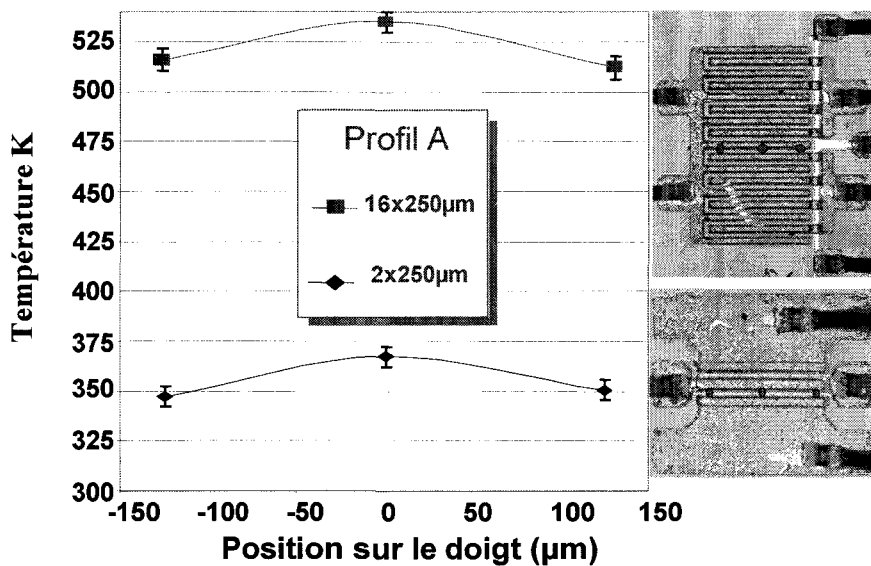


Figure (7 ; 1 ; 6 ; 1) : Mesure de la température au centre et aux extrémités des doigts, de deux composants comportant 2 et 16 doigts de  $250 \mu\text{m}$  doigts sur substrat de silicium, avec une dissipation de puissance de  $3\text{W/mm}$ .

La Figure (7 ; 1 ; 6 ; 1) présente la mesure effectuée suivant le profil A des composants sur substrat silicium. Les points rouges et bleus représentent la localisation des points de mesures de la température. Dans ce premier cas, nous remarquons une chute de température commune de  $20\text{K}$  entre le centre et les extrémités du doigt, et cela quel que soit le développement. De façon a priori inattendue, nous n'obtenons pas de chute de température plus importante pour le composant de 16 doigts. Ce gradient de température minimum s'explique par le couplage thermique entre les doigts.

La Figure (7 ; 1 ; 6 ; 2) présente la mesure effectuée sur le composant sur substrat de carbure de silicium. La densité de puissance fixée à  $8\text{W/mm}$  est nettement plus élevée que précédemment. La chute de la température entre le centre et l'extrémité est de  $30\text{K}$  soit  $50\%$  de l'échauffement du centre du doigt.



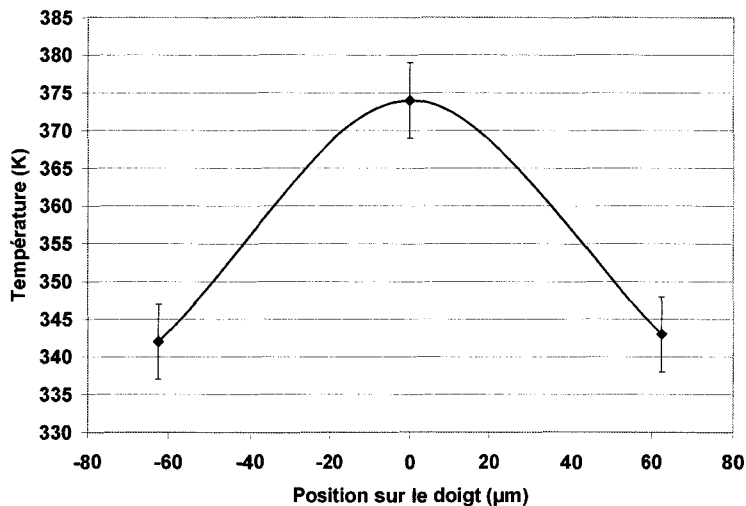


Figure (7 ; 1 ; 6 ; 2) : Mesure de la température au centre et aux extrémités des doigts, d'un composant de  $2 \times 125 \mu\text{m}$  sur substrat de silicium, avec une densité de puissance de  $8\text{W}/\text{mm}$ .

Pour des densités de puissance dissipée importante, il existe un couplage thermique le long du doigt qui produit un gradient de température important (50% pour  $8\text{W}/\text{mm}$ ) entre son centre et son extrémité. La mobilité des porteurs est très sensible à la température ainsi le courant n'est pas identique le long des doigts du composant à forte puissance.

### **7-1-7 Impact du système de refroidissement sur la température finale**

Au cours de nos travaux, nous avons voulu connaître l'impact qu'a le système de refroidissement par circulation d'eau sur la température de la zone active du composant. Nous avons choisi de faire varier le débit d'eau à température constante et fixée cette température à  $40^\circ\text{C}$ .

Nous avons effectué la mesure de la température d'un composant comportant 16 doigts de  $150\mu\text{m}$  en fonction de la puissance dissipée pour trois valeurs de débit d'eau, à savoir  $1\text{l}/\text{min}$ ,  $3\text{l}/\text{min}$ ,  $7\text{l}/\text{min}$ . A chaque point de puissance injectée dans le composant, nous avons mesuré la température du socle sous le composant à l'aide d'un thermocouple fixé dans le bloc de cuivre servant au refroidissement.

La figure (7 ; 1 ; 7 ; 1) montre les températures moyennes de la couche de GaN déterminées par spectroscopie Raman en fonction de la puissance injectée dans le composant pour les trois différents débits d'eau. La température mesurée, à un point de polarisation donné, augmente lorsque le débit diminue.

La figure (7 ; 1 ; 7 ; 2) présente la température du bloc de cuivre en fonction de la puissance injectée dans le composant. Entre les débits de  $1\text{l}/\text{min}$  et  $7\text{l}/\text{min}$  une différence de température de  $8^\circ\text{C}$  est mesurée, qui se répercute de façon plus importante sur la température finale du composant à cause des effets non-linéaires de la conductivité thermique.

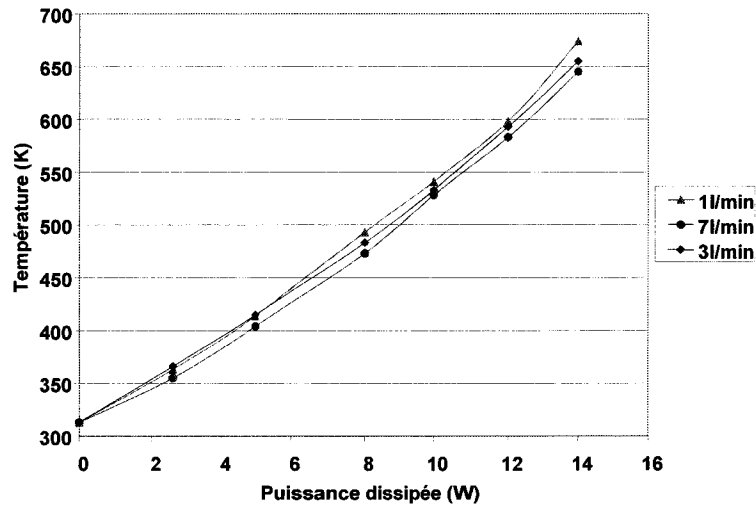


Figure (7 ; 1 ; 7 ; 1) : Mesure de la température de la zone active en fonction de la puissance dissipée pour un composant de 16 doigts de 150µm sur substrat de silicium à trois débits de refroidissement.

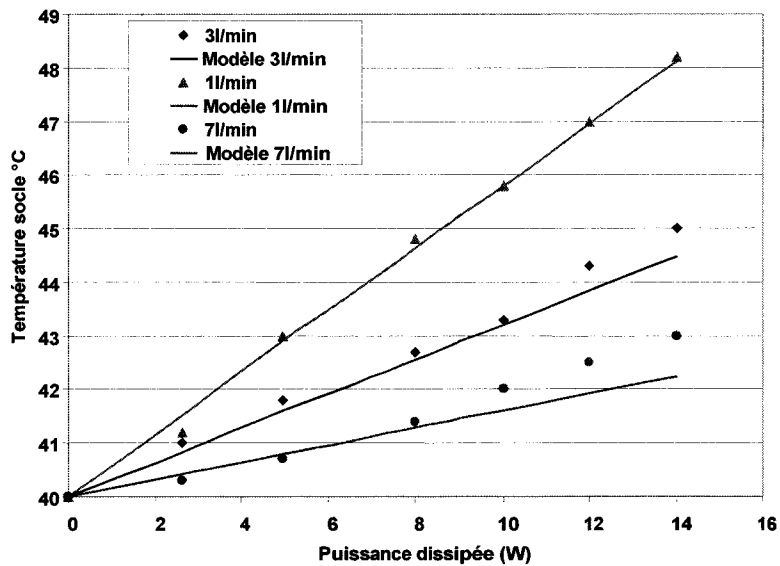


Figure (7 ; 1 ; 7 ; 2) : Evolution de la température socle du composant en fonction de la puissance dissipée pour trois différents débits.

A partir d'un modèle simple de convection dans un cylindre de cuivre, nous avons établi la relation qui existe entre la puissance injectée dans le composant, le débit d'eau dans le cylindre et la température socle sous le composant. Ce modèle est présenté en détail en annexe, il reprend les expressions de la convection pour un liquide laminaire, voire peu turbulent, dans un cylindre de cuivre.

Equation de convection liée au fluide

$$Q = a \times C_p (Tb_2 - Tb_1)$$

Equation de convection liée au bloc métallique

$$Q = h \times A(T_w - T_b)$$

Q : Chaleur transportée par convection.

h : coefficient de convection ( $W/m^2/K$ ).

$C_p$  : Capacité calorifique ( $J.kg^{-1}/K$ ).

a : débit massique kg/s.

$T_{b2}$  : Température de sortie du fluide.

$T_{b1}$  : Température d'entrée du fluide.

$T_w$  : température du bloc métallique.

$T_b$  : température moyenne du fluide.

A : Surface de contact entre le fluide et le bloc métallique.

A l'aide de ce modèle nous avons déterminé la température du bloc métallique sous le composant en fonction des calories apportées selon la polarisation du composant et du débit d'eau.

$$T_w = \left( \frac{1}{hA} + \frac{1}{2aC_p} \right) Q + T_{b1}$$

Le tableau ci-dessous présente les différents paramètres selon le débit d'eau.

Débit (l/min)	1	3	7
a (l/s)	0,0166	0,05	0,116
v Vitesse (m/s)	0,166	0,5	1,16
$Re_d$	3314	9943	23200
Pr	4,25	4,25	4,25
Nu	35	65	127
h ( $W/m^2K$ )	2205	4095	8001
$(hA)^{-1}(K/W)$	0,58	0,32	0,16
$(2a C_p)^{-1}(K/W)$	0,0072	0,0024	0,001
$T_{b1}(K)$	40	40	40

Tableau (7 ; 1 ; 7 ; 1) : Données du modèle de convection.

La figure (7 ; 1 ; 7 ; 2) montre une bonne correspondance entre ce modèle et les mesures expérimentales.

Cette expérience nous a permis de déterminer les effets de la température du socle de l'échantillon sur la température de la zone active. Nous constatons qu'ils n'apportent qu'une erreur de quelques pourcents, inférieure aux incertitudes de nos techniques de métrologie, et cela même pour un composant de grand développement où la puissance dissipée atteint plus que 10W.

### 7-1-8 Température en fonction de la puissance dissipée par la technique de décalage du pic de GaN.

La technique de détermination de la température par micro-Raman usuellement utilisée est basée sur le décalage du pic Raman en fonction de la température.[5, 6, 8].

Nous avons comparé les deux techniques de métrologie, décalage du pic Stokes et rapport des pics Stokes et anti-Stokes. Les mesures sur le composant en fonctionnement ont été réalisées à partir de la raie du Nitrure de Gallium E<sub>2</sub> LO à 568 cm<sup>-1</sup>.

A partir des mesures d'étalonnages présentées dans le chapitre 6-4-5, nous avons tracé l'évolution du pic de GaN en fonction de la température, celle-ci imposée par une plaque chauffante pendant cette étape.

Sur la structure HEMT, le pic E<sub>2</sub> LO du nitrure de gallium a sa fréquence optique à 521,5 cm<sup>-1</sup> à température ambiante, du fait de l'état de contrainte de la couche de GaN sur le substrat, dans le cas présent du silicium (plaque A243). En effet, la fréquence optique de la raie issue du processus Raman est fonction de la température et de la contrainte dans le matériau.

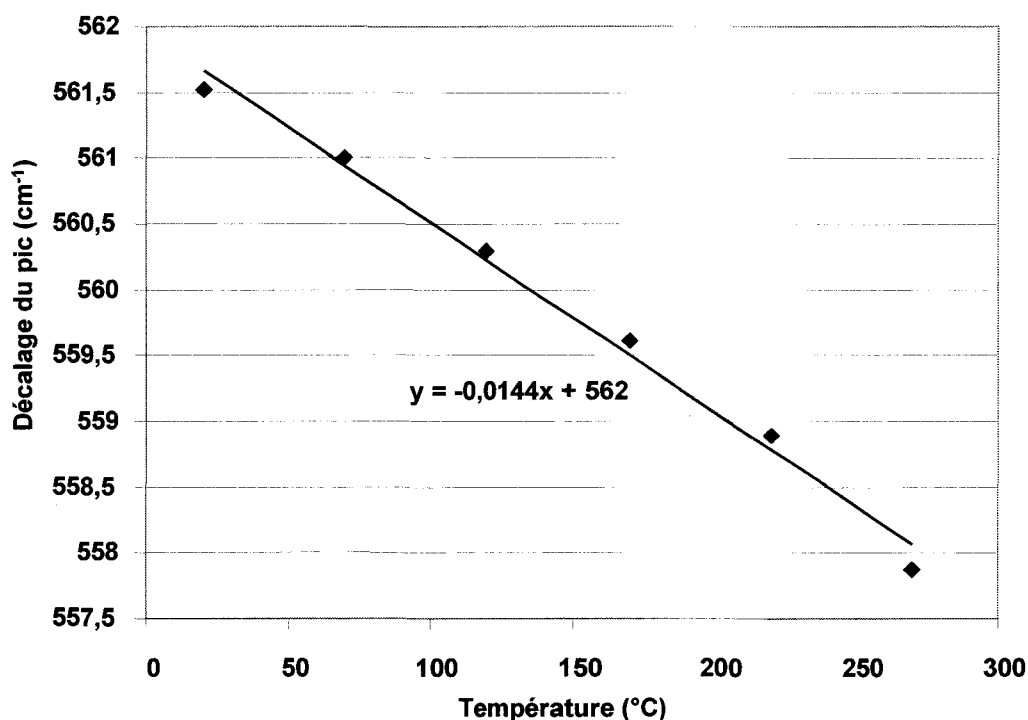


Figure (7 ; 1 ; 8 ; 1) : Mesure du décalage du pic de GaN, E<sub>2</sub> LO à 568 cm<sup>-1</sup>, avec la température sur une structure HEMT (A 243).

Le décalage du pic avec la température est présenté figure (7 ; 1 ; 8 ; 1). Nous définissons par régression linéaire une relation d'évolution de la raie dans cette gamme de température:

$$p = -0,0144T + 562$$

Avec p la valeur du pic en cm<sup>-1</sup> et T la température.

En inversant cette relation, nous associons une valeur de fréquence optique de la raie de GaN à une température :

$$T = -69,44p + 39027,8$$

A partir de cet étalonnage, nous avons déterminé l'évolution de la température en fonction de la puissance dissipée dans un transistor HEMT AlGaIn/GaN en considérant le décalage du pic  $E_2$  LO. L'étude a été réalisée à partir des mesures Raman du composant de deux doigts de 250 $\mu$ m de développement précédemment considéré, paragraphe 7-3-1.

La figure (7 ; 1 ; 8 ; 2) présente simultanément la mesure de la température en fonction de la puissance dissipée à partir des deux techniques de métrologie, décalage du pic Stokes, rapport des pics Stokes et anti-Stokes.

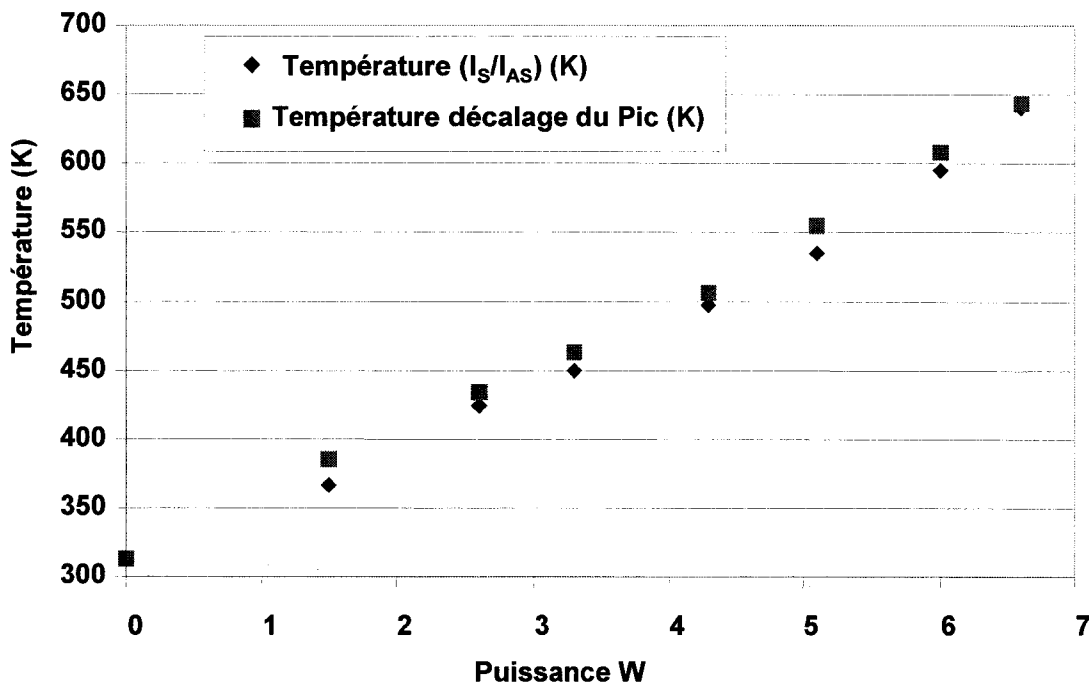


Figure (7 ; 1 ; 8 ; 2) : Mesure de la température en fonction de la puissance dissipée à partir des deux techniques, décalage du pic Stokes, rapport des pics Stokes et anti-Stokes

Nous remarquons un bon accord entre les deux techniques de mesure de la température avec un écart inférieur à 10K pour une élévation de température maximum de 330K. L'écart est maximum pour les faibles puissances dissipées, de par la précision sur la mesure de la gaussienne-lorentzienne anti-Stokes à basses températures.

Dans le cadre de la mesure par décalage du pic, une reproductibilité de la localisation du point de mesure est importante pour ne pas considérer un décalage du pic Raman associé à une inhomogénéité de la contrainte dans la couche étudiée. La mesure de la température peut se trouver faussée par un défaut du substrat, émergent dans le « buffer » en GaN ; par exemple, dans le cas de substrat de carbure de silicium pour lesquels les défauts sont encore très présents.

### **7-1-9 Conclusion des mesures thermiques par spectroscopie Raman**

La mesure de la température par micro-spectroscopie Raman ne donne pas la température absolue du réseau proche du gaz bidimensionnel d'électrons. Cette mesure permet d'obtenir une température moyenne de la couche de GaN dans un volume que nous avons estimée inférieur à 1,4 $\mu$ m.

Ces mesures nous ont permis d'établir une loi d'évolution de la résistance thermique en  $L^{-\frac{1}{2}}$ , avec L la longueur du doigt dans le cas de faible développement, pour un nombre de doigt  $\leq 2$ . Cette étude nous a permis d'évaluer l'effet du substrat, tempéré par la contribution de la couche de GaN commune aux différentes structures. De ce fait, la résistance thermique du composant n'obéit pas à une relation simple selon la conductivité thermique du substrat. Elles ont de plus permis de détecter les effets de couplage entre les doigts pour des développements importants qui rendent la relation  $L^{-\frac{1}{2}}$  inutilisable.

Les densités puissances dissipées injectées dans les composants sont de l'ordre de grandeur des valeurs présentées dans le modèle du chapitre 5 et correspondent à des rendements de drain supérieur à 50%. Pour ces densités de puissance dissipées, il a été mesuré des températures supérieures à 350°C dans le cas de substrats d'épitaxie en saphir.

Afin de déterminer la température absolue de la zone active, il est indispensable d'ajouter la contribution près de la surface de la couche de GaN d'une épaisseur de 1,4  $\mu$ m que la mesure Raman ne sonde que très imparfaitement. La contribution de cette couche a été estimée par des mesures électriques pulsée et déterminée par simulation par éléments finis à une valeur de 11 K.W<sup>-1</sup> (c.f. chapitre suivant).

## **7-2 Mesures de la température par caractéristiques électriques pulsées**

Les résultats des mesures pulsées se présentent en deux parties. La première constitue un complément aux résultats obtenus en Raman et compare différents développements afin d'identifier certains comportements thermiques. La deuxième partie est une étude utilisant la réponse dans le domaine temporel du composant afin de déterminer l'impédance thermique et la capacité thermique du bi-doigt de 250 $\mu$ m sur substrat silicium.

La mesure de température par pulse ne permet pas de localiser un point précis du composant mais donne une valeur moyenne de la température sur la globalité du développement du composant. En revanche, il est possible d'estimer la propagation du front de chaleur dans le composant. Elle permet de suivre la progression de la chaleur le long de l'axe de croissance de la structure, dans le cas d'un composant monté de façon classique (face arrière) et sans management thermique optimisé.

Des composants identiques à ceux utilisés pour l'étude Raman ont été utilisés pour les mesures pulsées (c.f. Tableau (7 ; 1 ; 1 ; 1)).

### **7-2-1 Etude de la température en fonction de la puissance dissipée :**

Dans cette première partie, la largeur du pulse étalon a été maintenue constante et égale à 100ns. Dans le chapitre précédent, nous avons vu que cette largeur de pulse correspondait à une longueur de diffusion thermique dans le matériau de 1,4 $\mu$ m. La température mesurée est donc localisée à 1,4 $\mu$ m du gaz d'électrons. Par comparaison cette distance est assez proche de la profondeur de pénétration du faisceau laser utilisé pour les mesures Raman.

Dans les expériences qui suivent, nous avons choisi la valeur de 1ms comme valeur de référence de régime quasi-continu afin de s'affranchir des effets de certains pièges. Ce régime quasi-continu permet de plus d'éviter l'apparition de dégradations irréversibles du composant du fait d'un fonctionnement continu à trop haute température ou trop fort courant (c.f. chapitre fiabilité).

Les mesures effectuées par cette méthode nous permettent d'obtenir directement l'expression de la température en fonction de la puissance dissipée injectée dans le composant.

#### **7-2-1-1 Variation de la température en fonction de la densité de puissance pour un bi-doigt de 250 $\mu$ m sur silicium.**

La figure (7 ; 2 ; 1 ; 1 ; 1) présente la mesure de la température en fonction de la densité de puissance, pour trois valeurs de polarisation de la tension de grille pour un développement de 2x250 $\mu$ m sur silicium. La mesure de la température a été réalisée pour des densités de puissance jusqu'à 9W/mm avec un gradient de température supérieur à 180 K. Nous avons vu qu'un tel gradient de température induit une chute d'un facteur trois de la

mobilité des porteurs ce qui conduit à une baisse des performances électrique du composant. Comme nous l'avons vu dans le modèle simple de la densité de puissance dissipée en fonction du rendement de drain, présentée dans le chapitre sur la fiabilité, cette densité de puissance dissipée constitue une valeur attendue dans un amplificateur de puissance utilisant du nitrure de gallium.

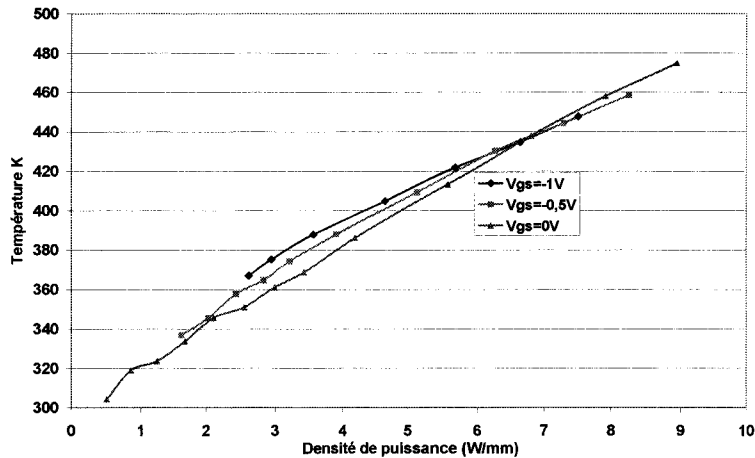


Figure (7 ; 2 ; 1 ; 1 ; 1) : Mesure de la température en fonction de la densité de puissance pour un bi-doigt de 250µm sur un substrat Si (Plaque A243).

### 7-2-1-2 Effet de la longueur du doigt sur la température du HEMT

Des mesures additionnelles de la température en fonction de la puissance dissipée ont été réalisées sur des composants de deux doigts de 150µm et 250µm pour une tension  $V_{GS}$  de 0V. Nous avons pu ainsi comparer le résultat des investigations réalisées par microscopie Raman.

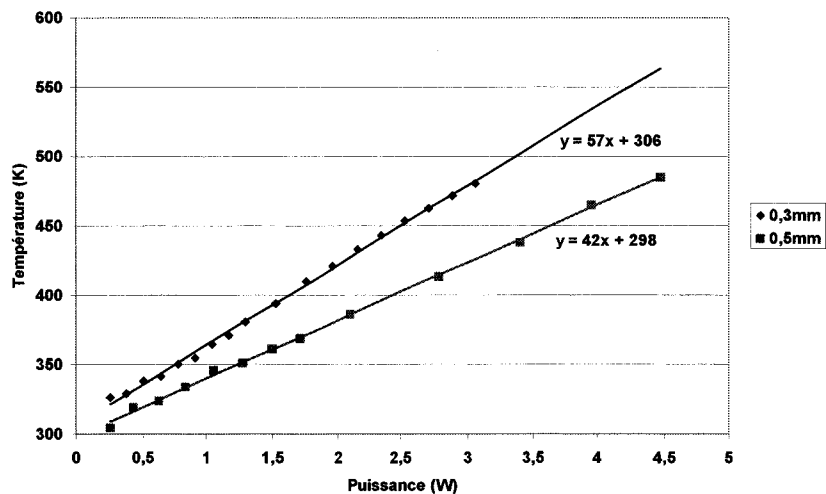


Figure (7 ; 2 ; 1 ; 2 ; 1) : Température en fonction de la puissance dissipée de composants deux doigts de 150µm et 250µm épitaxiés sur substrat de silicium.



La figure (7 ; 2 ; 1 ; 2 ; 1) montre les résultats de nos mesures. Les résistances thermiques sont de  $R_{TH0.5/Si}=42K.W^{-1}$  et  $R_{TH0.3/Si}=57K.W^{-1}$ , respectivement pour 0,5mm et 0,3mm de développement.

Ces mesures permettent de vérifier la loi d'évolution de la résistance thermique en  $L^{-2}$  déjà déterminée par spectroscopie Raman. Le rapport des résistances thermiques est de  $R=1,35$ , et la racine carrée de l'inverse du rapport des longueurs des doigts  $r=1,29$ . la relation se vérifie donc à 5% près comme pour le cas des mesures Raman.

### 7-2-1-3 Effet de la polarisation de grille sur la température d'un HEMT

La polarisation d'un transistor HEMT se réalise à l'aide d'une polarisation de drain positive et d'une polarisation de grille qui module la quantité de porteurs. Le champ électrique et l'énergie de dissipation thermique se répartissent différemment selon la tension de grille. Dans cette expérience, nous avons étudié l'effet de la tension de grille sur la température.

Les figures (7;2;1;3;1) et (7;2;1 ;3;2) présentent la mesure de la température en fonction de la puissance dissipée pour différentes valeurs de polarisation de la tension de grille, respectivement pour un développement de 0,5mm et 0,3mm. Le comportement des deux composants est très nettement différent et est attribué aux inhomogénéités de la plaquette A243. A canal ouvert ( $V_{GS}=0V$ ) les températures confirment de la loi d'évolution de la résistance thermique en  $L^{-2}$  déjà observée.

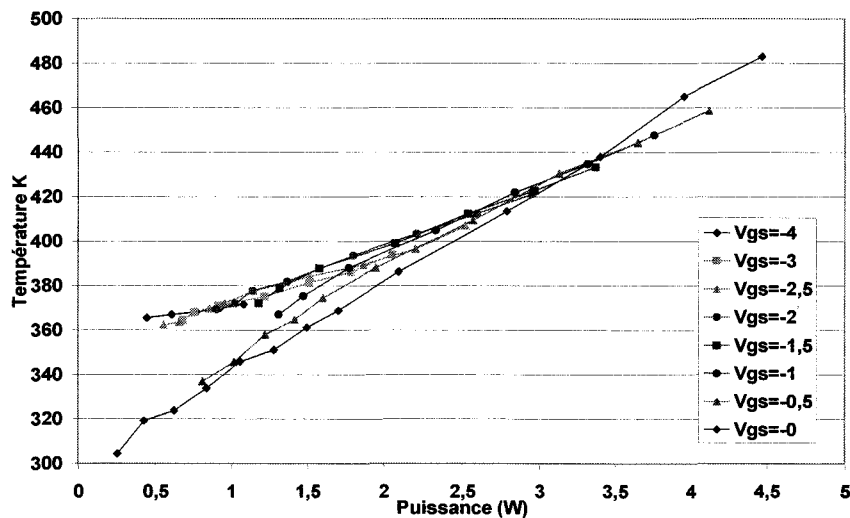


Figure (7 ; 2 ; 1 ; 3 ; 1) : Température en fonction de la puissance dissipée pour un bi-doigt de 250µm sur substrat Si (Plaquette A243).

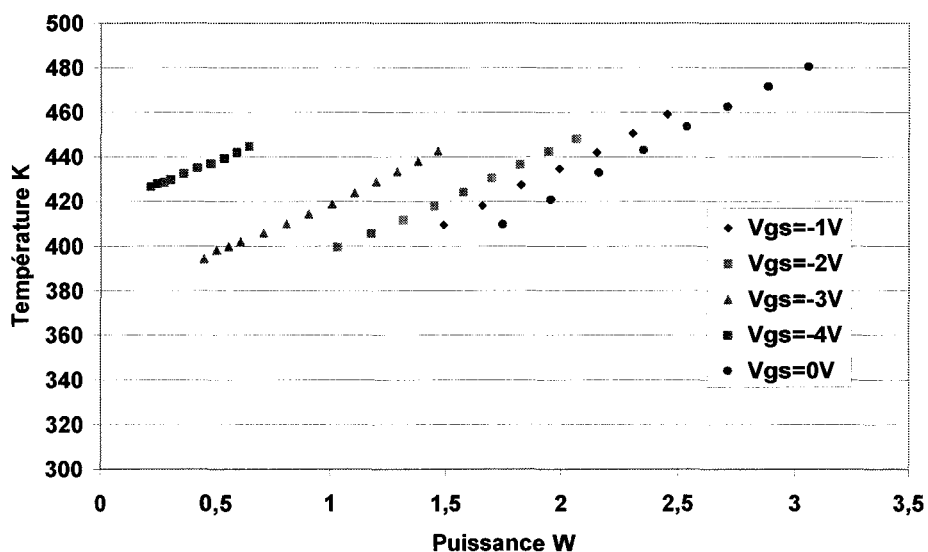


Figure (7 ; 2; 1 ; 3 ; 2) : Température en fonction de la puissance dissipée pour le bi-doigt de 150 $\mu$ m sur substrat Si (Plaque A243).

La contribution des pièges a été évaluée en extrapolant une puissance dissipée nulle.

Pour cette valeur, la température doit évidemment être celle de la température ambiante soit environ 300K. A tension de grille nulle, les températures pour des puissances injectées nulles ont été évaluées à 306K et 298K respectivement pour les composants de 0,3mm et 0,5mm. Un excellent accord est donc trouvé.

Pour le développement de 0,5mm (figure (7;2;1;3;1)) l'effet des pièges n'est pas très important, puisque l'extrapolation à puissance nulle donne des valeurs proches de 300K à moins de 10% pour des tensions de grille  $V_{GS}$  entre 0V et -2V.

Pour le développement de 0,3mm (figure (7;2;1;3;2)) dès que la tension de grille est différente de zéro, il n'est plus possible d'extrapoler une température proche de l'ambiante. Nous observons à puissance dissipée constante une augmentation de la température avec la décroissance de la tension de grille. Ainsi pour une puissance dissipée de constante de 1,5W la température augmente de 30K quand la polarisation de grille passe de -1V à -3V. Il semble qu'à chaque polarisation de grille différente, le courant se place dans un état stable de piège qui introduit une erreur constante sur la température. En revanche, la pente de la droite d'évolution de la température avec la puissance, qui correspond à la résistance thermique, est cohérente avec la valeur attendue, proche de celle mesurée à  $V_{GS}=0V$ .

Ces effets de pièges perturbent la mesure pulsée en modifiant la valeur absolue de la température mais pas la valeur de la résistance thermique.

A partir des mesures de température rapportée à la puissance dissipée dans le composant et ayant pris en compte les effets de pièges, nous pouvons déterminer les valeurs des résistances thermiques pour les différentes valeurs de tension de grille, de 0V à -3V, pour les deux développements 0,5mm et 0,3mm.

La figure (7;2;1;3;3) présente l'évolution de la résistance thermique avec la tension de grille pour les composants de 0,5mm et 0,3mm. La résistance thermique diminue sensiblement avec la tension de grille.

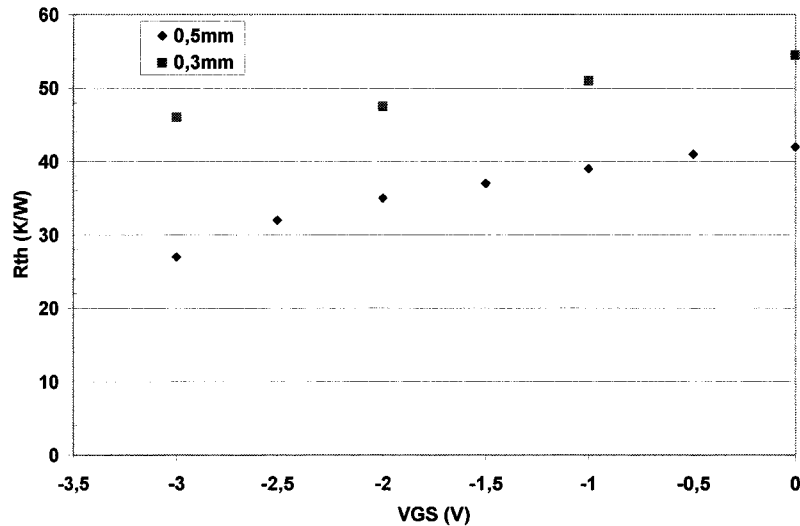


Figure ( 7 ; 2 ; 1 ; 3 ; 3 ) : Evolution de la résistance thermique en fonction de  $V_{GS}$  pour des composants de 0,3mm et de 0,5mm sur substrat Si (Plaque A243).

Nous avons vu dans le chapitre 6 que 70% de la chaleur est localisée en sortie de grille dans l'espace grille-drain.

Nous remarquons que la résistance thermique diminue au fur et à mesure que la tension de grille augmente. Cette baisse d'environ 15% de la résistance thermique peut-être attribuée à la variation de la répartition de l'énergie entre la grille et le drain quand  $V_{GD}$  augmente. Pour expliquer cette différence de répartition de l'énergie, l'équipe de Simulation Physique de IEMN a modélisé la répartition énergétique entre la source et le drain. La figure (7;2;1;3;4) montre un exemple de calcul hydrodynamique. Ce calcul montre l'augmentation du lieu d'échange de l'énergie quand  $V_{GS}$  augmente et cela à tension de drain constante. Or nous avons montré dans le chapitre 3 que l'expression de la résistance thermique est donnée par une relation simple de  $R_{th} = \rho l/S$ , où  $S$  est la surface de répartition de l'énergie,  $l$  l'épaisseur de la couche et  $\rho$  la résistivité du matériau. Par ce simple modèle, nous nous attendons effectivement à une diminution de la résistance thermique  $R_{th}$  quand la surface  $S$  augmente [10-11].

La figure (7;2;1;3;5) montre l'évolution de la température en fonction de la puissance dissipée, et cela pour trois valeurs de polarisation  $V_{GS}$  de 0V, -0,5V et -1V, d'un composant de 0,4mm (8 doigts de 50 $\mu$ m) sur substrat de carbure de silicium. A partir de ces mesures nous avons déterminé par régression linéaire des valeurs de résistance thermique de 16,5  $K.W^{-1}$  pour  $V_{GS}=0V$  et 15 $K.W^{-1}$  pour  $V_{GS}=-1V$ . La diminution de la résistance thermique avec  $V_{GS}$  est moindre pour un substrat de carbure de silicium. La meilleure conductivité thermique du substrat doit réduire les écarts de répartition des calories dans la couche de GaN.

**Distribution de l'énergie dans un HEMT  
AlGaN/GaN**

$V_{GS}=0V, V_{DS}=15V$

**Distribution de l'énergie dans un HEMT  
AlGaN/GaN**

$V_{GS}=-4V, V_{DS}=15V$

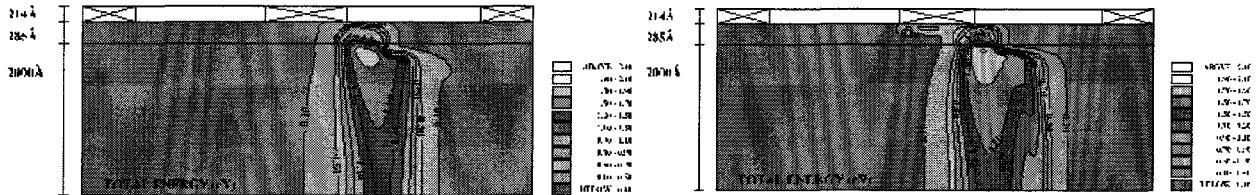


Figure (7 ; 2; 1 ; 3 ; 4) Simulation de la répartition de l'énergie en fonction de la polarisation de grille.

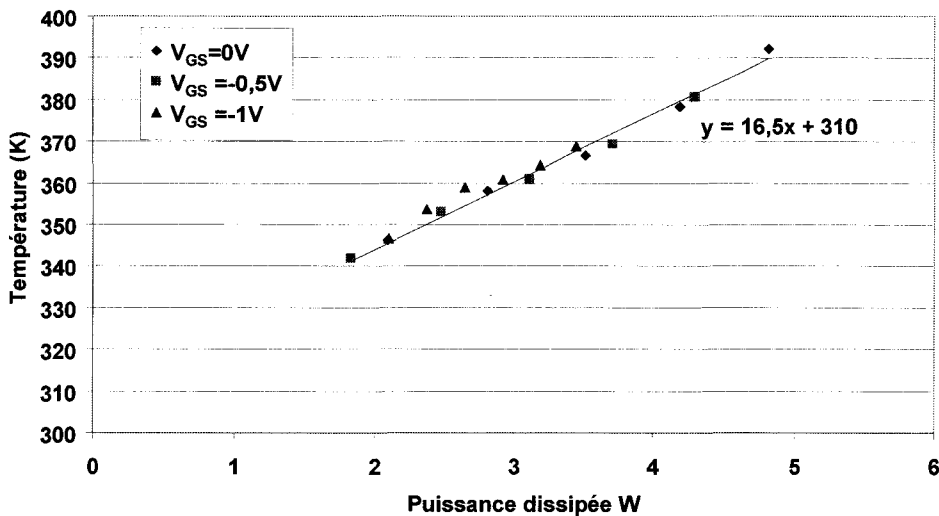


Figure (7 ; 2; 1 ; 3 ; 5) : Mesure de la température en fonction de la puissance dissipée pour un 8 doigts de  $50\mu m$  sur substrat en SiC (Plaque ATMI855).

**7-2-2 Etude dynamique de l'impédance d'une structure HEMT**

La méthode de mesure de la température par mesure électrique pulsée permet aussi suivre la progression de la chaleur le long de la structure du composant. Avec cette technique nous pouvons déterminer les différentes contributions thermiques des couches qui constituent le système, la brasure, le boîtier... Dans un deuxième temps, nous avons utilisé cette technique expérimentale pour déterminer les impédances thermiques des couches qui constituent la partie active du composant et d'en déterminer les capacités thermiques associées à la structure. Les mesures ont été réalisées sur le HEMT, bi-doigt de  $250\mu m$  sur substrat silicium de la plaque A243

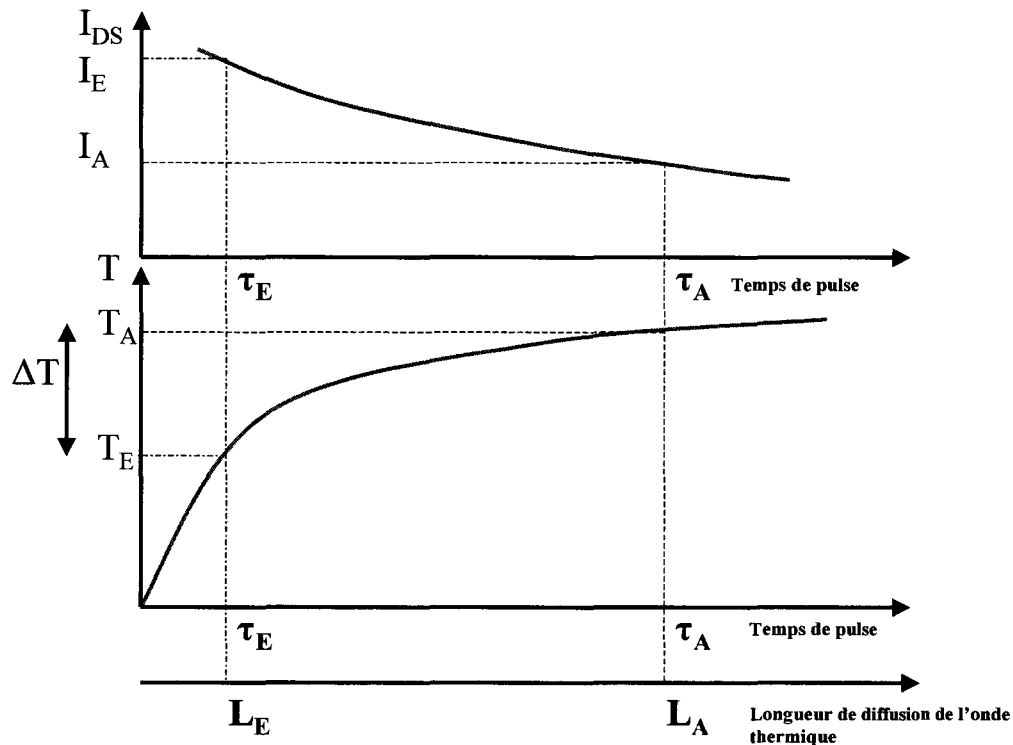


Figure (7 ; 2 ; 2 ; 1) : Principe de la mesure de la température par caractérisation électrique pulsée associée à la longueur de diffusion thermique.

La figure (7 ; 2 ; 2 ; 1) présente de façon schématique la chute du courant  $I_E$  et  $I_A$  respectivement lié à la largeur des pulses étalon  $\tau_E$  et d'analyse  $\tau_A$  pour un même point de polarisation  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$ , avec  $\tau_E < \tau_A$ . Cette chute de courant est associée à la chute de la mobilité des porteurs dans le gaz 2D quand la température augmente.

Simultanément le schéma représente les températures  $T_A$  et  $T_E$  lié à la largeur des pulses étalon  $\tau_E$  et d'analyse  $\tau_A$ . La différence de température  $\Delta T$  mesurée par cette technique est la différence entre  $T_A$  et  $T_E$  aux abscisses  $L_A$  et  $L_E$ , longueur de diffusion thermique respectivement pour la durée du pulse d'analyse  $\tau_A$  et d'étalon  $\tau_E$ .

Nous avons utilisé cette technique de deux façons différentes :

- Partie 7-2-2-1 : Nous avons étudié l'élévation de la température du GaN à proximité du canal ( $1,4\mu\text{m}$  du fait de la largeur du pulse étalon minimum de  $100\text{ns}$ ) en fonction de la largeur du pulse d'analyse de  $200\text{ns}$  à  $1\text{ms}$ . Il s'agit de la méthode classiquement utilisée, où le pulse étalon doit induire un échauffement minimal. Nous avons étudié par cette méthode la montée en température d'un composant.
- Partie 7-2-2-2 : On considère dans cette partie un pulse d'analyse constant fixé à  $1\text{ms}$ , et en revanche plusieurs valeurs de pulse-étalon ont été utilisées de  $100\text{ns}$  à  $10\mu\text{s}$ . Par cette seconde technique originale, nous avons estimé le gradient de température dans le composant en régime établi.

Dans le cas du fonctionnement dynamique du composant, nous avons présenté dans le chapitre 3 la modélisation de l'échauffement du transistor au cours du temps par des cellules d'impédance thermique  $Z_{th}$  en série modélisant les différentes couches de matériaux

rencontrés par le flux de chaleur. La constante de temps associée à chacune des strates de matière est définie par  $\tau_{th} = R_{th} * C_{th}$ . La cellule élémentaire est constituée par une résistance thermique  $R_{th}$  en statique liée au matériau avec en parallèle une capacité thermique  $C_{th}$  dépendant de la diffusivité thermique du matériau.

### **2-2-1 Cinétique d'élévation en température d'une structure HEMT sur substrat silicium.**

Le pulse étalon de 100ns permet de mesurer l'évolution de la température à environ 1,4 $\mu$ m sous le gaz 2-D en fonction de la durée du pulse d'analyse.

Le schéma de la figure (7;2;2;2 ;1) présente le principe de la mesure de l'impédance thermique en fonction de la profondeur. Nous déterminons les impédances thermiques entre l'abscisse  $z_1$  donné par le pulse étalon à 1,4 $\mu$ m de la zone active et la position du front de chaleur défini par la largeur du pulse d'analyse  $z_2$ . Les flèches du schéma représentent les abscisses associées aux longueurs de diffusion thermique des largeurs de pulse d'analyse. Nous avons déterminé les températures du GaN pour des largeurs de pulse d'analyse de 200ns, 500ns, 1 $\mu$ s, 5 $\mu$ s, 10 $\mu$ s et 1ms [12].

Nous avons limité la mesure à une largeur de pulse 1ms, car en effet des mesures d'analyses de durées supérieures, quasi-continues, nous avons remarqué que des effets de pièges interviennent dans la chute du courant de drain et faussent les températures estimées. De plus, en choisissant une largeur de pulse de 1ms la longueur de diffusion ne dépasse pas l'épaisseur du substrat et ainsi la mesure n'est pas perturbée par la dissipation thermique dans la brasure du composant sur le boîtier.

Le tableau suivant présente les épaisseurs de matériau parcouru selon la durée du pulse d'analyse, depuis l'origine des mesures  $z_1$  jusqu'à la limite du front de chaleur  $z_2$  en prenant en compte les valeurs des différentes diffusivités thermiques des matériaux qui constituent la structure.

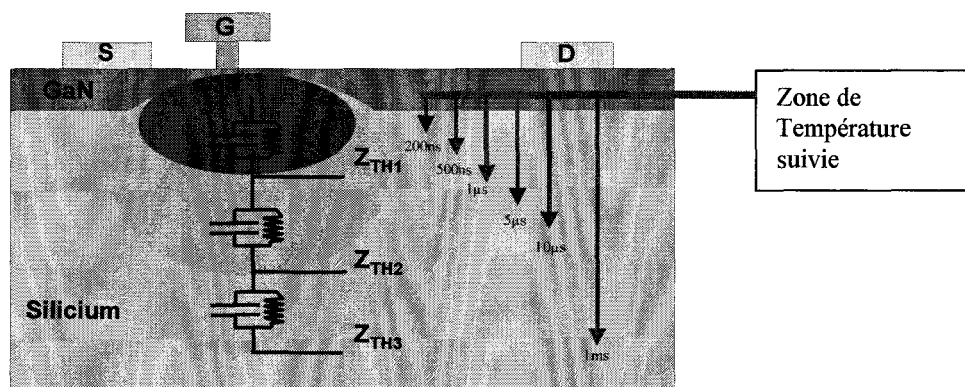


Figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 1) : Schéma du principe de mesure de l'impédance thermique du HEMT par variation de la largeur de pulse d'analyse

Pulse étalon (ns)	Pulse quasi-continue (ns)	$\Delta t$ (ns)	Longueur de diffusion par rapport à $z_1$ ( $\mu\text{m}$ )
100	200	100	1,3
100	500	400	2,9
100	1000	900	4,9
100	5000	4900	9,6
100	10000	9900	13,7
100	100000	99900	138

Tableau (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 1) : Calcul des longueurs de diffusion thermique pour les différentes largeurs de pulse.

La figure (7;2;2;2;2) montre la température en fonction de la puissance dissipée pour les différentes mesures d'analyse déterminées par la méthode de coïncidence. Nous obtenons donc l'évolution de l'impédance thermique dans le temps de 200ns à 1ms pour une mesure étalon de 100ns. La figure (7;2;2;2;3) présente les mesures d'impédance en fonction du temps de pulse et en fonction de la distance parcourue par le flux thermique le long de l'axe de croissance de la structure HEMT.

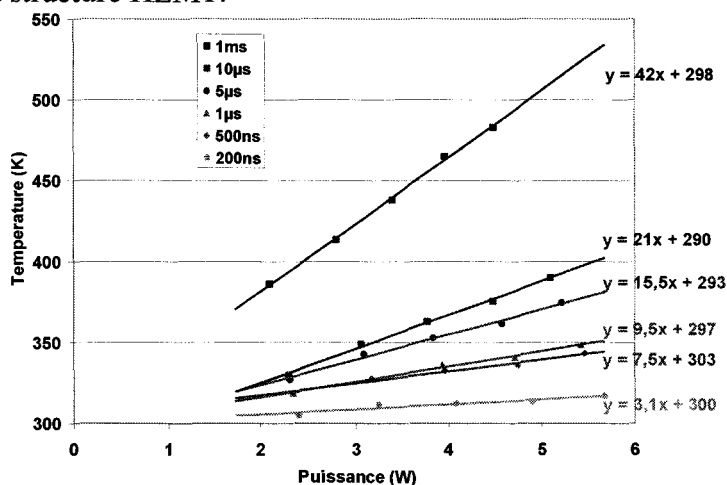


Figure (7;2;2;2;2) : Mesure de la température en fonction de la puissance dissipée pour différentes largeurs de pulses d'analyse (substrat Si - sonde de 100ns – bi-doigt de 250 $\mu\text{m}$ ).

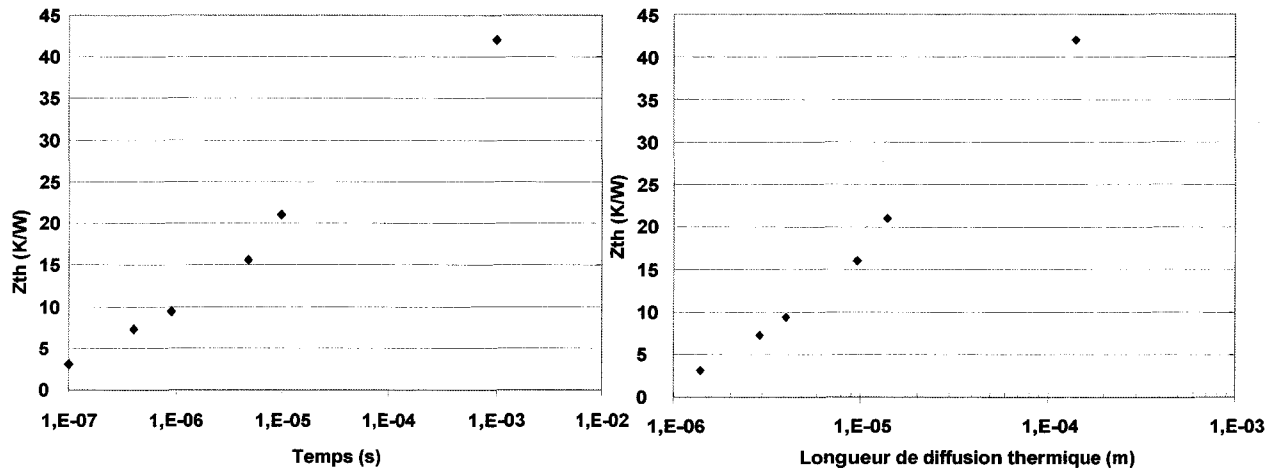


Figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 3) : Evolution de l'impédance thermique en fonction de la largeur du pulse d'analyse et de la longueur de diffusion thermique (sonde de 100 ns - bi-doigt de 250 $\mu$ m).

A partir des différentes valeurs de résistance thermique déterminées, nous avons modélisé l'impédance thermique du composant à l'aide de trois cellules élémentaires  $Z_{TH1}$ ,  $Z_{TH2}$  et  $Z_{TH3}$  en série composées chacune d'une résistance et d'une capacité thermique en parallèle, comme le montre le schéma de la figure (7;2;2;2;1). La figure (7;2 ;2 ;2 ;4) montre la superposition de nos mesures et du modèle. Le tableau (7;2;2;2;2) donne les paramètres que nous avons déterminés pour avoir le meilleur accord. Nous remarquons que trois constantes de temps permettent de couvrir 4 décades de temps.

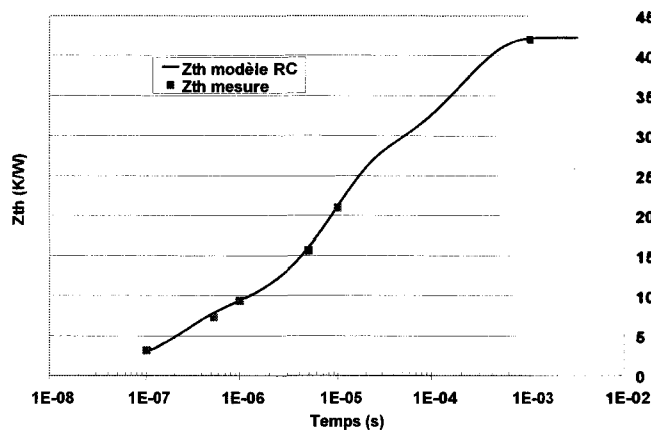


Figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 4) : Evolution de l'impédance thermique en fonction de la largeur du pulse d'analyse : mesures et modélisation par cellules d'impédance thermique  $Z_{th}$  (Plaque A243- bi-doigt de 250 $\mu$ m – sonde de 100ns)

Impédance thermique (K/W)	Résistance thermique (K/W)	Constante de temps (seconde)	Capacité thermique (J/K)
$Z_{TH1}$	7,3	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-8}$
$Z_{TH2}$	19	$8 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^{-7}$
$Z_{TH3}$	16	$2 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$

Tableau (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 2) : Paramètres des 3 cellules thermiques décrivant l'impédance thermique d'un HEMT bi-doigt de 250 $\mu$ m sur Si.



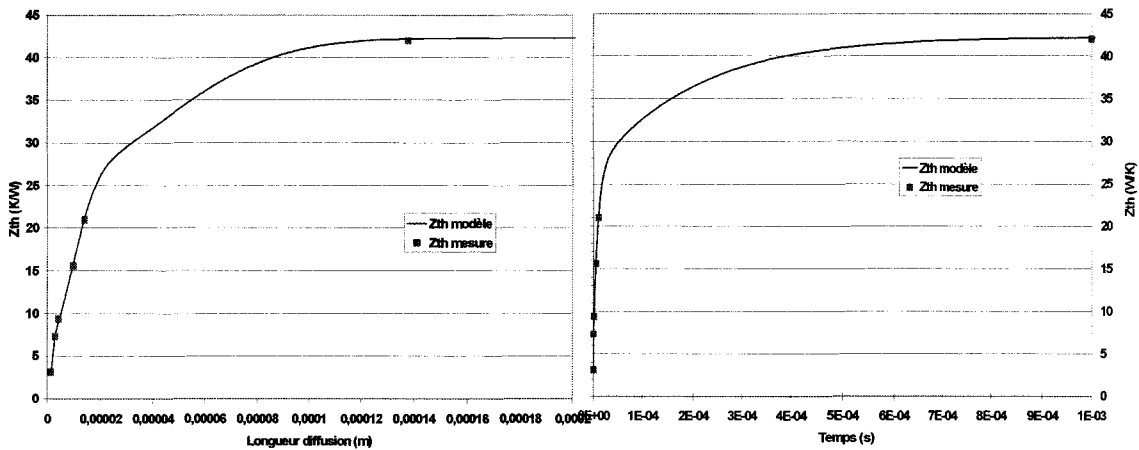


Figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 5) : Impédance thermique en fonction de la largeur du pulse d'analyse et la longueur de diffusion thermique : Mesures et modélisation par cellules d'impédance thermique  $Z_{th}$  (Echelle des abscisses linéaires -Plaque A243 –  $2 \times 250 \mu\text{m}$  – substrat Si)

La figure (7;2;2;2;5) montre l'évolution de l'impédance en fonction du temps et de la longueur de diffusion de la chaleur avec l'axe des abscisses linéaire. Cette mesure de la température du GaN permet de montrer une croissance importante de l'impédance thermique lorsque les calories franchissent les premiers  $50 \mu\text{m}$  de matière. 75% de la résistance thermique y est localisée de fait. La contribution de la résistance thermique au-delà des  $150 \mu\text{m}$  est très faible jusqu'à la brasure et même au-delà si la brasure est de bonne qualité. Pour obtenir une amélioration sensible du management thermique d'un composant, il faut donc agir au plus près de la zone active.

### **7-2-2-2 Gradient de température dans le composant en régime établi.**

Pour compléter l'expérimentation précédente nous avons étudié les 15 premiers microns de matériau au plus près du gaz bidimensionnel et ainsi déterminé la contribution de la couche de GaN au plus près de la zone active [12].

Dans cette deuxième expérience, nous avons utilisé plusieurs largeurs de pulses étalons pour mesurer la température dans la structure en maintenant la mesure quasi-continue à 1ms. Pour comprendre le principe de notre mesure, il suffit de remarquer que si une durée de pulse-étalon égale à la durée du pulse d'analyse est utilisée, alors l'estimation de l'élévation de la température par la méthode de coïncidence serait égale à zéro. Un pulse-étalon plus court que le pulse d'analyse donne en fait l'écart de température entre la fin du pulse-étalon et la température atteinte pour une durée égale au pulse d'analyse. Ainsi, nous déterminons le gradient de température dans les 15 premiers microns du composant pour un régime établi équivalent à la valeur du pulse d'analyse de 1ms. Le principe de la mesure est présenté sur le schéma ci-dessous (figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 6)). La flèche le long de l'axe de croissance du matériau représente l'axe de progression de la chaleur pour un pulse d'analyse constant de 1ms. Les flèches transversales indiquent la localisation des mesures de température aux différentes abscisses le long de l'axe de progression de la chaleur lié aux largeurs de pulse-étalon.

Les largeurs de pulse-étalon utilisées sont de 100ns, 200ns, 500ns,  $1 \mu\text{s}$ ,  $5 \mu\text{s}$  et  $10 \mu\text{s}$ . Cette technique permet de déterminer la température à différentes abscisses définies par les longueurs de diffusion thermique dans les couches, associées aux largeurs de pulses. Le

tableau (7;2;2;2;3) présente les valeurs de diffusion thermique associées aux largeurs de pulse et la figure (7;2;2;2;7) la température en fonction de la durée du pulse-étalon.

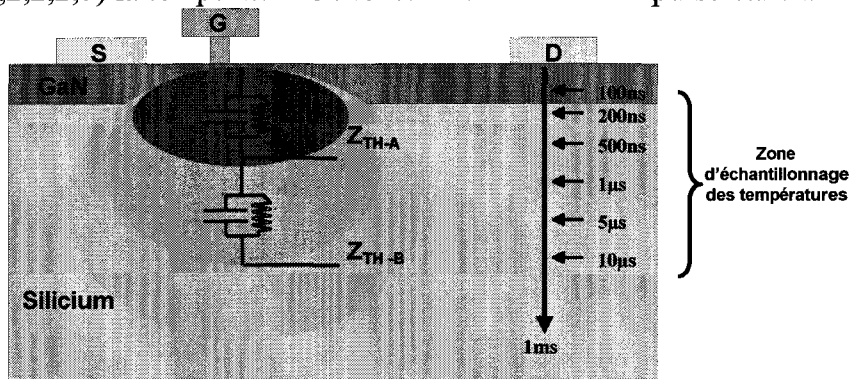


Figure (7;2;2;2;6) : Schéma du principe de mesure de l'impédance thermique du HEMT AlGaIn/GaN en utilisant des largeurs de pulse-étalon variables

Pulse étalon (ns)	Pulse quasi-continue (ms)	Longueur de diffusion ( $\mu\text{m}$ )
100	1	1,3
200	1	1,9
500	1	4,3
1000	1	5,9
5000	1	11,7
10000	1	15,8

Tableau (7;2;2;2;3) : Longueur de diffusion pour les différentes largeurs de pulse-étalon.

A partir des différentes valeurs de résistance thermique relevées pour les différentes valeurs de pulse-étalon, nous avons modélisé l'impédance thermique à l'aide de deux cellules élémentaires en série  $Z_{\text{TH-A}}$  et  $Z_{\text{TH-B}}$ , composées d'une résistance et d'une capacité thermiques en parallèle.

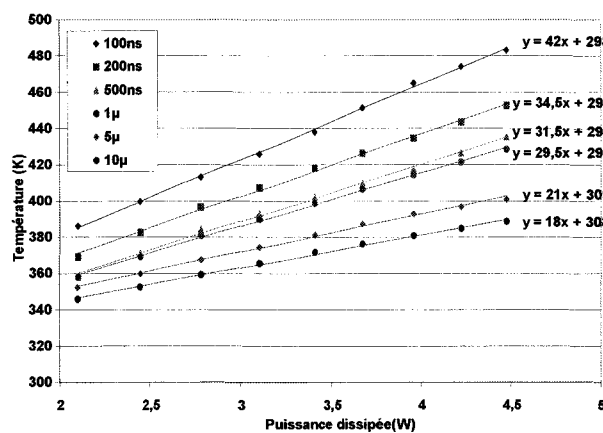


Figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 7) : Température en fonction de la puissance dissipée pour différentes largeurs de pulse-étalon (Si - Plaque A243 – 2x250 $\mu\text{m}$ )

La figure (7;2;2;2;8) présente l'impédance thermique en fonction de la durée du pulse-étalon et en fonction de la distance parcourue par le flux thermique le long de l'axe de croissance de la structure HEMT.

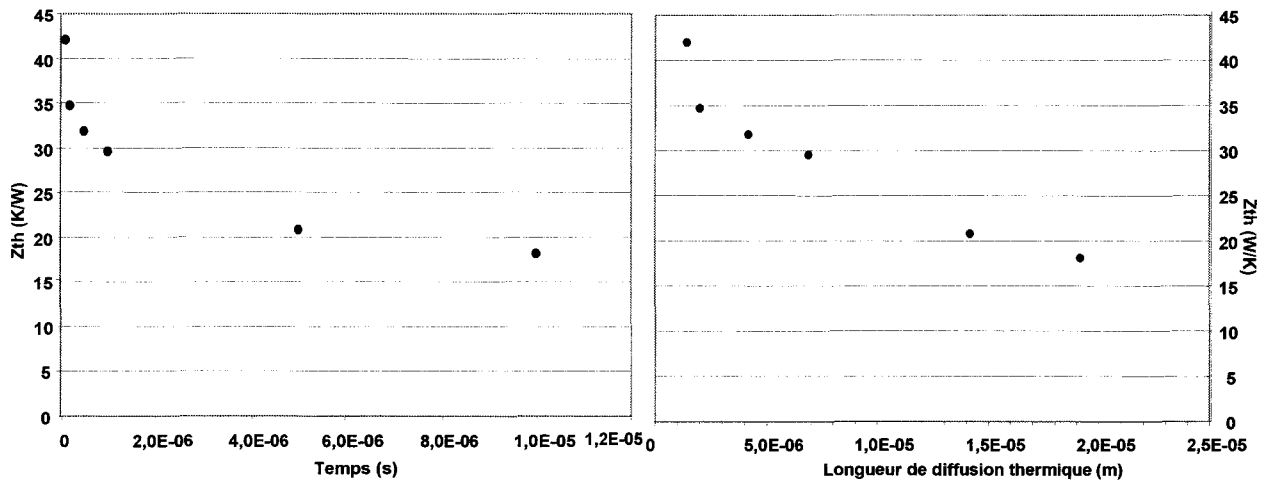


Figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 8) : Evolution de l'impédance thermique en fonction de la largeur du pulse-étalon et de la longueur de diffusion thermique (Plaque A243- Si – 2x250µm)

A partir des différentes valeurs de résistance thermique relevées pour les différentes valeurs de pulse-étalon, nous avons pu modéliser la structure à l'aide de deux cellules élémentaires d'impédances thermiques  $Z_{TH-A}$  et  $Z_{TH-B}$  en série, composées d'une résistance thermique et d'une capacité thermique en parallèle comme le montre le schéma de la figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 6). La figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 9) montre l'adéquation entre le modèle et nos mesures. Le tableau (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 4) donne la valeur des paramètres.

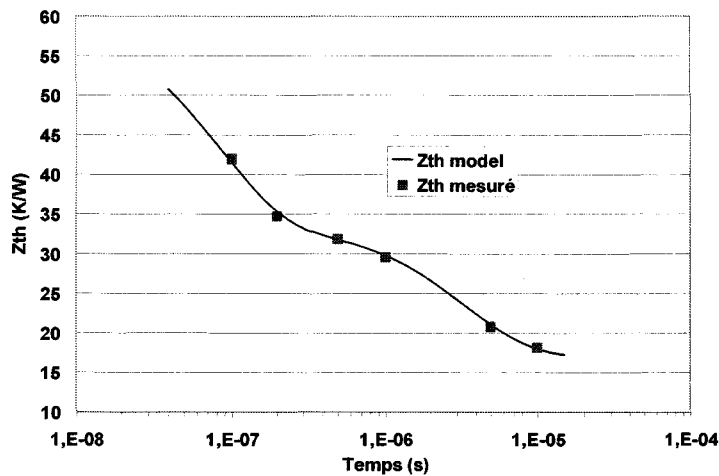


Figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 9) : Evolution de l'impédance thermique en fonction de la largeur du pulse : Mesures et modélisation par cellules RC d'impédance thermique  $Z_{th}$  (Plaque A243 – Si – 2x250µm)

Impédance thermique (K/W)	Résistance thermique (K/W)	Constante de temps (seconde)	Capacité thermique (J/K)
Zth1	28	$8 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-9}$
Zth2	17	$5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-7}$
Rth initial	17		

Tableau (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 4) : Paramètres des deux cellules thermiques élémentaires dans le cas de sonde-étalons de durées variables (Si – A243- 2x250µm)

En utilisant notre modèle d'impédance thermique RC à deux constantes de temps, nous pouvons déterminer la température au niveau de l'hétérojonction pour un temps de pulse infiniment petit (figure (7;2;2;2;10)). La résistance thermique globale est estimée à  $57 \text{ W.K}^{-1}$  avec une contribution de la couche de GaN d'environ  $15 \text{ W.K}^{-1}$ .

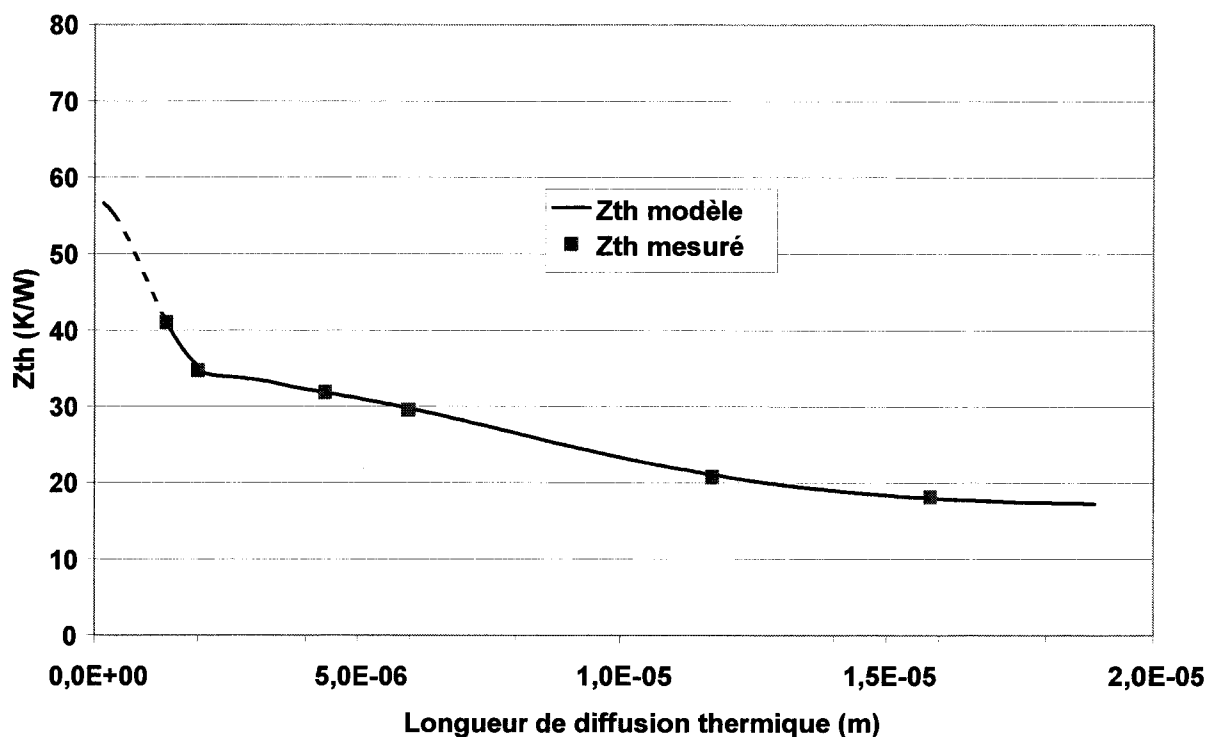


Figure (7 ; 2 ; 2 ; 2 ; 10) : Evolution de l'impédance thermique en fonction de la longueur de diffusion thermique : Mesures et modélisation par cellules RC d'impédance thermique  $Z_{th}$  (Plaque A243 – Si – 2x250µm)

La valeur de la contribution de la couche de GaN a aussi été déterminée par simulation par éléments finis dans le chapitre 9 et estimée à  $11 \text{ K.W}^{-1}$ . Le modèle basé sur nos mesures est donc en accord avec nos simulations. Nous remarquons que plus de 65% de la résistance thermique globale provient des 15 premiers µm de matière dans le cas d'un report classique sur le substrat.

### **7-2-3 Conclusion des mesures thermiques par pulse I-V**

La mesure de la température par caractéristique I-V pulsée ne donne pas la température absolue du cristal dans le voisinage immédiat du gaz bidimensionnel d'électrons, même pour un pulse-étalon aussi bref que 100ns qui correspond à l'état de l'art. Cette durée de pulse-étalon ne permet d'obtenir la température du cristal que dans la couche de GaN à 1,4 $\mu$ m du gaz bidimensionnel. La résolution de la mesure pulsée est donc sensiblement identique à celle de la spectroscopie Raman. Cette technique est complémentaire à l'analyse Raman car elle permet de mesurer la température de composants pour lesquels l'accès « optique » de leur zone active est impossible (présence de drain thermique, flip-chip...).

Ces mesures nous ont permis de confirmer la loi d'évolution de la résistance thermique en  $L^{-\frac{1}{2}}$ , où L est la longueur du doigt dans le cas de faible développement. De plus nous avons constaté un effet de la polarisation  $V_{GS}$  sur la résistance thermique.

Les densités puissances dissipées injectées dans les composants dans notre étude sont de l'ordre de grandeur des niveaux qui seront présents dans les composants utilisés dans les amplificateurs. Pour ces densités de puissance dissipées atteignant 9W/mm, il a été mesuré des températures supérieures à 300°C. Les mesures de mobilité des porteurs du chapitre 4 montrent une importante chute du courant, proche d'un facteur 4 qui pourrait dégrader les performances des composants.

Enfin, afin de remonter à la température absolue de la zone active, il est indispensable d'ajouter la contribution de la couche de GaN estimée par un modèle  $R_{th} C_{th}$  à 15 K.W<sup>-1</sup> et par simulation par élément finis à 11 W.K<sup>-1</sup>. La contribution de cette couche est essentielle car les mesures de l'impédance thermique dans le matériau montrent que 65% de la résistance thermique globale se trouve dans les 15 premiers  $\mu$ m de matière dans le cas d'un report classique.

Nous confirmons ici que pour obtenir une amélioration sensible du management thermique d'un composant de puissance, il faut agir au plus près de la zone active.

## **7-3 Mesure de température par microscopie thermique à balayage (SThM)**

### **7-3-1 Méthodologie**

Les composants mesurés par microscopie thermique à balayage sont issus des plaques A243 et LO179 épitaxiées sur substrat Si présentées dans le tableau de la figure (7;3;1;1).

Structure globale de l'épitaxie					Développement des HEMTs par plaques (mm)
Nom de plaque	GaN/AlGaN (nm)	GaN (nm)	Couche de Nucléation (nm)	Substrat ( $\mu\text{m}$ )	
A243	1/30	1500	520	Si/280	2x150 $\mu\text{m}$
LO179	1.2/300	1500	500	Si/400	2x250 $\mu\text{m}$

*Tableau (7 ; 3 ; 1 ; 1) : Présentation des structures épitaxiales et des composants utilisés.*

Les résultats obtenus par la technique SThM ont été réalisés avec les pointes de l'Université de Lancaster. Des mesures avec les pointes du commerce fournies par VEECO ne permettaient pas d'atteindre la zone active du composant. Les composants n'étant passivés que sur la zone active et sur 1 $\mu\text{m}$  des plots de contact ohmique, seul l'intervalle drain-source a pu être mesuré afin d'éviter tout risque de court-circuit.

Le but des mesures SThM est d'une part de mesurer la température au plus près de la zone active à partir de la surface du composant en fonction de la puissance dissipée et d'effectuer une cartographie de la température sur la couche de passivation à un point de polarisation constant ou modulé [13-15].

Nous avons vu que les précédentes techniques de mesures de la température, Raman et caractéristique I-V pulsée, ne permettent une mesure qu'à un micron ou plus du gaz bidimensionnel. La mesure SThM permet de faire une mesure de la température à environ 25nm du gaz d'électrons, qui est l'épaisseur de la couche d'AlGaN de l'hétérostructure.

### **7-3-2 Mesure de la température en fonction de la puissance**

La mesure de la température en fonction de la puissance dissipée a été réalisée sur un composant de 2x150 $\mu\text{m}$  sur substrat silicium, issu de la plaque A 243. La polarisation est continue et le composant est brasé sur un bloc de cuivre qui permet de diffuser les calories. La mesure est faite à partir d'un balayage de 5 $\mu\text{m}$  sur une largeur de 500nm entre l'espace drain grille, proche de celle-ci et au centre du composant comme le montre la figure (7 ;3 ;2 ;1). Nous avons vu dans le chapitre 3 que cet espace représente le lieu de la température maximum.

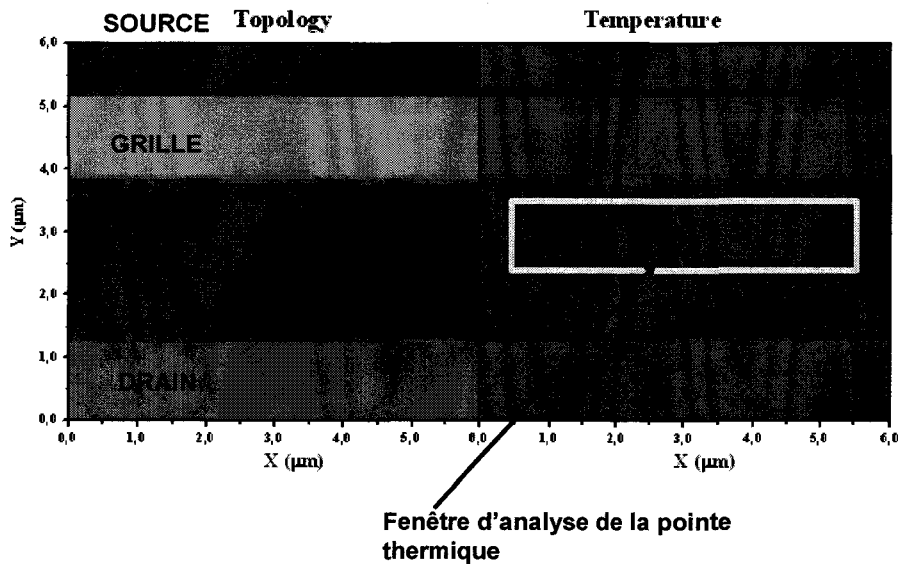


Figure (7 ; 3 ; 2 ; 1), Mesure simultanée de la topologie et de la température de fonctionnement d'un transistor HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> de 2x150 $\mu$ m sur substrat silicium.

La figure (7 ; 3 ; 2 ; 2), montre les températures de fonctionnement que nous avons déterminées pour des puissances injectées atteignant plus de trois watts. Nous avons mesuré une élévation de température supérieure à 250K. Les pointes classiques du commerce sont limitées à une centaine de Kelvin du fait d'effet bi-lame et ce résultat constitue une validation des pointes de l'Université de Lancaster et a permis de dépasser l'état de l'art précédent. A partir de ces mesures, nous avons pu déterminer par régression linéaire une valeur de résistance thermique de 75K.W<sup>-1</sup>.

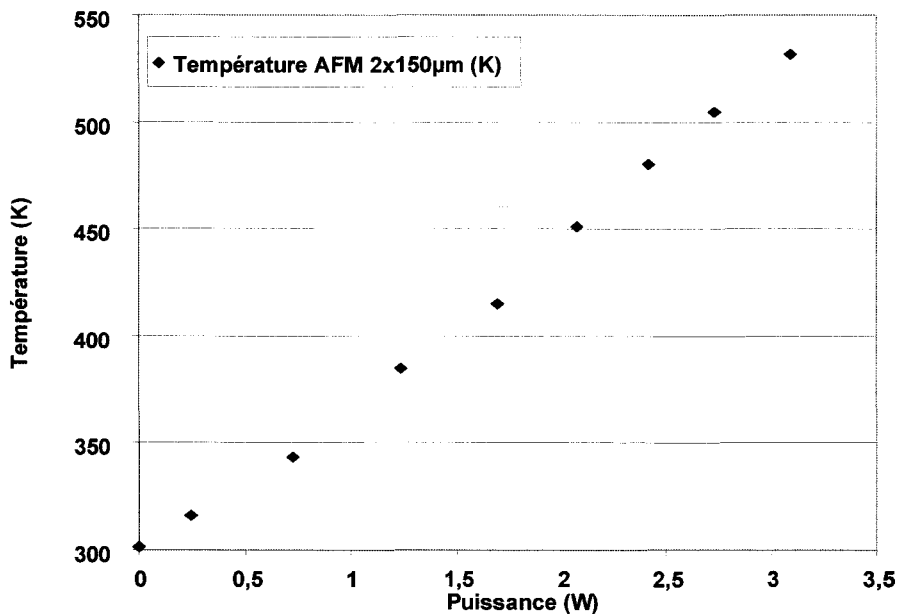


Figure (7 ; 3 ; 2 ; 2) : Mesure de la température en fonction de la puissance dissipée pour un HEMT de deux doigts de 150 $\mu$ m épitaxiés sur substrat de silicium.

### 7-3-3 Mesure de cartographie de la température sur l'espace drain-source

Avec cette technique, nous avons accès à la température au plus proche de la zone active, ainsi nous pouvons déterminer la répartition des calories à la surface du composant passivé. Dans cette expérience, nous avons cherché à mesurer le gradient de température dans l'espace drain source et ceci en fonction des polarisations de drain et de grille du composant pour retrouver les résultats présentés dans le cas des mesures pulsées. La mesure est réalisée sur un composant de 0,5mm de développement issu de la plaque LO179.

Le composant est brasé sur une alumine et la conductivité thermique du montage est donc moins performante qu'habituellement, la brasure présentant en plus des artéfacts. Nous obtenons ainsi des températures et une résistance thermique supérieures à celles attendues.

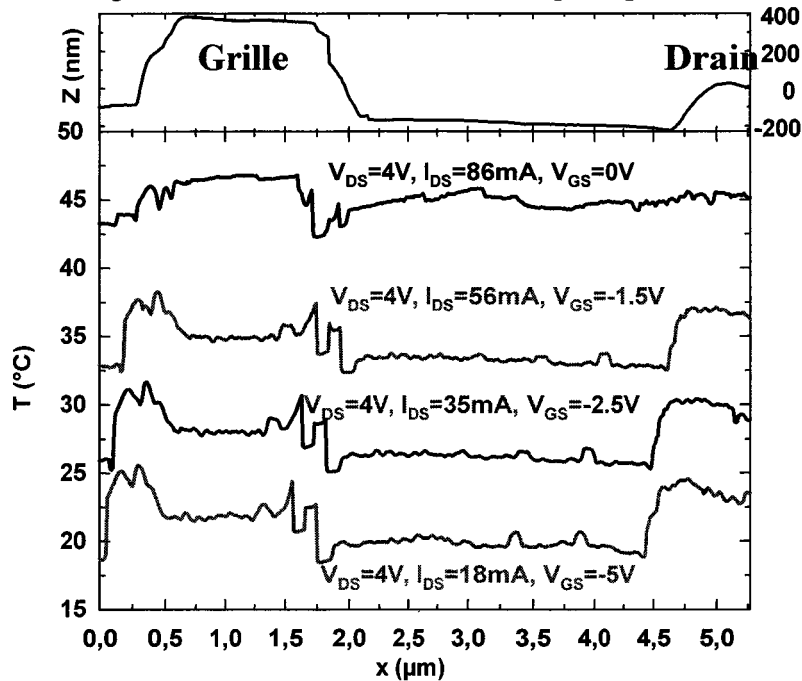


Figure (7 ; 3 ; 3 ; 1) : Mesure de la température pour différentes valeurs de puissance dissipée ( $V_{DS}=4V$  ;  $V_{GS}$  variable) d'un HEMT de deux doigts de  $250\mu m$  épitaxiés sur silicium.

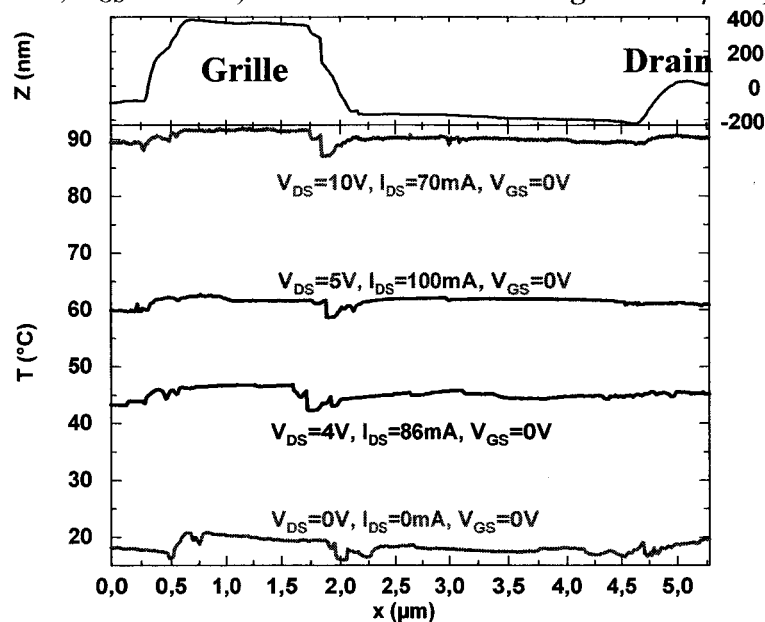


Figure (7 ; 3 ; 3 ; 2) : Mesure de la température pour différentes valeurs de puissance dissipée ( $V_{DS}$  de 0V à 10V ;  $V_{GS}=0V$ ) d'un HEMT de deux doigts de  $250\mu m$  épitaxiés sur silicium.



Les figures (7 ; 3 ; 3 ; 1) et (7 ; 3 ; 3 ; 2) présentent les mesures de température respectivement à  $V_{GS}$  variable ( $V_{DS}=4V$ ) et à  $V_{GS}$  fixé à 0V avec  $V_{DS}$  de 0V à 10V. Le résultat des mesures ne montre pas de gradient particulier en fonction des différentes polarisations.

Nous ne déterminons pas de gradient thermique important car l'isolant électrique  $Si_3N_4$  possède une très mauvaise conductivité thermique de  $0,2 Wm^{-1}K^{-1}$ , qui diffuse la chaleur et joue le rôle d'une barrière thermique qui atténue le gradient de température. La mesure donne une isotherme entre la grille et le drain.

Cet effet d'atténuation du gradient de température est amplifié par l'accumulation des calories dans la structure. En effet, la puissance injectée dans le composant est continue, la résistance globale de la structure ne permet pas de diffuser les calories de façon instantanée, et de ce fait la température globale augmente et s'équilibre sur la surface du composant.

Les mesures en température des figures (7 ; 3 ; 3 ; 1) et (7 ; 3 ; 3 ; 2) montrent que l'espace grille-drain a une température supérieure à la température grille-source quand celle-ci est mesurée, en accord avec le fonctionnement attendu du transistor.

Les mesures montrent une température supérieure pour le contact de grille et dans une moindre mesure pour les contacts de drain et de source. Ce résultat constitue un artefact de mesure particulièrement visible dans la figure (7 ; 3 ; 3 ; 1). Cet effet se produit dans le cas d'un changement de topologie mais surtout lorsque la pointe SThM est en contact avec un métal passivé. Il semble exister une interaction entre la pointe thermique, où il existe un courant électrique, et la surface métallique des plots de connexion. Cet artefact constitue un problème que nous n'avons ni encore interprété et ni résolu.

#### **7-3-4 Mesures réalisées par détection synchrone**

Pour résoudre le problème d'accumulation des calories, nous avons utilisé un signal sinusoïdal de polarisation du composant qui module la source de chaleur. Nous effectuons le balayage et la saisie de la mesure par détection synchrone sur le signal d'alimentation du composant. Le schéma de la mesure est présenté dans le chapitre précédent qui présente cette technique.

Le signal sinusoïdal doit permettre aux calories de diffuser dans la couche pendant la moitié du temps, la détection synchrone saisit la mesure quand la température est maximum, soit quand la puissance injectée est maximum. Les mesures de température sont effectuées à une fréquence de 120Hz.

Afin de limiter les effets électrostatiques causés par les charges qui créent des phénomènes d'hystérésis qui se superposent au signal thermique dans le cas de fonctionnement en fréquence, nous nous plaçons dans des conditions de phase où seul le signal induit par l'échauffement thermique reste.

Nous avons connecté ensemble le drain et la source afin d'annuler le courant de drain qui crée la dissipation thermique. Cette connexion drain-source est branchée sur le signal modulé. La fréquence de la modulation est fixée à 1KHz. Nous avons ensuite ajusté le signal

de la détection synchrone à 0 en réglant la phase et ainsi nous nous sommes trouvés dans un cas où les effets d'hystérésis liés aux effets électrostatiques sont minimaux.

Ensuite, nous avons reconnecté la source à la masse et le drain au générateur de tension modulé tout en conservant le même déphasage. Ainsi nous avons pu isoler le signal lié à la thermique des autres signaux perturbateurs.

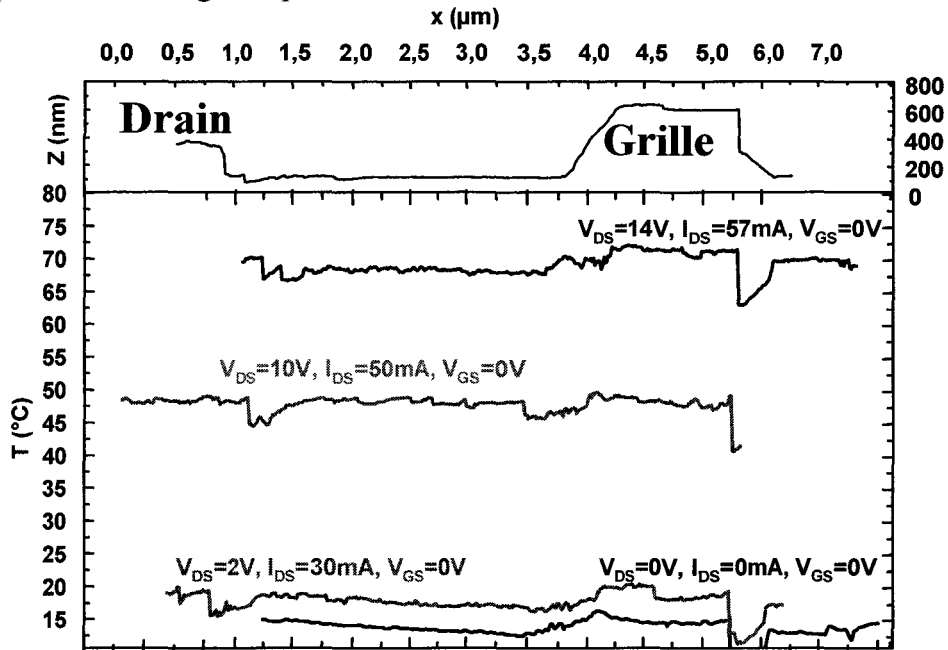


Figure (7 ; 3 ; 4 ; 1) : Mesure par détection synchrone de la température pour différentes valeurs de puissance dissipée (à  $V_{GS} = 0V$ ) pour un HEMT de deux doigts de 250 μm épitaxiés.

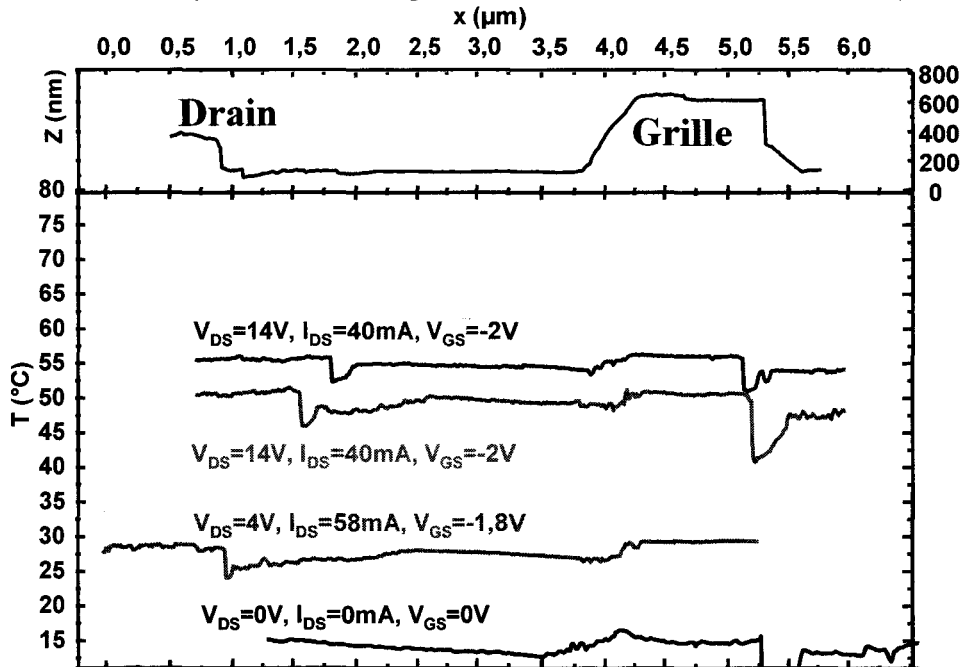


Figure (7 ; 3 ; 4 ; 2) : Mesure par détection synchrone de la température pour différentes valeurs de puissance dissipée pour un HEMT de deux doigts de 250 μm épitaxiés sur substrat de silicium, mesure réalisée pour différentes une tension de grille.

Les figures (7 ; 3 ; 4 ; 2) et (7 ; 3 ; 4 ; 1) présentent les mesures de température respectivement à  $V_{GS}$  variable et à  $V_{GS}$  constant. Ces mesures ne montrent toujours pas de gradient de température en fonction des différentes polarisations.

L'effet de l'isolant électrique, SiN, qui possède une très mauvaise conductivité thermique de  $0,2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ , ne permet toujours pas de percevoir le gradient de température.

La figure (7 ; 3 ; 4 ; 3) présente la mesure de la température en fonction de la puissance dissipée d'un composant épitaxié sur Si de 0,5mm de développement. Ces résultats sont obtenus des mesures par détection synchrone pour les différentes valeurs de  $V_{GS}$  et  $V_{DS}$ . A partir de ces mesures nous avons déterminé par régression linéaire une résistance thermique estimée à  $78\text{K.W}^{-1}$ . Les températures obtenues sont donc supérieures à celles que nous avons obtenues par les autres techniques qui étaient de  $57 \text{ K.W}^{-1}$ . Le composant utilisé est issu d'une autre plaque. De plus, la colle utilisée pour ce composant n'est pas optimale et différente des brasures utilisées jusqu'alors.

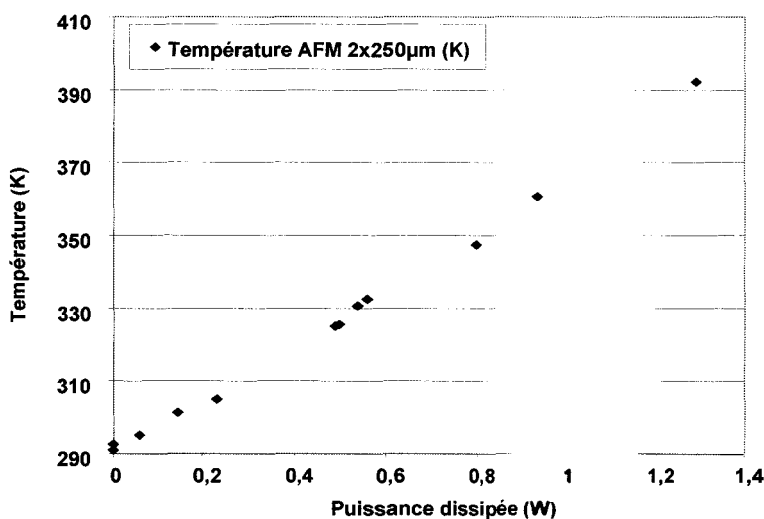


Figure (7 ; 3 ; 4 ; 3) : Mesure de la température en fonction de la puissance dissipée par détection synchrone pour un HEMT de deux doigts de  $250 \mu\text{m}$  épitaxiés sur substrat de silicium. (plaque LO179)

### 7-3-5 Conclusion

La mesure de la température par SThM donne la température au plus proche de la zone active, 20-30nm, qui est l'épaisseur de la couche d'AlGaN. Elle permet de faire la mesure de la température du composant en fonction de la puissance dissipée et de faire une cartographie de la température à la surface du composant. La mesure de la température par cette technique n'est accessible que si la pointe peut atteindre la zone active du composant, ce qui est souvent délicat dès lors que par exemple les composants comportent de forts dénivelés ou sont reportés à l'envers (flip-chip)...

Cette expérimentation en partenariat avec les Universités de Glasgow et de Lancaster nous a permis de mesurer des températures supérieures à  $250^\circ\text{C}$  avec une résolution de quelques dizaines de nanomètres ce qui constitue un nouvel état de l'art.

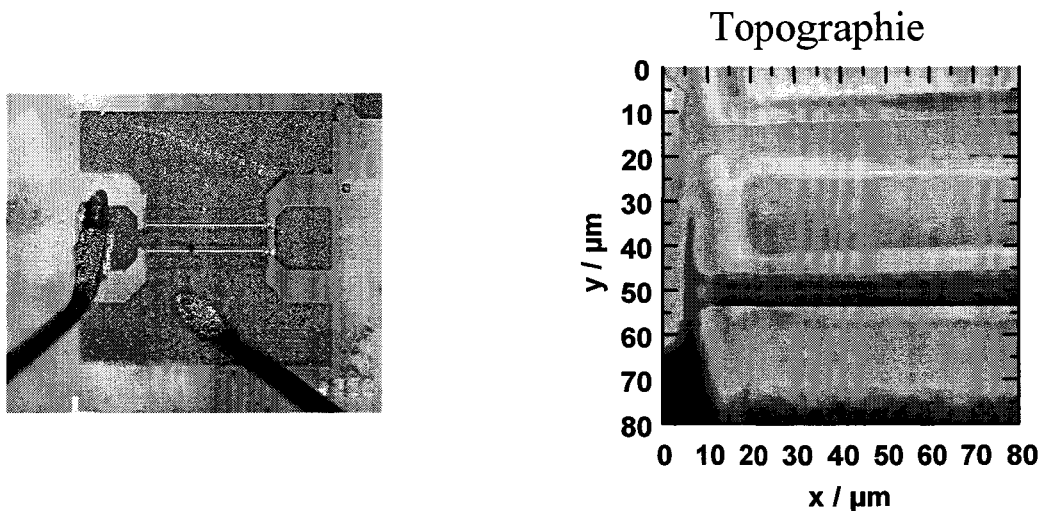
La couche de passivation est indispensable pour l'instant pour effectuer cette mesure, mais elle masque le gradient de température qui existe entre la grille et le drain à cause de sa mauvaise conductivité thermique. L'utilisation prochaine d'une pointe passivée donnera la possibilité de mesurer un composant sans passivation et permettra peut-être de mieux observer le gradient de température de surface.

#### 7-4 Résultat par microscopie de dilatation thermique à balayage (S<sub>Th</sub>EM)

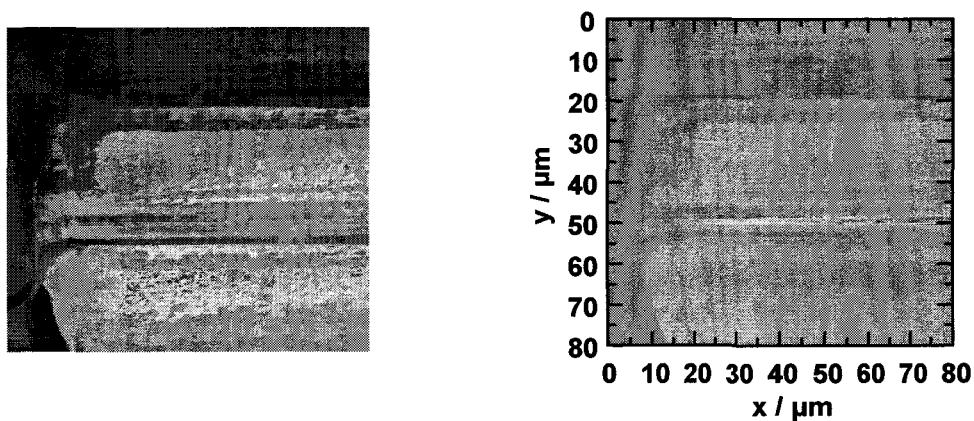
Les mesures de température S<sub>Th</sub>EM sur les transistors HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ont été réalisées à l'Université de Bochum par l'équipe du Pr. Pelzl. Les mesures de température ont été effectuées sur un composant bi-doigt de 150 μm polarisé que sur une seule source (la moitié du composant était donc actif) et en grille flottante (équivalent à un canal ouvert).

La mesure est réalisée avec une pointe Wollaston à deux fréquences de polarisation du composant. Cette technique permet simultanément d'avoir la topologie du composant, la température et la dilatation thermique.

Les deux principales difficultés de la mesure de la dilatation thermique proviennent de l'importance de l'épaisseur des plots d'or qui induit une inhomogénéité de l'expansion de la dilatation dans le composant et de la faible largeur de l'espace drain-source par rapport à la taille du Wollaston.



*Figure (7 ; 4 ; 1 ; 1) : Image optique et mesure de la topologie par AFM du composant caractérisé par S<sub>Th</sub>EM.*



*Figure (7 ; 4 ; 1 ; 2) : Mesure brute de la dilatation thermique du composant polarisé (gauche), et résultat après traitement numérique de la contribution des plots d'or.*

Pour obtenir un bon contraste de la mesure de dilatation thermique, la contribution de l'expansion des plots d'or proches de la grille, la zone chaude, a été numériquement soustraite à l'image globale. Ainsi le résultat obtenu est homogène quelque soit l'épaisseur des plots d'or (Figure (7 ; 4 ; 1 ; 2)).

La localisation de la zone chaude près de la grille dans l'espace drain-source est vérifiée. L'élévation de température estimée pour cette mesure est autour de 150 K. Cette technique limite l'étude des composants à une polarisation alternative.

L'étalonnage se fait en chauffant la structure et en mesurant la dilatation à température connue. L'estimation de l'élévation de la température maximale après étalonnage a été estimée autour de 200K. Cette surévaluation vient probablement du fait de la non-prise en compte de la dilatation thermique de la pointe à ces températures. L'équipe de Bochum effectue des études par simulation par éléments finis pour mesurer la contribution de la dilatation de la pointe.

## 7-5 Mesures de la température par thermoréflexance

Les mesures de thermo-réflexance ont été réalisées par l'équipe du Professeur Fournier de l'ESPCI dans le cadre du contrat Européen Microtherm.

Les composants mesurés par thermoréflexance sont issus de la même plaque LO179 épitaxiée sur substrat Si présentée dans le tableau de la figure (7;3;1;1) dans le paragraphe présentant les mesures par microscopie thermique à balayage.

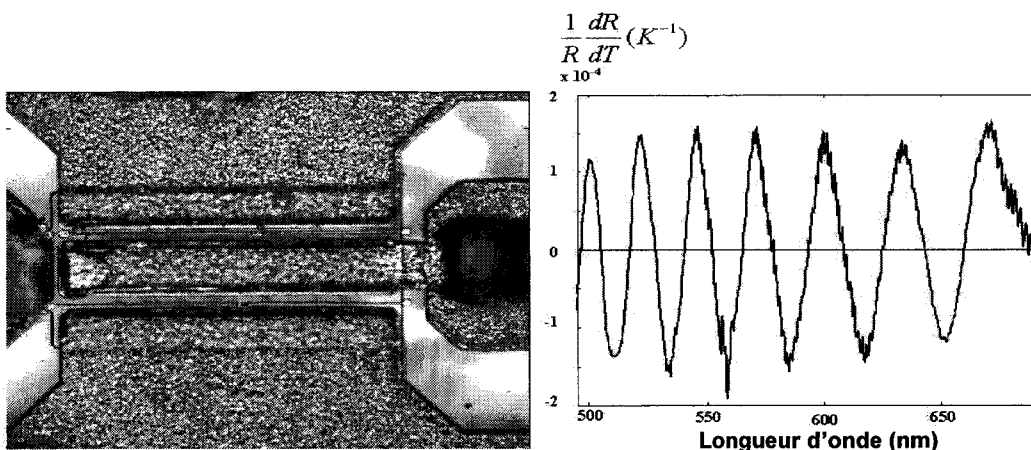
Le résultat des mesures est présenté pour un HEMT bi-doigts de 250 $\mu$ m polarisé avec un signal modulé sur le drain afin de remplir les conditions de détection de la variation du facteur de réflexion de la zone active.

Dans un premier temps, une étude a été réalisée pour déterminer quelle longueur d'onde était préférable d'utiliser pour faire les mesures de thermoréflexance sur la structure HEMT AlGaIn/GaN passivé avec du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Puis une première campagne de mesures a été réalisée afin de visualiser la zone chaude par cette méthode. Enfin, une étude du comportement du composant pour différentes valeurs de polarisation de grille a été faite afin de voir l'influence de la rupture d'une grille sur la répartition de la chaleur.

L'étalonnage du coefficient de réflexion en fonction de la température est une opération délicate et ne donne pas toujours de résultat très précis. Ainsi une première partie des mesures présentées dans ce paragraphe ne montrent pas de valeurs de températures absolues mais dans une unité arbitraire. Dans un deuxième temps, les mesures en fonction de la tension de grille ont été étalonnées en température. L'étude de la technique d'étalonnage est en cours d'optimisation. Les mesures nous permettent de visualiser les gradients de température et la répartition des calories à la surface du composant.

### 7-5-1 Détermination de la longueur d'onde de mesure.

Afin d'optimiser la sensibilité de l'expérience, une optimisation du choix de la longueur d'onde a été menée.



*Figure (7 ; 5 ; 1 ; 1) : Image optique du HEMT (à gauche) sur laquelle l'optimisation de  $R(\lambda)$  et du spectre de sensibilité de la thermoréflexance en fonction de la longueur d'onde (à droite) a été effectuée.*

La figure (7 ; 5 ; 1 ; 1) présente la variation du facteur de réflexion en fonction de la longueur d'onde de la structure HEMT d'AlGaIn/GaN passivée avec du nitrure de silicium de 100nm d'épaisseur. Il apparaît que plusieurs longueurs d'onde peuvent convenir à notre étude, correspondant aux extremae de  $\frac{1}{R} \frac{dR}{dT}(\lambda)$ . Dans les prochaines manipulations, les mesures ont été obtenues avec une longueur d'onde de 625nm.

### 7-5-2 Visualisation de la zone chaude par thermoréfectance

La mesure de température a été réalisée sur un HEMT de 0,5mm polarisé en source commune, avec une polarisation de grille  $V_{GS} = -1$  V, et une tension de drain alternative  $V_{Drain} = 0$  à 2 V. La modulation est un signal carré à la fréquence  $F=5$  Hz.

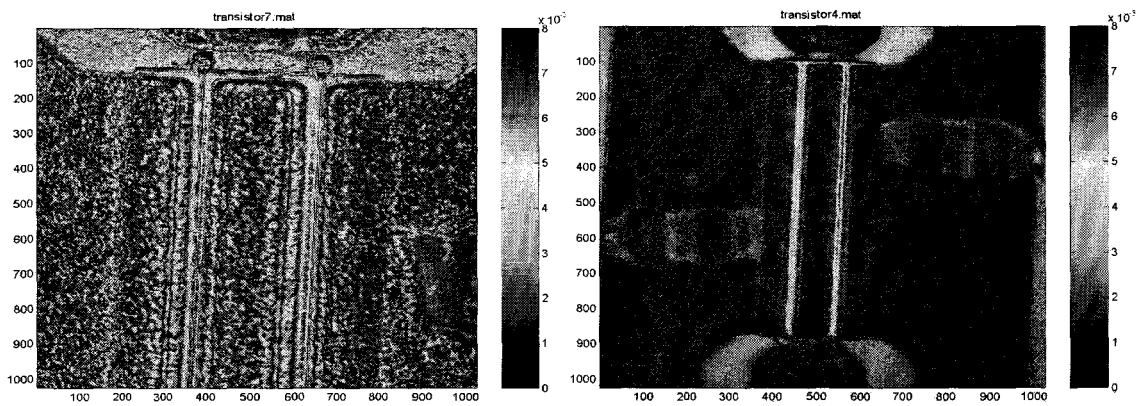


Figure (7 ; 5 ; 2 ; 1) : Images thermiques obtenues à  $\lambda=625$  nm à deux facteurs de grossissement : X10 (à droite, 480x480  $\mu\text{m}$ ) et X50 (à gauche 135x135  $\mu\text{m}$ ).

La Figure (7 ; 5 ; 2 ; 1) présente la mesure de la température obtenue sur le composant polarisée avec deux objectifs, x10 et x50.

L'image de droite présente une vue rapprochée du composant, et nous constatons que la zone d'échauffement se localise bien entre le drain et la source. Un doigt semble plus chaud que l'autre, cela est attribué à un artefact de mesure causé par un mauvais réglage de l'alignement du composant et de la source laser.

L'image de gauche présente un zoom sur la moitié du composant, avec un alignement optimisé. L'échauffement est clairement visualisé dans la région drain-grille du composant. Nous remarquons que l'échauffement se propage au bout du plot de drain et sur les cotés des plots de source, cela montre qu'il existe un courant électrique en bord de composant.

### 7-5-3 Effet de la tension grille sur la répartition de la chaleur :

#### A. Deux doigts de 250 $\mu\text{m}$

Plusieurs études sur la répartition de l'énergie dans le composant en fonction de la tension de grille ont été réalisées par mesure Raman et mesures électriques pulsées. Dans ce cas précis une grille du composant a été endommagée à sa base ainsi nous avons été à la fin en

présence de deux transistors en parallèle dont l'un avait une grille flottante. Les mesures suivantes sont présentées en température, car un étalonnage avait été réalisé.

La figure (7 ; 5 ; 3 ; 1) présente l'étalonnage du coefficient de réflexion  $p$  en fonction de la température. La mesure d'étalonnage est très bruitée et l'on a obtenu par régression linéaire la valeur de la pente de la droite.

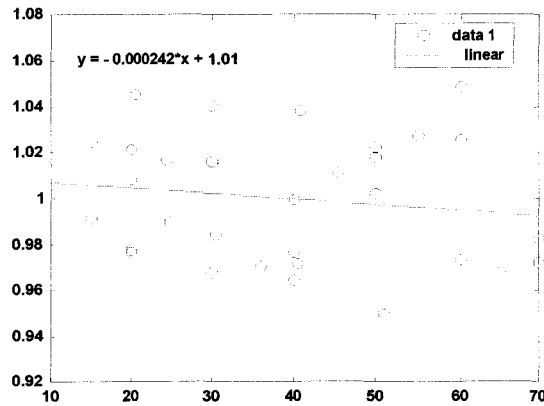


Figure (7 ; 5 ; 3 ; 1) : Droite d'étalonnage obtenue sur le canal du transistor

Dans les résultats de la figure (7 ; 5 ; 3 ; 2) le transistor est alimenté par une tension  $V_{DS}$  modulée en créneaux à la fréquence  $F=6$  Hz entre 0 et  $V_{DScrête}$ , l'amplitude de  $V_{DScrête}$  est comprise entre 2 et 3 V suivant le courant de drain  $I_{DS}$  débité respectivement entre 79mA et 90 mA. Ces mesures ont été conduites pour différentes tensions de grille  $V_{GS}$ .

La grille du haut sur les images de la Figure (7 ; 5 ; 3 ; 2) est rompue, l'autre grille en bas est fonctionnelle. Pour  $V_{GS}=0$ , les deux canaux semblent atteindre des températures identiques autour de  $55^{\circ}C$ , indiquant que la grille flottante est à un potentiel proche de zéro. L'accroissement de  $V_{GS}$  en valeur absolue conduit au pincement du canal pour le transistor dont la grille est fonctionnelle. Le courant de drain  $I_{DS}$  reste sensiblement à la même valeur (90 mA) mais, comme le montrent les thermographies, l'échauffement diminue notablement sous la grille fonctionnelle et augmente fortement dans l'autre canal avec une température supérieure à  $80^{\circ}C$ . Le courant augmente dans le composant du haut comme si la tension de drain avait augmenté. A la tension  $V_{DS}$  compris entre 0 et 3V, le composant fonctionne en régime linéaire si la tension drain augmente le courant de drain jusqu'à la saturation.

La mesure de la température par thermoréfectance permet de visualiser les effets d'échauffement du transistor pendant son fonctionnement, même à faible puissance à la limite de pincement du canal.



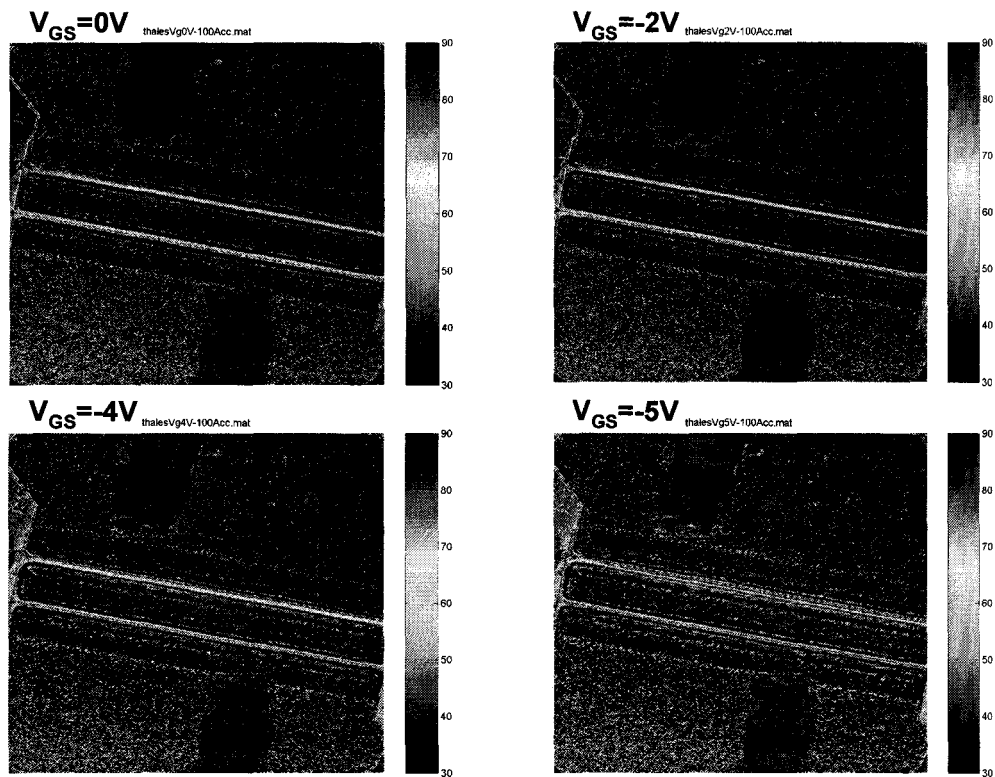


Figure (7 ; 5 ; 3 ; 2) Thermographies obtenues d'un transistor mono-doigt à une longueur d'onde d'illumination de 596 nm.

### B. 16 doigts de 150 $\mu$ m

La figure (7 ; 5 ; 3 ; 3) présente l'étalonnage du coefficient de réflexion en fonction de la température d'un composant multidoigts comportant 16 doigts de 150 $\mu$ m. La mesure est toute autant bruitée que précédemment.

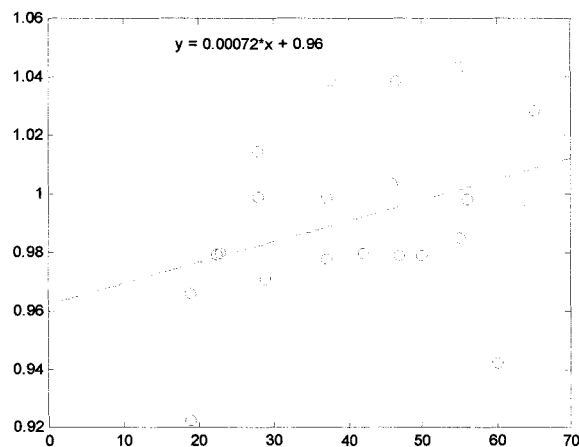


Figure (7 ; 5 ; 3 ; 3) Droite d'étalonnage obtenue sur le canal du transistor

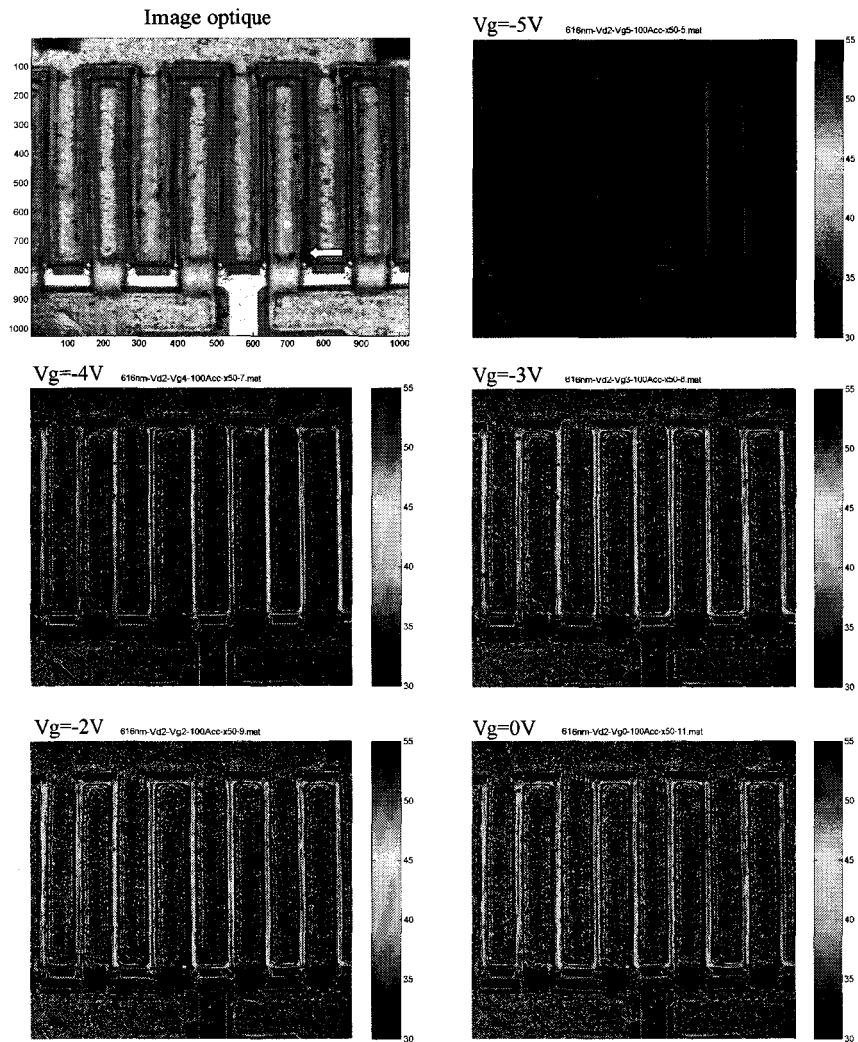


Figure (7 ; 5 ; 3 ; 4) : Thermographies obtenues sur le transistor 16 doigts de  $150\mu\text{m}$  pour une longueur d'onde d'illumination de  $596\text{ nm}$ , de conditions pincées (en haut à droite) à canal ouvert (en bas à droite).

La figure (7 ; 5 ; 3 ; 4) montre les mesures de thermoréfectance réalisées sur le multidoigts de  $2,4\text{mm}$  de développement. Elles ont été réalisées pour une tension de drain modulée avec un signal carré entre  $0\text{V}$  et  $2\text{V}$  à une fréquence de  $7,5\text{Hz}$ . La température de socle a été fixée à  $23^\circ\text{C}$  par un élément Peltier. Les mesures de température ont été réalisées pour plusieurs tensions de grille. La grille qui est signalée par une flèche sur l'image optique (en haut à gauche) était endommagée et quelle que soit la polarisation de grille celle-ci chauffait le plus.

#### 7-5-4 Conclusion

La mesure de la température par thermoréfectance impose d'avoir accès à la zone active du composant. Cette technique permet grâce à sa résolution spatiale de visualiser le gradient de température entre le drain et la grille et de déterminer la température de façon précise. Le calibrage a été optimisé dans le cadre du contrat Microtherm. Cette technique permet de visualiser les élévations de température peu importantes, inférieures à  $30\text{K}$  pour des puissances injectées inférieures au watt.

## **7-6 Mesure de conductivité thermique et de diffusivité thermique**

La mesure de la conductivité thermique de trois structures a été réalisée avec la technique de photo-réflexion. Nous avons utilisé le microscope photothermique à photoréfectance du laboratoire du Pr. Fournier à l'ESPCI. Cette méthode a été préférée à la mesure par effet mirage à cause du type d'échantillons à analyser. Le principe de la mesure par thermo-réflexion est présenté dans le chapitre précédent qui présente les techniques de mesure de la conductivité thermique.

Les trois structures étudiées sont d'une part la structure HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de silicium, une plaquette en carbure de silicium poly-cristallin pour le report flip-chip et enfin du diamant amorphe hydrogéné ou DLC (Diamond like carbon)

### **7-6-1 Analyse de la structure HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de silicium**

La littérature donne plusieurs valeurs de conductivités thermiques pour le nitrure de gallium massif. La valeur usuellement utilisée de 130W/Km est devenue obsolète avec l'amélioration de la qualité du matériau hétéroépitaxié sur substrat de carbure de silicium ou silicium. Nous travaillons sur des composants de puissance constitués par une hétéroépitaxie de AlGaIn sur un buffer de GaN lui-même épitaxié sur un substrat de SiC ou Si et dont l'accord de maille se fait à partir d'une couche de nucléation, alternance de couche d'AlN et de GaN. Les détails de la réalisation des structures HEMT GaN ont été présentés dans le chapitre 2. Ces structures très complexes possèdent des conductivités thermiques propres que nous avons mesurées à température ambiante afin d'optimiser les modèles analytiques et numériques sur lesquels nous travaillons.

Nous avons vu dans le chapitre 3 que la conductivité thermique du GaN est variable suivant le taux de dislocations et le dopage dans le matériau. Nous avons choisi une couche où les concentrations de dislocations et d'impuretés sont en deçà des limites d'influences respectivement inférieures à  $10^{11}$  dislocations par  $\text{cm}^2$  et inférieures à  $10^{17}$  impuretés par  $\text{cm}^3$ .

La structure étudiée est présentée dans le tableau suivant. Cette plaque a été épitaxiée par Picogiga International sur un substrat silicium (111) de haute résistivité.

Nom de plaque	GaN/ (nm)	AlGaIn GaN (nm)	GaN/ (nm)	Couche de Nucléation (nm)	Substrat /épaisseur ( $\mu\text{m}$ )
LO 164 A	1	25	1600	535	Si(111)/80

Le substrat initialement de  $400\mu\text{m}$  a été aminci jusqu'à  $80\mu\text{m}$  pour faciliter la mesure de conductivité thermique de la structure HEMT. Pour que la conversion du flux lumineux incident en chaleur se fasse à la surface de la structure HEMT AlGaIn/GaN, nous avons déposé une couche d'or de 80nm.

La méthode de coïncidence des mesures de photothermie et du modèle de l'onde thermique donne une conductivité thermique et une diffusivité thermique respectivement de  $(190 \pm 10) \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et  $(6,3 \pm 0,3) \times 10^{-5} \text{m}^2\text{s}^{-1}$ .

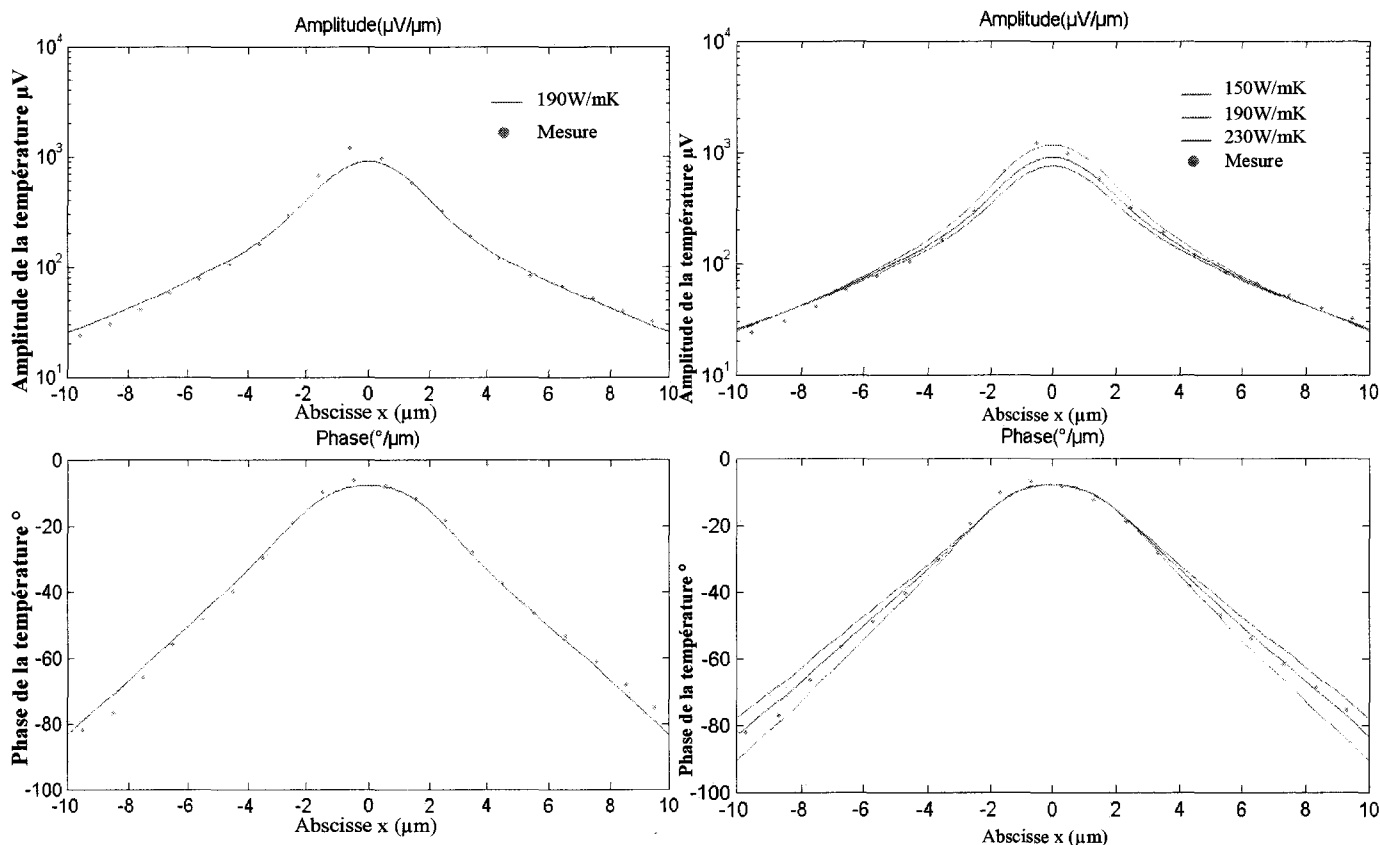


Figure (7 ; 6 ; 1 ; 1) Mesures de la conductivité thermique et de la diffusivité thermique de la structure HEMT AlGaIn/GaN.

La figure (7 ; 6 ; 1 ; 1) présente les résultats expérimentaux et simulés obtenus sur la plaque LO164 A pour une fréquence du laser source de 1MHz. Ce résultat est aussi confirmé pour une fréquence du laser pompe de 500KHz. La figure de gauche présente la coïncidence entre le modèle et les mesures pour une valeur de conductivité thermique de  $190 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et une diffusivité thermique de  $6,3 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ . La figure de droite présente la comparaison du résultat précédent avec le modèle pour des conductivités thermiques de  $150 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et de  $230 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  avec respectivement des diffusivités thermiques de  $5 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  et de  $7,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ .

Le résultat est en accord avec les résultats publiés dans la littérature scientifique récente pour la conductivité thermique du GaN massif, matériau principal de l'hétérostructure. La couche d'AlGaIn joue donc un rôle limité sur la conductivité totale de la structure HEMT.

### **7-6-2 Analyse thermique du carbure de silicium polycristallin**

Le report flip-chip est une solution usuellement utilisée pour améliorer le management thermique. La figure (7 ; 5 ; 2 ; 1) montre le principe du report flip-chip. La face avant du composant, le pont de connexion de source, est brasée sur un matériau qui offre à la fois une

masse électrique et un drain thermique, évitant que les calories ne diffusent pas dans le substrat. Cette technique permet de limiter de façon importante la résistance thermique des composants et potentiellement de s'éviter l'utilisation de substrats de haute conductivité thermique, tels que le carbure de silicium, qui sont souvent très coûteux. Le matériau d'accueil peut être de l'AlN, du SiC polycristallin, voire même du diamant polycristallin.

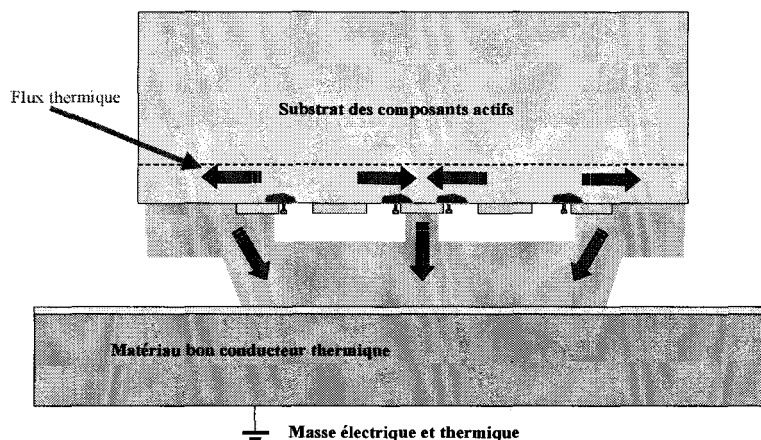


Figure (7 ; 6 ; 2 ; 1) : Schéma de principe du montage flip-chip

L'utilisation de matériau de bonne conductivité thermique et de faible coût est recherchée, et ainsi nous avons étudié la conductivité thermique d'un cristal de SiC polycristallin fourni par le LETI.

La plaquette de SiC polycristallin d'une épaisseur de 400 $\mu$ m a été découpée et un morceau a été métallisé d'une fine couche d'or de 80nm pour que la conversion du flux lumineux incident en chaleur se fasse à la surface du matériau.

La méthode de coïncidence des mesures de photothermie et du modèle de l'onde thermique donne une conductivité thermique et une diffusivité thermique du SiC polycristallin respectivement de  $(350 \pm 10) \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et  $(1.50 \pm 0.05) \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ .

La figure (7 ; 6 ; 2 ; 2) présente les résultats expérimentaux et simulés obtenus sur du SiC polycristallin fourni par le LETI. Des fréquences de laser source de 100kHz (figure de gauche) et de 500kHz (figure de droite) ont été utilisées de façon très satisfaisantes. La figure de gauche présente la coïncidence entre le modèle et les mesures pour une valeur de conductivité thermique de  $350 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et une fréquence du laser source de 100kHz. La figure de droite présente la comparaison du résultat précédent avec le modèle pour des conductivités thermiques de  $300 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à  $400 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  pour une fréquence du laser source de 500kHz.

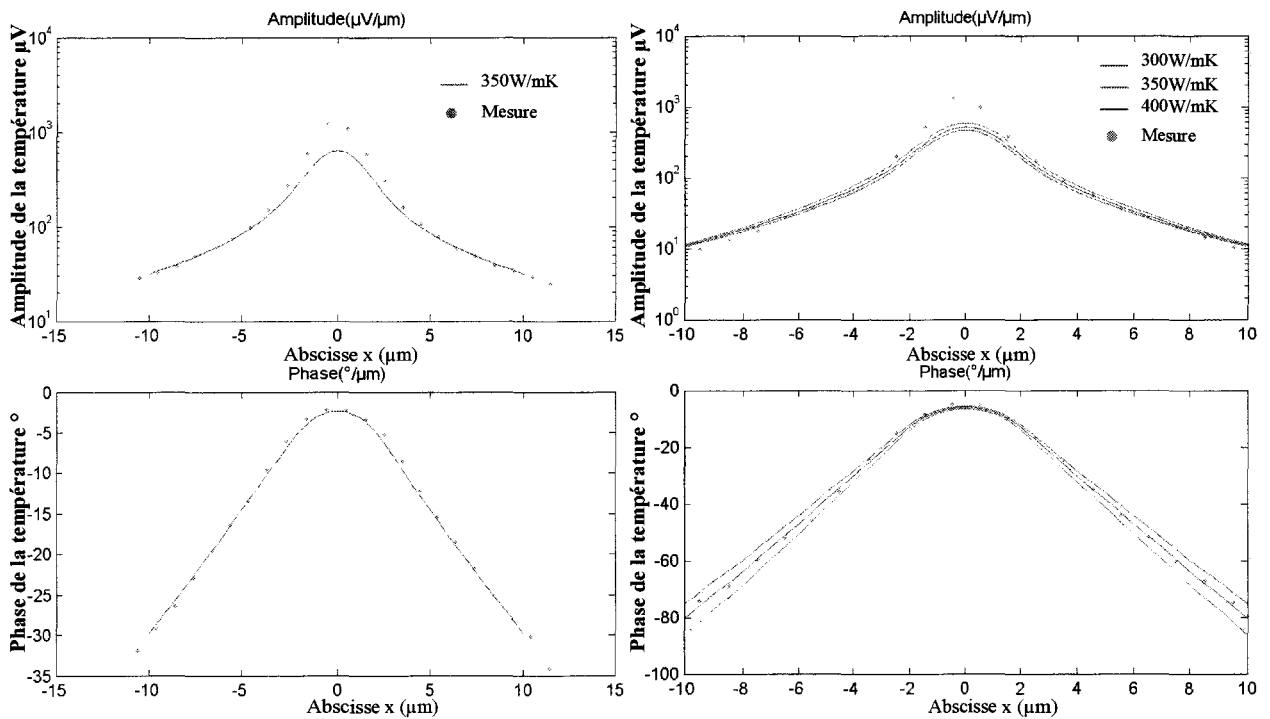


Figure (7 ; 6 ; 2 ; 2) : Mesures de la conductivité thermique et de la diffusivité thermique d'une plaquette de SiC polycristallin fournie par le LETI. La fréquence du laser source est fixée à  $f=100\text{KHz}$  pour la mesure de gauche et à  $f=500\text{KHz}$  pour la mesure de droite.

### 7-6-3 Analyse du diamant amorphe hydrogéné ou DLC

Dans le cadre de l'amélioration du management thermique des composants de puissance, nous avons déposé un brevet adapté au transistor bipolaire à hétérojonction présenté dans le chapitre 8. Nous proposons d'utiliser une couche de diamant hydrogéné ou DLC (diamond like carbon) afin d'offrir un chemin d'évacuation complémentaire des calories. Un dépôt de DLC principalement utilisé pour ses caractéristiques mécaniques a été utilisé. Comme nous recherchons un matériau avec de bonnes caractéristiques thermiques ainsi nous avons mesuré la conductivité et la diffusivité thermique de ce diamant.

Pour cette mesure, une épaisseur de  $2\mu\text{m}$  de diamant a été déposée sur une plaque de silicium (111). La plaque a été découpée et un morceau a été métallisé d'une fine couche d'or de  $80\text{nm}$  pour que la conversion du flux lumineux incident en chaleur se fasse à la surface du matériau.

La méthode de coïncidence des mesures de photothermie et du modèle de l'onde thermique donne suivant la fréquence du laser source une conductivité thermique de respectivement  $(300 \pm 10) \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à  $(350 \pm 10) \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  avec une diffusivité thermique de  $(1,58 \pm 0,05) \times 10^{-4} \text{m}^2\text{s}^{-1}$  à  $(1,84 \pm 0,05) \times 10^{-4} \text{m}^2\text{s}^{-1}$ .

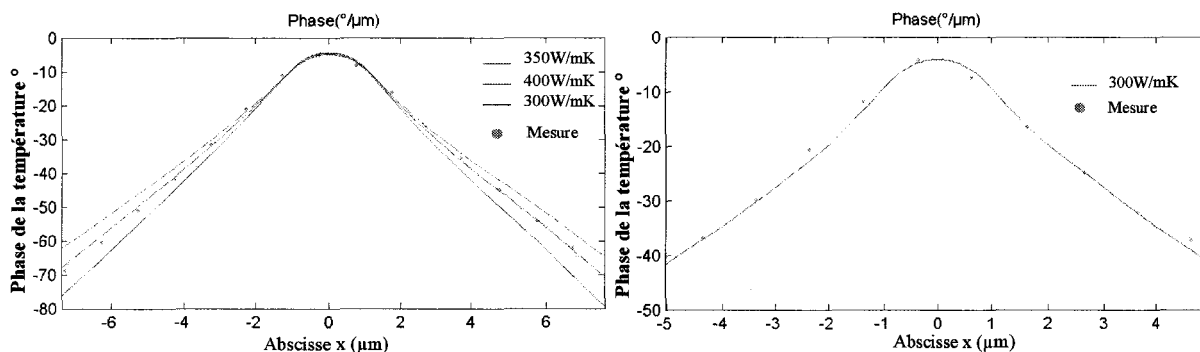


Figure (7 ; 6 ; 3 ; 1) : Mesure de la conductivité thermique et de la diffusivité thermique de diamant de type DLC (Fréquence du laser source  $f=1\text{MHz}$  pour l'image de gauche et  $f=500\text{kHz}$  pour l'image de droite).

La figure (7 ; 6 ; 3 ; 1) présente les résultats expérimentaux et simulés obtenus. La figure de gauche présente la coïncidence entre le modèle et les mesures pour une valeur de conductivité thermique de  $350 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et une fréquence du laser source de  $1\text{MHz}$ . Cette mesure est comparée pour des conductivités thermiques de  $300 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et de  $400 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à la fréquence de  $1\text{MHz}$ . La figure de droite présente la coïncidence entre le modèle et les mesures pour une valeur de conductivité thermique de  $350 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et une fréquence du laser source de  $500\text{kHz}$ .

Nous avons effectué des mesures de conductivité thermique par effet mirage sur ce matériau afin de vérifier ce résultat et les données sont en cours d'analyse.

## 7-7 Comparaison des différentes méthodes de métrologie de la température

Dans cette partie, nous allons comparer les principales méthodes de métrologie de la température que nous avons utilisées pendant notre étude à savoir, la micro-spectroscopie Raman, la méthode de coïncidence des caractéristiques électriques pulsées et la microscopie thermique à balayage.

Nous considérons les mesures réalisées sur les composants de deux doigts de  $150\mu\text{m}$  et de  $250\mu\text{m}$  soit  $0,3\text{mm}$  et  $0,5\text{mm}$  de développement sur substrat silicium issus de la plaque A243. La mesure SThM sur le composant de  $0,5\text{mm}$  n'a pas été réalisée sur un composant de la plaque A243 mais de la plaque LO179. La différence vient essentiellement du procédé de montage du composant sur le boîtier de bien moins bonne conductivité thermique. La température de fonctionnement de ces composants a été mesurée avec les trois techniques.

Nous commençons cette analyse des techniques de mesure par la comparaison de la micro-spectroscopie Raman et la méthode de coïncidence des caractéristiques électriques pulsées qui sont des techniques qui donnent des résultats similaires. Puis nous comparons les trois techniques en introduisant une contribution supplémentaire pour les mesures Raman et électrique qui nous donnent accès à la température du gaz d'électron comme la microscopie thermique à balayage.

### 7-7-1 Comparaison de la micro-spectroscopie Raman avec la méthode de coïncidence des caractéristiques électriques pulsées

Nous commençons notre étude en comparant les mesures de la température par micro-spectroscopie Raman et par les caractéristiques électriques I-V pulsée. Nous avons vu dans ce chapitre que la localisation du point de mesure de la température dans la structure est relativement identique pour les deux techniques soit à  $1,4\mu\text{m}$  du gaz d'électrons.

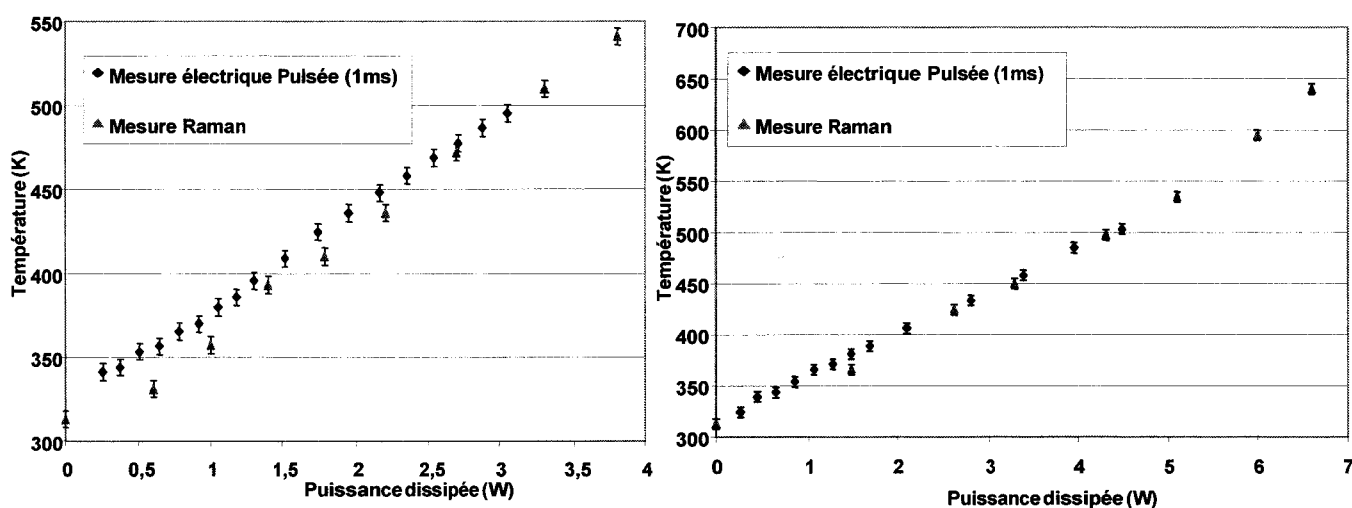


Figure (7 ; 7 ; 1 ; 1) : Comparaison des mesures de température en fonction de la puissance dissipée, obtenue par micro-spectroscopie Raman et par caractérisation électrique pour les deux développements  $0,3\text{mm}$  (figure de gauche) et  $0,5\text{mm}$  (figure de droite) sur substrat silicium.



La figure (7;7;1;1) montre les résultats de mesures obtenus à l'aide des deux techniques, micro-spectroscopie Raman et caractérisation électrique, et cela pour les deux développements de 0,3mm et 0,5mm. La température socle a été fixée à 40°C, nous avons ajouté 20K aux températures déterminées par caractérisation électrique en négligeant les effets non linéaires.

La mesure par spectroscopie Raman donne une température légèrement inférieure à la mesure pulsée, particulièrement pour les faibles puissances dissipées. La mesure Raman est moins précise aux basses températures car le pic anti-Stokes est peu intense, et en revanche plus la température augmente plus il devient important, et la mesure Raman devient plus précise.

Pour des élévations de température supérieur à 100K, les deux techniques donnent des résultats semblables avec une erreur maximale estimée à 15K soit une erreur de 6% sur l'élévation maximum de la température. De surcroît, plus la température augmente et plus les températures estimées par les deux techniques convergent.

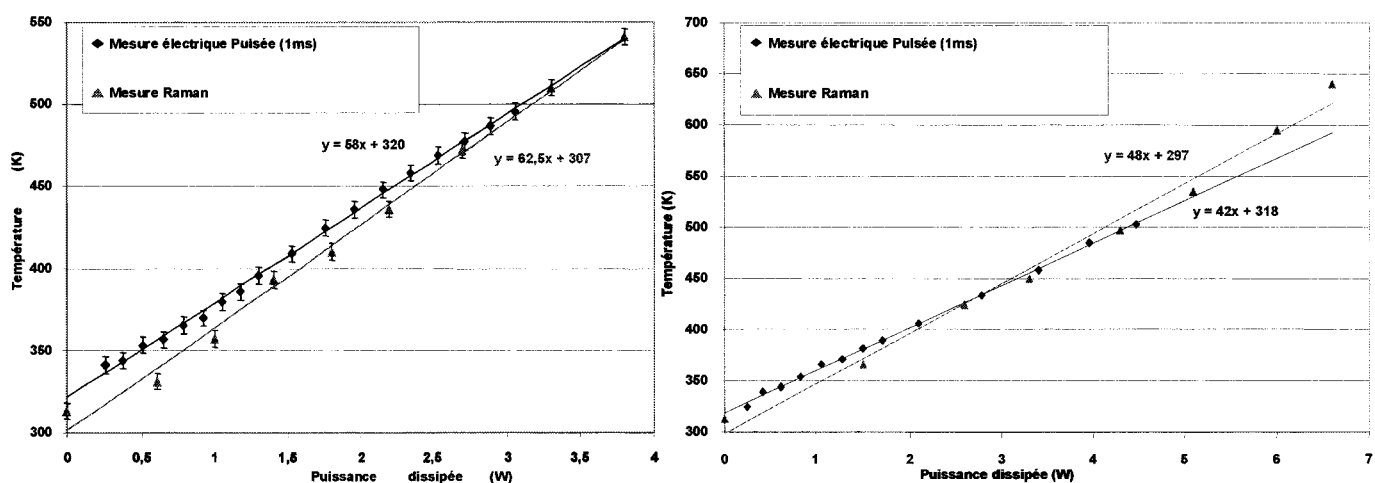


Figure (7 ; 7 ; 1 ; 2) : Calcul des résistances thermiques déterminées par micro-spectroscopie Raman et par caractérisation électrique pour les deux développements de 0,3mm (figure de gauche) et 0,5mm (figure de droite) sur substrat silicium.

A partir des mesures de température en fonction de la puissance dissipée, nous avons déterminé les valeurs des résistances thermiques pour chacune des structures et chacune des techniques de mesure. En comparant les deux techniques, nous remarquons que le Raman donne une valeur de résistance thermique supérieure à la valeur par caractérisation électrique. Ceci s'explique par l'erreur de mesures Raman à basse température.

Dans ce chapitre, les deux méthodes confirment la relation qui lie la résistance thermique avec la longueur du doigt L.

### 7-7-2 Température du réseau proche du gaz bidimensionnel en fonction de la puissance dissipée et comparaison des trois techniques de métrologie de la température.

La mesure déterminée par microscopie thermique à balayage est la technique *a priori* permettant de se rapprocher le plus de la température du canal du composant. La mesure n'est en effet éloignée que d'environ 30nm de la zone active.

Afin de comparer les températures déterminées par les différentes techniques, il est important d'ajouter la contribution de la couche de GaN qui ne peut être mesurée dans le cas des mesures Raman et des mesures électriques pulsées.

Nous avons estimé à partir des mesures électriques pulsées que la contribution de cette couche dans la valeur globale de la résistance thermique du composant est de  $15 \text{ K.W}^{-1}$ . Ce résultat a été confirmé par simulation par élément fini à  $11 \text{ K.W}^{-1}$ . Pour comparer les températures obtenues par les trois méthodes, il faut donc ajouter cette contribution de la couche de GaN à la résistance thermique et ainsi retrouver la température du canal. Cette contribution est identique quel que soit le développement du transistor car l'échauffement est localisé autour de la grille donc ne subit que très faiblement l'influence des doigts voisins.

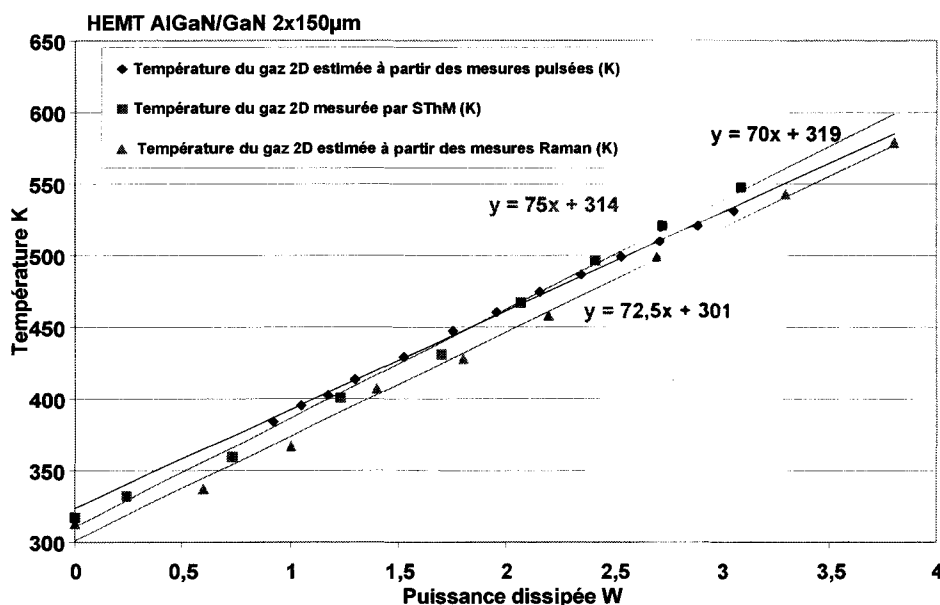


Figure (7 ; 7 ; 2 ; 1) : Comparaison des températures en fonction de la puissance dissipée, obtenue par microscopie thermique à balayage, par micro-spectroscopie Raman et par caractérisation électrique pour le développement de 0,3mm sur substrat silicium.

La figure (7;7;2;1) donne la température du canal d'un HEMT de  $2 \times 150 \mu\text{m}$  sur silicium en fonction de la puissance dissipée déterminée par les trois techniques de mesures et réalisée sur des structures de boîtier identique. La contribution de la couche de  $1,4 \mu\text{m}$  de GaN proche de la zone active a été ajoutée pour le Raman et les mesures électriques. La figure (7;7;2;1) montre que nous avons un bon accord entre les températures obtenues par les trois méthodes, avec une erreur sur la température de 20K et sur la résistance thermique de  $5 \text{ K.W}^{-1}$ . Cela représente en fait une erreur maximale sur la température de 8% et de 7% pour la résistance thermique.

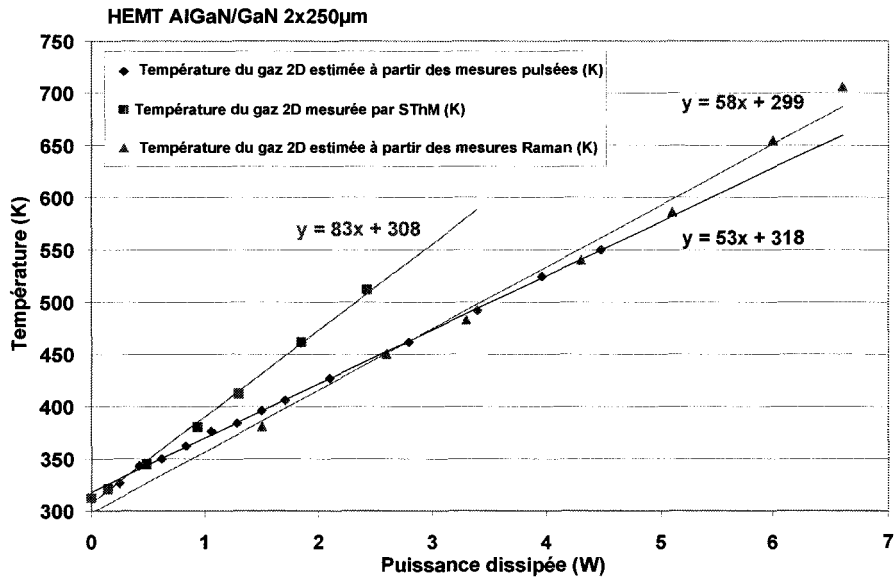


Figure (7 ; 6 ; 2 ; 2) : Comparaison des températures en fonction de la puissance dissipée, obtenue par microscopie thermique à balayage, par micro-spectroscopie Raman et par caractérisation électrique pour le développement de 0,5mm sur substrat silicium.

La figure (7 ; 7 ; 2 ; 2) montre l'évolution de la température en fonction de la puissance dissipée dans le composant déterminé par les trois techniques de mesure pour le composant de 2x250µm sur substrat silicium. La contribution de la couche de 1,4µm de GaN proche de la zone active a été ajoutée pour le Raman et les mesures électriques. Dans ce cas, l'accord entre les mesures de température par la méthode SThM avec celles des deux autres n'est pas parfait. Nous avons attribué cette importante différence à la différence de conduction thermique du montage, constitué par la brasure du composant sur une plaque d'alumine. En effet dans le cadre des mesures par microscopie thermique à balayage sur le composant de 2x250µm, les calories sont confinées dans le composant par l'alumine, de conductivité thermique de 20W/mK, qui augmente fortement la température.

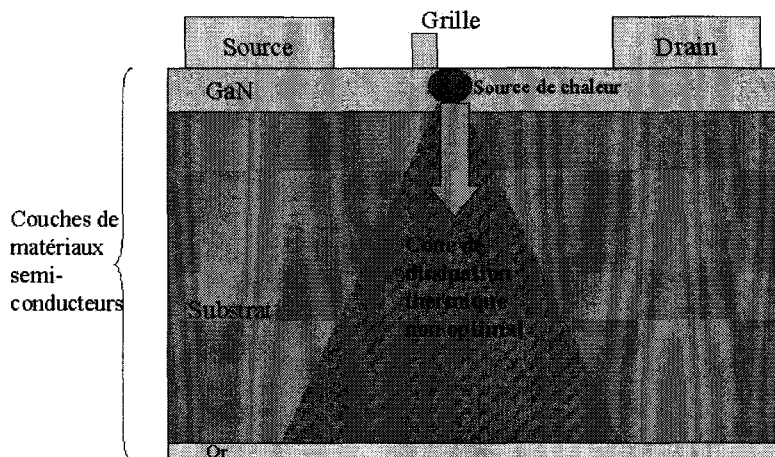
## 8 Amélioration technologique du management thermique.

Le travail de métrologie précédent a permis de comprendre que ces transistors HEMT de haute puissance atteignent des températures de fonctionnement à la limite des tolérances du matériau et de la technologie. Pour palier à ce problème, il existe des solutions technologiques dites classiques, flip-chip, drain thermique,... Dans ce chapitre, nous vous présentons une solution novatrice qui semble être une solution d'avenir pour limiter l'échauffement des composants.

### 8-1 Principe

Les transistors HEMT et MESFET sont des composants dont la zone de dissipation thermique se trouve très près de la surface. Cela constitue un désavantage en terme d'évacuation de la chaleur dans le cas d'un report classique car les calories doivent traverser toute la structure et donc franchir des matériaux de relative mauvaise conductivité thermique aux températures de fonctionnement du transistor.

La figure (8 ; 1 ; 1) montre une vue schématique en coupe d'un HEMT à base de niture de gallium, en report classique, la source froide étant sur la face opposée du wafer. La source de chaleur est principalement située dans l'espace grille-drain, et les calories dissipées sont évacuées vers les références de température  $T_s$  de l'autre côté du substrat.



*Figure (8 ; 1 ; 1) : Dissipation thermique dans une structure HEMT, AlGaN/GaN en report classique.*

### 8-2 Amélioration du report classique

Afin d'améliorer le transfert thermique, nous proposons de déposer un matériau bon conducteur thermique sur la surface, car situé au voisinage immédiat des sources de chaleur.

Ce système permet de répartir la dissipation des calories dans le composant et ainsi de limiter sa résistance thermique globale.

Pour assurer le bon fonctionnement des transistors de puissance, et surtout afin d'obtenir de bonnes performances opérationnelles, avec une amélioration de la puissance disponible par unité de surface de semi-conducteur pour une température de fonctionnement donnée, un dissipateur thermique est intégré sur la face active pour évacuer la chaleur. Ce dissipateur thermique est appelé un pont thermique et est représenté sur la figure (8 ; 2 ; 1). Ce pont thermique métallique en or, avec une partie aérienne (pont à air) s'appuie notamment sur les plots de source et sert simultanément de contact électrique, de masse et de dissipateur thermique. Il est réalisé en métal épais, de l'ordre de  $10\mu\text{m}$ , en or ou en cuivre, matériau bon conducteur thermique. [brevet HBT]

Actuellement, l'espace entre le pont et la zone active est occupé par de l'air ou du BCB (renfort mécanique pour thermo-compression flip-chip) mauvais conducteur thermique respectivement  $0.02\text{W/K.m}$  et  $0.2\text{W/K.m}$ . Dans cette invention, nous avons recherché un chemin le plus court et le plus efficace possible en terme de résistance thermique entre la source de chaleur, située au cœur du transistor et le drain thermique. Le principe de l'amélioration est l'utilisation d'une couche de matériau isolant électrique et très bon conducteur thermique pour recouvrir la zone active du composant de sorte que le transfert de chaleur puisse s'effectuer. Par matériau bon conducteur thermique nous entendons une conductivité thermique supérieure à  $300\text{W/K.m}$ . La chaleur passe alors simultanément par le substrat et surtout par le pont thermique à travers la couche conductrice thermiquement. Le transfert de chaleur s'effectue latéralement via le pont thermique jusqu'au substrat. La résistance thermique globale du composant s'en trouve réduite, de 35%.

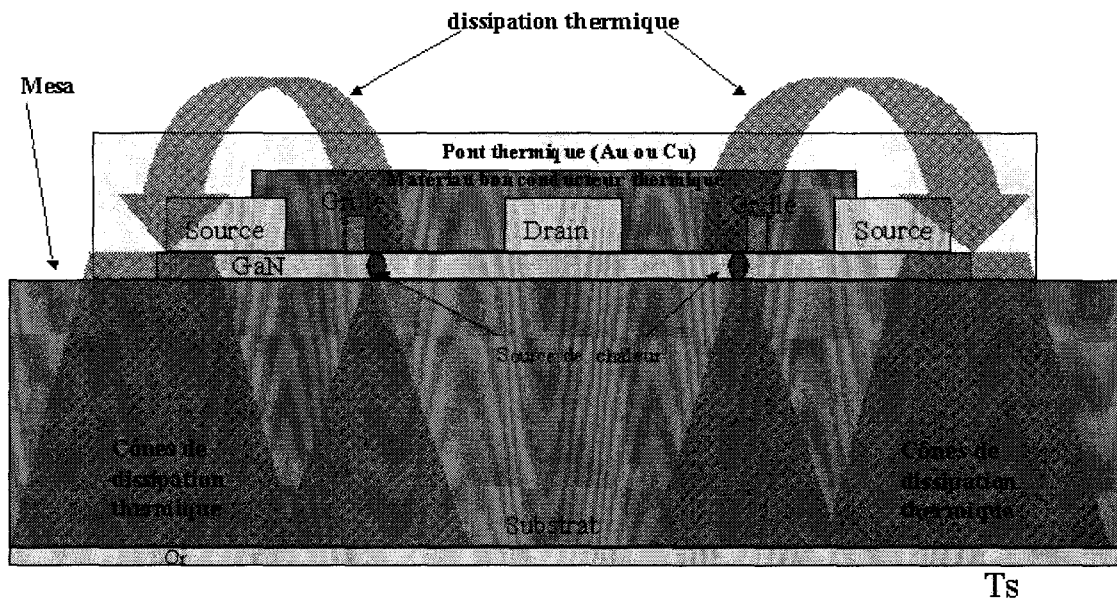


Figure (8 ; 2 ; 1) : Schéma de principe de la nouvelle structure HEMT en report classique, avec le matériau bon conducteur thermique.

A partir d'une simulation par élément fini sur ANSYS nous avons estimé la température de la zone active d'un composant en report classique avec et sans matériau bon conducteur thermique. Dans la simulation la température socle est fixé à  $50^{\circ}\text{C}$ , la conductivité thermique du matériau est de  $1000\text{W/K.m}$ . La simulation a été réalisée pour une densité de puissance extrême de  $25\text{W/mm}$  et la température du canal est de  $370^{\circ}\text{C}$  et  $260^{\circ}\text{C}$

respectivement sans et avec la couche de haute conductivité thermique. Soit une diminution de la température de 110°C soit 35% de la température maximum.

### 8-3 Amélioration par report flip-chip

Les mesures de température par caractérisation électrique pour différentes valeurs de pulses ont montré qu'une part importante de la résistance thermique est localisée dans la couche de GaN. Il faut donc éviter que les calories traversent cette couche à haute température.

Une mise en œuvre optimale en terme de réduction de la résistance thermique consiste à réaliser un report flip-chip. Dans ce report, les calories sont extraites du matériau par le « haut » permettant ainsi une exploitation optimale des propriétés de conduction thermique du matériau intermédiaire. En effet, comme le montre le schéma suivant le flux de chaleur ne traverse pas les couches de matériaux semi-conducteurs qui, sont relativement des mauvais conducteurs thermiques (10 à 200 W/K.m).

En outre, ce report permet l'utilisation d'un matériau de report ayant une bonne conductivité thermique. Ainsi le report pourrait être sur du diamant ou AlN et il serait possible d'envisager des densités de puissances émises plus de 4 à 5 fois supérieure à celle de l'état de l'art actuel.

A cet avantage se rajoute, dans le cas de composants hybridés, celui de n'avoir pas besoin de via-trou entre la face avant et la face arrière pour limiter les effets d'inductance série dues au câblage et évite la difficulté technologique de percer le substrat.

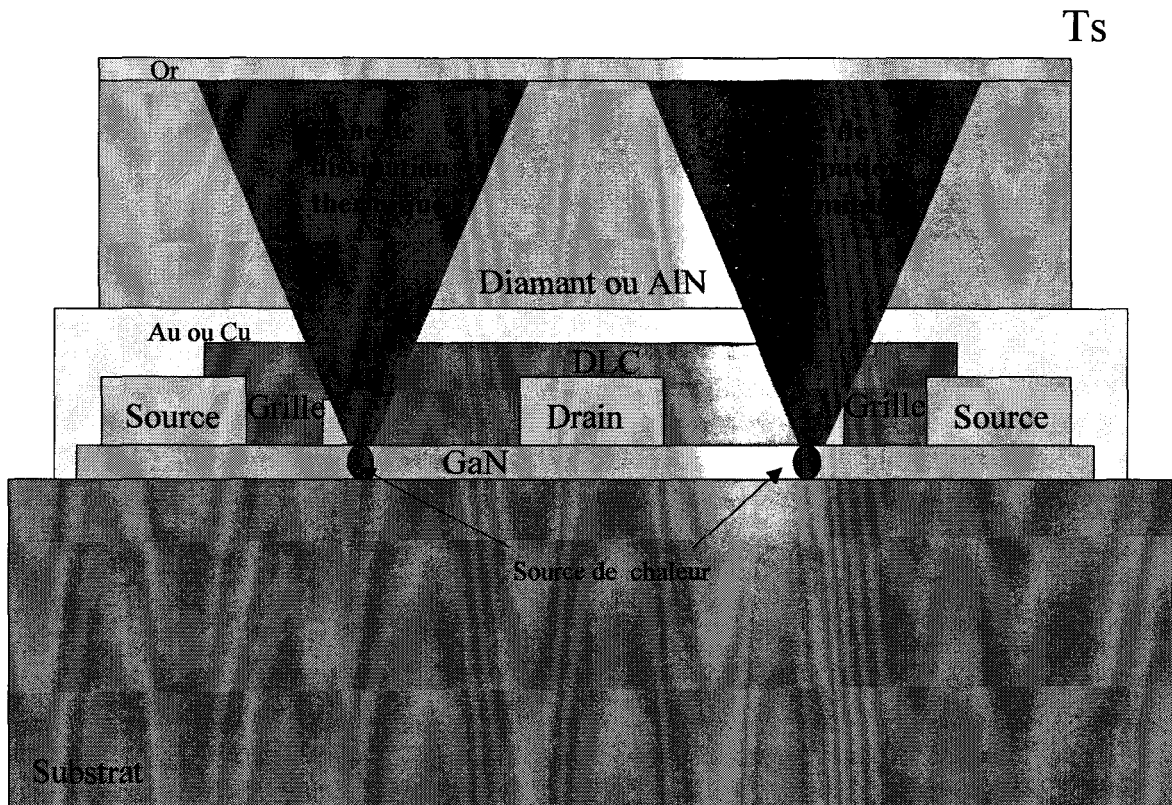


Figure (8 ; 3 ; 1) : Schéma de principe de la nouvelle structure HEMT en report flip-chip, avec le matériau bon conducteur thermique.

La figure (8 ; 3 ; 1) montre une vue schématique en coupe d'un HEMT à base de nitrure de gallium, en report flip-chip avec la couche bonne conductrice thermique sur la zone

active. La source froide est sur la face supérieure du pont thermique. La source de chaleur est principalement située dans l'espace grille-drain, et les calories dissipées sont évacuées vers les références de température  $T_s$  de l'autre côté du pont thermique, sans passer par les différentes couches de la structure.

A partir d'une simulation par élément fini sur ANSYS nous avons estimé la densité de puissance pouvant être dissipée pour une élévation de température de  $150^\circ\text{C}$  dans un composant HEMT AlGaIn/GaN en report flip-chip avec et sans matériau bon conducteur thermique. Dans la simulation la température socle est fixée à  $50^\circ\text{C}$ , la conductivité thermique du matériau thermique (DLC) est de  $1000\text{W/K.m}$ . Le développement utilisé est un 16 doigts de  $50\mu\text{m}$  de long avec un pitch de  $50\mu\text{m}$ , le substrat est du carbure de silicium.

Type de structure	Densité de Puissance dissipée (W/mm)	Amélioration de la résistance thermique
Report Flip-Chip sur AlN sans DLC	6.5	Ref
Report Flip-Chip sur AlN avec DLC	13	2 x Ref
Report Flip-Chip sur diamant avec DLC	22.6	3.5 x Ref

*Tableau (8 ; 3 ; 1) : Tableau des performances des différents reports simulés par éléments finis.*

La structure permet le passage du double de la densité de puissance pour une même élévation de température. La résistance thermique s'en trouve améliorée d'un facteur deux (Tableau (8 ; 3 ; 1)). Enfin si le report est réalisé sur du diamant, il est possible d'envisager des densités de puissance émise plus de 3 à 4 fois supérieures à celle de l'état de l'art actuel.

#### **8-4 Choix du matériau bon conducteur thermique :**

Pour réaliser cette amélioration thermique du composant, nous sommes confrontés à quelques impératifs. En effet, le dépôt du matériau conducteur thermique devrait s'effectuer après l'étape de passivation à une température inférieure à  $340^\circ\text{C}$  comme nous l'avons vu dans l'étude de fiabilité afin de ne pas détériorer le contact de grille actuellement utilisé. Le matériau doit pouvoir recouvrir des formes complexes et denses. En effet, l'espace entre la grille et la source n'est que de  $0.5\mu\text{m}$ . Le matériau doit être bon isolant électrique supérieur à  $10^4\text{Ohm.cm}$ , inerte chimiquement et sa perméabilité électromagnétique compatible avec les performances hyperfréquences demandées aux composants. Mais avant tout, il doit avoir une excellente conductivité thermique supérieure à  $400\text{W/K.m}$ .

Le diamant et le graphite sont tous les deux des espèces allotropiques du carbone. Bien que possédant la même nature élémentaire, les arrangements cristallographiques de ces deux variétés diffèrent fortement. Il en résulte des propriétés physiques, qui quoique très différentes, confèrent à ces deux matériaux des vocations industrielles différentes mais fondamentales.

Le diamant étant le meilleur conducteur thermique existant à l'état naturel ( $2000\text{W/K.m}$ ), nous avons travaillé à partir de ce composé de base pour déterminer quels matériaux pourrait être déposés sur la surface à des températures compatibles de nos procédés. En ce cas, le budget thermique doit absolument être optimisé. Deux idées ont été retenues, un « sol-gel » à base de BCB chargé en poudre diamant et un dépôt de diamant amorphe hydrogéné (matériau appelé aussi DLC diamond-like carbon).

#### **8-4-1 Approche BCB chargé de poudre de diamant :**

Afin de réaliser le matériau conducteur thermique, nous avons imaginé de réaliser un matériau composite à base d'une matrice de BCB chargée avec de la poudre de diamant. Nous avons choisi ce polymère car le laboratoire a une grande expérience technologique de ce polymère et ses paramètres physiques sont bien adaptés aux applications hyperfréquences (Permittivité électromagnétique  $\epsilon=2,7$  faibles pertes).

##### **Préparation de la solution :**

La conductivité thermique du BCB n'est pas bonne (0.2W/K.m). Il faut donc introduire une quantité importante de diamant pour que la chaleur percole de grain à grain avec très peu de BCB à traverser et ainsi obtenir une bonne conductivité thermique. Les grains de diamant doivent être très fins pour pouvoir obstruer l'espace drain grille de 2.5 $\mu$ m. Ainsi, nous avons choisi de la poudre de diamant avec des grains d'une taille de 0.25 $\mu$ m. Nous avons réalisé un mélange très chargé en diamant : 1 volume de BCB, pour 2 à 3 volumes de poudre de diamant. Afin de limiter les agrégats de matière, avant l'introduction du BCB nous avons ajouté dans la poudre du dispersant (quelques gouttes d'amine ou d'huile de poisson). Le polymère chargé a été ensuite mélangé par assistance électromécanique (ultrasons) et enfin déposé sur le substrat de silicium passivé (SiO<sub>2</sub>). Préalablement la plaque de silicium a été nettoyée et enduite par du promoteur d'adhérence recuit 20s à 100°C.

##### **Principe de dépôt :**

La réalisation des films minces à partir de solution de BCB, chargé de diamant, a été tentée selon trois méthodes de dépôt différentes sur une surface plane ont été étudiées :

- Par centrifugation à partir d'une tournette standard
- Par raclage à l'aide d'un filmographe
- Par sérigraphie

##### **Centrifugation :**

L'enduction par centrifugation nécessite l'utilisation d'une tournette (principe standard en microélectronique). L'épaisseur du film dépend de la viscosité de la solution, de la vitesse de rotation de la tête de la tournette et du temps de rotation.

##### **Enduction par raclage à l'aide d'un filmographe :**

Le raclage à l'aide d'un filmographe nécessite le déplacement d'une tige filetée sur une plaque de verre qui est fixe. Au cours de l'application, le produit s'écoule entre les spires en cannelures régulièrement espacées et la solution s'étale d'elle-même, après passage de la tige, pour former un film d'épaisseur uniforme sur le substrat. L'épaisseur du film augmente avec la concentration de la solution et le pas du filetage.



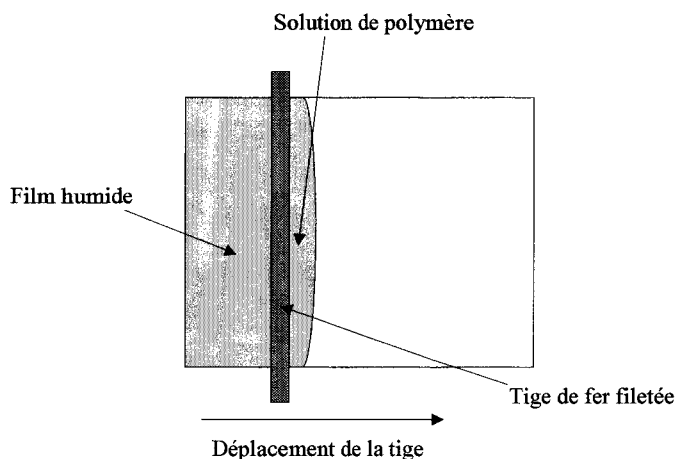


Figure (8 ; 4 ; 1 ; 1) : Schéma de principe du raclage

### Dépôt par sérigraphie :

Le dépôt par sérigraphie se réalise à partir d'un pochoir métallique dont les mailles ne sont ouvertes qu'en regard des motifs à réaliser. Au cours de l'application, le produit s'écoule entre les motifs et la solution s'étale d'elle-même, après passage de la raclette, sur le substrat.

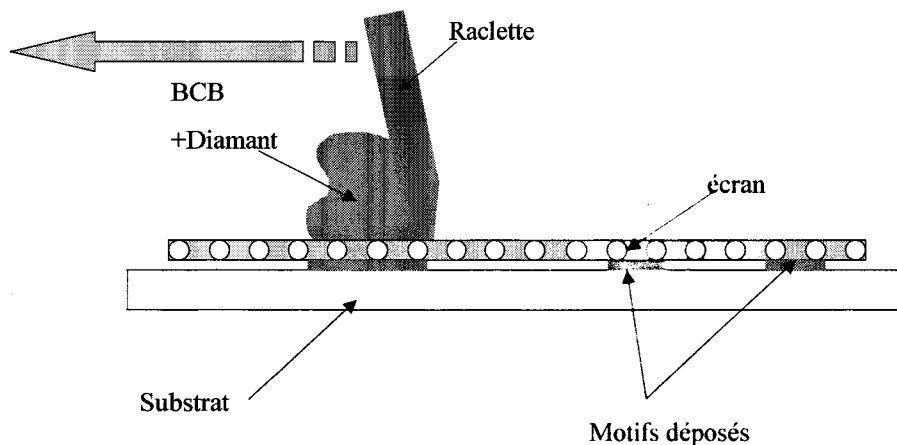


Figure (8 ; 4 ; 1 ; 2) : Schéma de principe de la sérigraphie

### Séchage :

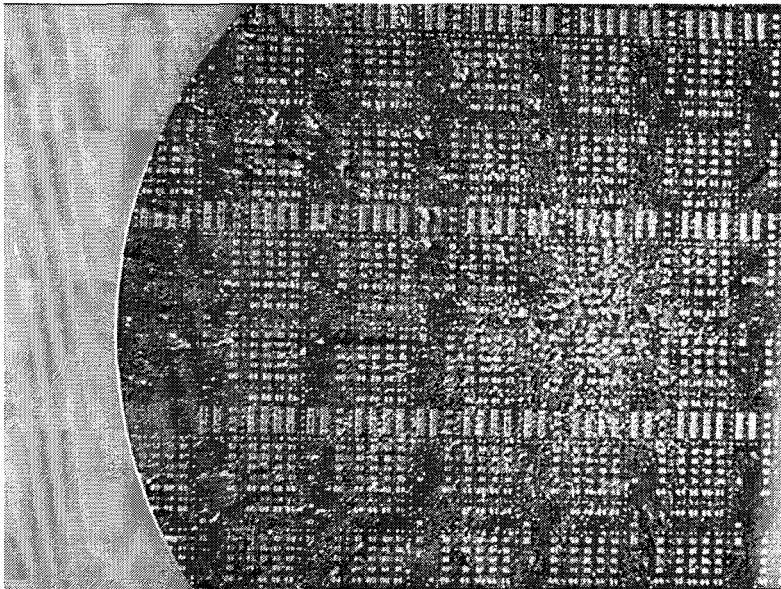
Le solvant de ce polymère a un point d'ébullition assez élevé ce qui nécessite un séchage à haute température. De plus, ce sont des solvants lourds qui ne diffusent pas facilement vers l'extérieur du film. Afin d'éviter la formation de bulles dans le film, le premier séchage consiste en une évaporation lente à 100°C. Le mélange BCB + diamant est ensuite recuit à 250°C dans une atmosphère sous azote avec un taux d'oxygène inférieur à 50ppm.

### Tentative expérimentale :

Plusieurs essais ont été réalisés avec des variantes de mélanges et de techniques de dépôt qui n'ont pas été concluants.

1<sup>er</sup> essai : Mélange de la poudre de diamant et du mesitylène (solvant du BCB : triméthylbenzène) étalé à la tournette. Le résultat n'est pas satisfaisant, il résulte des agrégats de poudre de diamant ségrégués par endroit, quasiment pas étalés, résultat normal puisque la poudre n'est pas un type de matériau ayant des propriétés d'étalement, contrairement aux résines et autres polymères.

2<sup>eme</sup> essai : Mélange de la poudre de diamant et du BCB étalé à la tournette. Le résultat n'est pas bon, beaucoup d'agrégats de poudre, la hauteur de certains grains étant de 28 $\mu$ m et il existe des zones de BCB sans poudre, mélange inhomogène répartition radiale sur la plaque comme le montre la figure suivante.



*Figure (8 ; 4 ; 1 ; 3) : Photographie du dépôt du BCB chargé à la poudre de diamant sur un wafer après ouverture du polymère.*

3<sup>eme</sup> essai : Afin d'optimiser le mélange, nous nous sommes inspirés des travaux réalisés dans le laboratoire Céramiques de TRT-Fr qui travaille sur des procédés de barbotine. Ainsi au mélange de poudre de diamant et de BCB, il a été ajouté du dispersant de trois types : du dibutylamine, de l'huile de poisson et de l'huile de poisson oxydée. Afin de parfaire le mélange et d'augmenter son homogénéité, l'opération a été réalisée avec des ultra sons. Le résultat n'est toujours pas satisfaisant, de gros agrégats de poudre sont toujours présents, et la répartition de celle-ci est toujours inhomogène mais des vides se sont réduits de façon plus significative.

4<sup>eme</sup> essai : A partir du même mélange, BCB, poudre et dispersant, nous avons utilisé la technique de dépôt par laminage avec la technique du filmographe sur la machine à tige du laboratoire de chimie de TRT-Fr. Le polymère forme un film avec des rayures dans le sens de laminage de la tige et la poudre semble être poussée à l'extérieur. L'épaisseur de dépôt avec

cette tige est fixée à  $9\mu\text{m}$  mais le dépôt est dépourvu de grains de diamant. Les agrégats de diamant qui se sont formés pendant le mélange, sont plus gros que des grains de  $9\mu\text{m}$  de hauteur et sont donc balayés par la tige.

5<sup>eme</sup> essai : A partir du même mélange, BCB, poudre et dispersant, nous avons utilisé la technique de dépôt par sérigraphie et raclette du laboratoire de céramique. Comme le montre la figure (8 ; 4 ; 1 ; 4), ce test expérimental conduit à de gros agrégats de poudre, la répartition de celle-ci est toujours inhomogène.

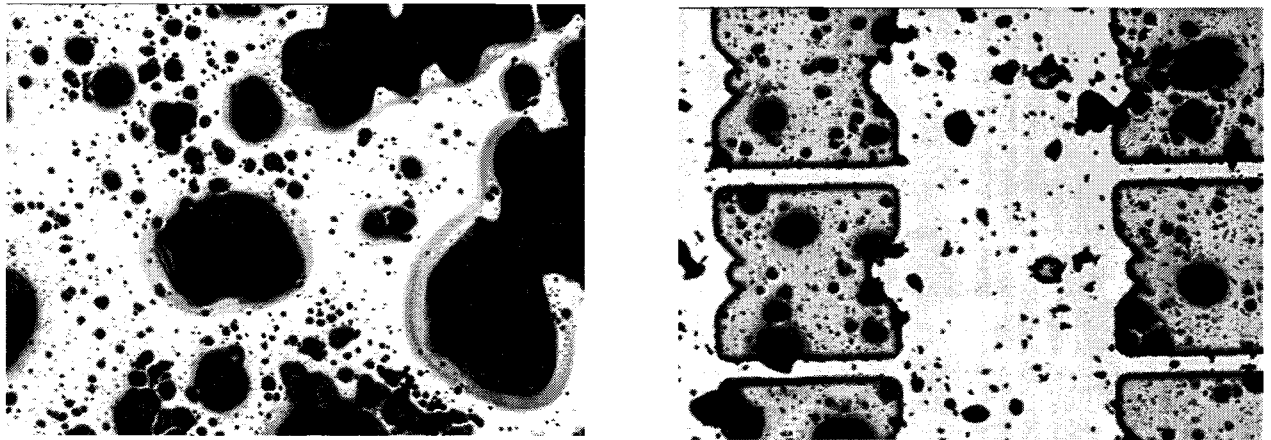


Figure (8 ; 4 ; 1 ; 4) : Photographie du dépôt du BCB chargé à la poudre de diamant sur un wafer après ouverture du polymère.

#### Conclusions sur le matériau composite :

Les résultats ne sont pas concluants quel que soit le mélange réalisé et la méthode de dépôt utilisée, la poudre de diamant ne se répartit pas de façon homogène dans le BCB et il y a formation d'agrégats au centre ou répartis aléatoirement sur la plaquette quel que soit le mode de dépôt. Le problème réside dans la réalisation d'un mélange homogène avant application sur la plaque.

Des motifs ont été réalisés par photolithographie du BCB chargé avec de la poudre de diamant. Hors mis le problème d'agrégats, une bonne résolution des motifs est difficile à obtenir car le diamant perturbe l'insolation et il reste des morceaux de matériau sur la surface hors des motifs. Le BCB semble être correctement insolé et développé pourtant de la poudre de diamant reste dans les ouvertures. Clairement, cette voie a due être abandonnée, la solution par dépôt diamant amorphe hydrogéné semblant plus intéressante et moins difficile à mettre en oeuvre.

### 8-4-2 Approche le diamant amorphe hydrogéné ou DLC :

#### 8-4-2-1 Croissance du DLC

La production industrielle de diamant est la nouvelle pierre philosophale du microélectronicien-thermicien. Le graphite est bien plus facile à élaborer que la phase diamant. Plusieurs méthodes existent, de la plus violente (explosion) à la plus douce (dépôt chimique en phase vapeur, DCPV deposit chemical plasma vapor). Le fait de produire du

graphite et du diamant n'est pas nouveau. Cependant les méthodes de DCVP sont bien connues pour produire une phase intermédiaire, le diamant amorphe hydrogéné ou diamond-like carbon, qui est un mélange d'atomes de carbone d'hybridation  $sp^2$  (forme graphite) et  $sp^3$  (forme diamant). La présence de  $sp^3$  fait que le DLC a des similitudes de propriétés mécaniques, thermiques et électriques avec le cristal de diamant.

Les couches de carbone amorphe hydrogéné obtenues par plasma peuvent être, selon les conditions de dépôt, polymériques (sous flux d'ions de faible énergie  $< 100$  eV) ou, au contraire, des films de carbone dur DLC "diamond-like carbon" (films déposés sous flux d'ions énergétiques  $qq 100$  eV).

Ces films sont élaborés dans un réacteur duale micro-ondes - radiofréquence à partir d'hydrocarbures, méthane ( $CH_4$ ) ou acétylène ( $C_2H_2$ ). Le plasma est créé à basse pression ( $qq 10^{-3}$  mbar). La polarisation RF du porte-substrat induit une tension continue comprise entre 0 et -600V. Les films déposés en mode dual sont constitués d'une matrice amorphe contenant des nanocristallites dont la taille (4 à 30 nm) et la nature (graphite, diamant hexagonal ou cubique) dépend de l'hydrocarbure utilisé, de l'énergie des ions de la pression et de la température.

Le dépôt de DLC est un dépôt dopé ou non, réalisé sous vide à partir de gaz porteurs de carbone, à une température comprise entre 100 et 200°C, la couleur de ce dépôt est noire. La conductivité thermique du DLC est estimée à 1000W/K.m. Le dépôt a une épaisseur aisément contrôlable et homogène sur des surfaces de forme complexe, amorphe et inerte chimiquement, il résiste à la corrosion. Ce matériau est dur, avec de bonnes caractéristiques élastiques. Le DLC est isolant électrique et bon conducteur de chaleur. Les films DLC ont de multiples applications, comme couches de protection, couches émettrices d'électrons sous champ électrique, barrière chimique, etc... L'application principale de ce dépôt pour ACM (Application Couche Mince) la protection de soupape automobile et de prothèse médicale.

L'ensemble de ces caractéristiques permet d'envisager son utilisation comme dissipateur thermique. La faible température de dépôt et sa capacité à recouvrir des formes complexes permettent en outre de déposer cette couche une fois que le composant a été réalisé. Une reprise de contact peut aisément être réalisée après gravure RIE (Reactive ionic Etching) du DLC, une étude technologique de faisabilité a été réalisée pour évaluer son potentiel intérêt pour les HEMTs GaN.

La société ACM (Application Couche Mince) propose dans sa gamme de produit un dépôt de diamant amorphe hydrogéné : le casidiam.

Dans ce process le casidiam est produit par dépôt en phase vapeur assisté par plasma (PECVD). Le système de dépôt est constitué d'une chambre à vide avec une pompe turbo moléculaire, une multitude de collecteurs de gaz et un générateur RF. Les plaques sur lesquelles le dépôt est réalisé sont placées sur la cathode et sont nettoyées par un canon argon à une pression de  $10^{-2}$  à  $10^{-3}$  mbar avec une polarisation RF de 1kV. Après ce traitement de surface l'argon est remplacé par un gaz contenant du carbone. On peut ajouter un dopant pour optimiser certaines propriétés du casidiam pour une meilleure adhésion ou une meilleure résilience. Dans ce process la température de dépôt est de 150°C, à la pression de  $10^{-1}$  à  $10^{-2}$  mbar, la vitesse de dépôt est de 1 à 5 $\mu$ m/heure.[1-3]

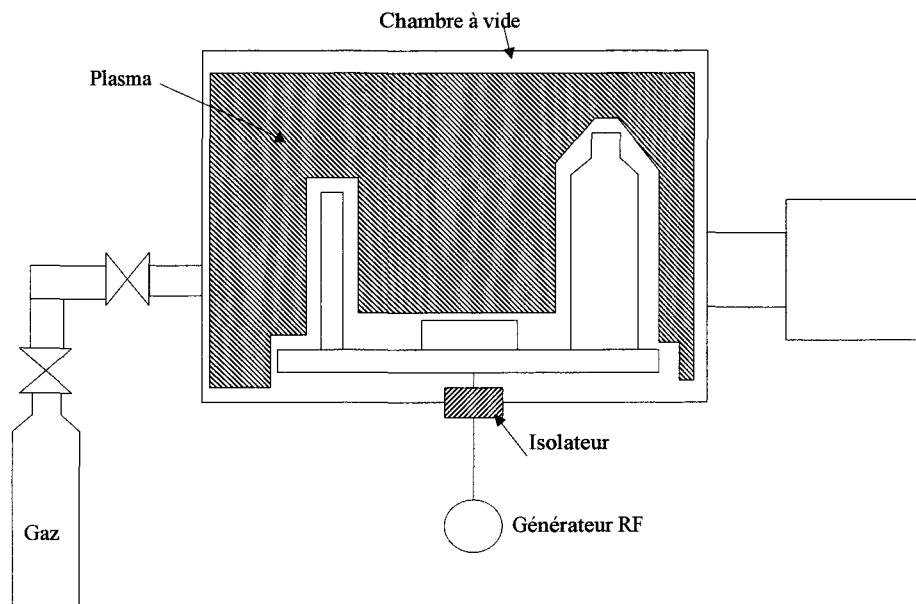


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 1) : Schéma du réacteur de dépôt du DLC.

Les paramètres les plus importants dans la croissance du DLC sont le contrôle de la polarisation, la pression des gaz et le mélange gazeux. Généralement, le taux de déposition décroît avec le potentiel, la pression et la proportion d'oxygène, d'azote et de gaz inerte.

Plusieurs dépôts ont été réalisés sur différents types de matériaux utilisés par TIGER afin de voir l'adhérence du DLC sur nos matériaux habituellement utilisés pour les hyperfréquences et ainsi définir à quel moment il est opportun d'intégrer le dépôt dans le process.

Un premier dépôt de 2.2 $\mu\text{m}$  de DLC a été réalisé sur cinq matériaux :

- du GaN bulk sur substrat silicium,
- du silicium,
- une couche de passivation en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sur GaAs,
- du carbure de silicium,
- un morceau d'inox.

Le process classique a été utilisé, incluant le nettoyage par des ions argon et la température du porte substrat de 150°C.

Ces premiers échantillons ont été recouverts avec le dépôt standard que propose ACM, les conditions de croissance du DLC sont de 300V RF avec un plasma d'hydrocarboné (type  $\text{CH}_4$ ) à une puissance de 200W, le dépôt est précédé d'une gravure de nettoyage avec un canon ionique. La température du substrat étant induite par la température du plasma est estimée à 100°C pour ces conditions de dépôt. L'épaisseur du DLC ainsi obtenue est de 2.2 $\mu\text{m}$ .

A partir de ces premiers échantillons, nous avons effectué de simples tests mécaniques pour estimer le niveau d'adhérence et de dureté du DLC sur le substrat. Avec une simple brucelle, nous avons frotté le dépôt sans constater de délaminage et ceci quelque soit le type de substrats. Ce résultat est en accord avec l'application principale de ce dépôt pour ACM et la protection de soupape automobile.

Le test classique du scotch à aussi été réalisé sans aucun décollement du film DLC. Pour une application électronique où le facteur principal est la conductivité thermique, ces tests d'adhérence et de dureté nous ont semblé suffisants. Des tests de fiabilité subsidiaires devraient être réalisés sur des composants en fonctionnement pour voir si aucun délaminage n'apparaît.

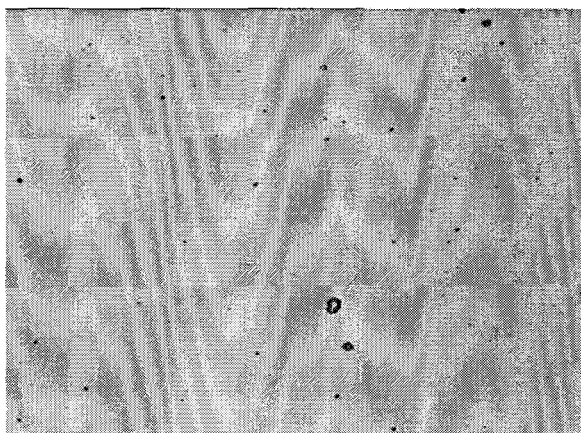


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 2) : Photo optique d'un dépôt de DLC sur substrat de silicium

Quelle que soit le matériau d'accueil et l'état de surface de la plaquette à recouvrir, la morphologie du dépôt de DLC reste identique. Des analyses au microscope à force atomique ont été réalisées sur tous les différents substrats et montrent des pics de rugosité de surface de 1 à 2 nm suivant le type de matériau et la rugosité initiale.

Nous mesurons des RMS de 0.4 à 0.6 nm de façon générale quand la plaquette de départ est polie et ceci quel que soit la nature du matériau initial.

Les Figures (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 3), (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 4) et (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 5) présentent les mesures AFM de rugosité 0.4 nm, 0.6nm, et 1.5nm pour trois types de substrat : silicium, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> sur GaAs et carbure de silicium.

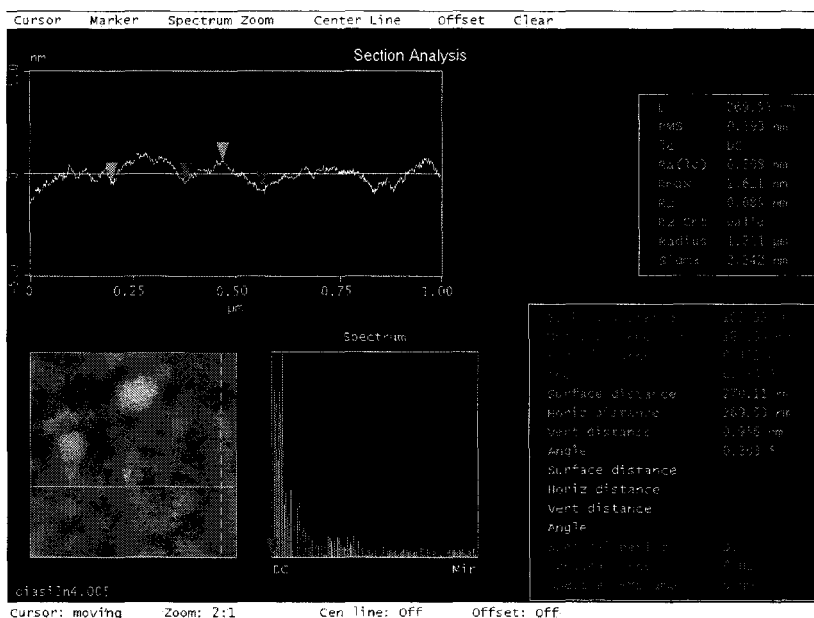


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 3) Mesure AFM du dépôt de DLC sur substrat Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/AsGa.

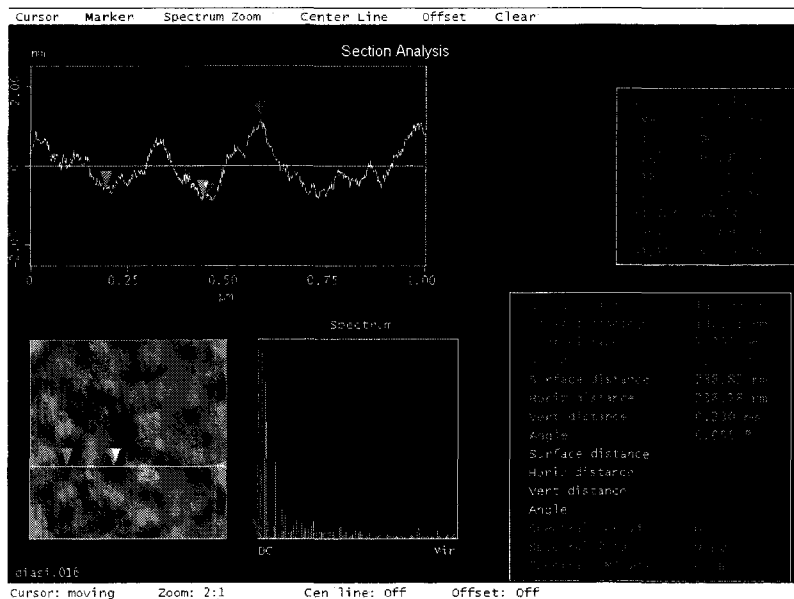


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 4) : Mesure AFM du dépôt de DLC sur substrat de silicium.

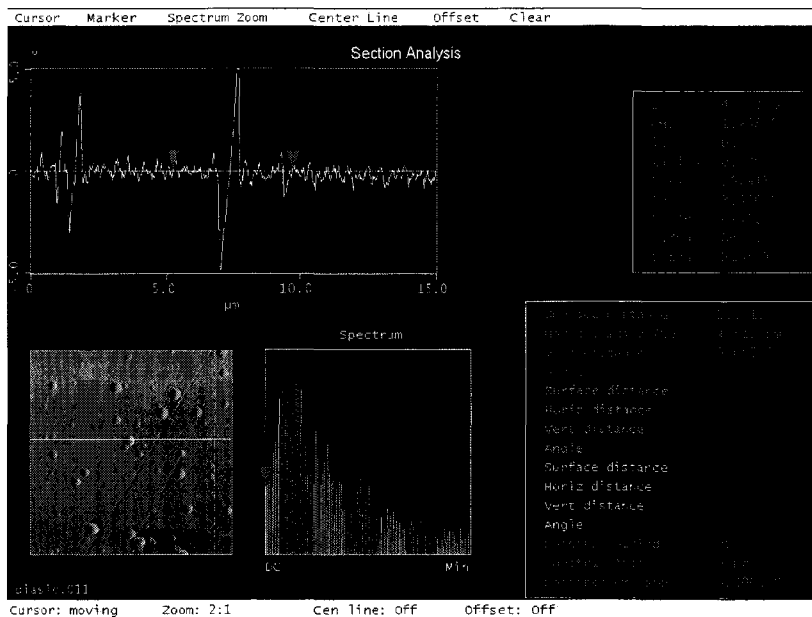


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 5) : Mesure AFM du dépôt de DLC sur substrat de carbure de silicium.

L'adhérence du matériau est de bonne qualité, en effet, on retrouve l'état de surface du substrat après les 2µm de dépôt de DLC.

En effet la plaque GaN/Si est une structure epitaxiée par MBE dont la croissance colonaire est très caractéristique comme nous l'avons vu dans le premier chapitre. Sur les images AFM, on retrouve les grains de GaN d'une taille de 1µm à 1.5µm dans le plan de la surface.

Les mesures AFM suivantes présentent l'état de surface de la couche de GaN/Si avant et après dépôt. Cela permet de comparer leurs rugosités et de voir la contribution du DLC sur la couche.( Figures (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 6), (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 7) et (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 8))

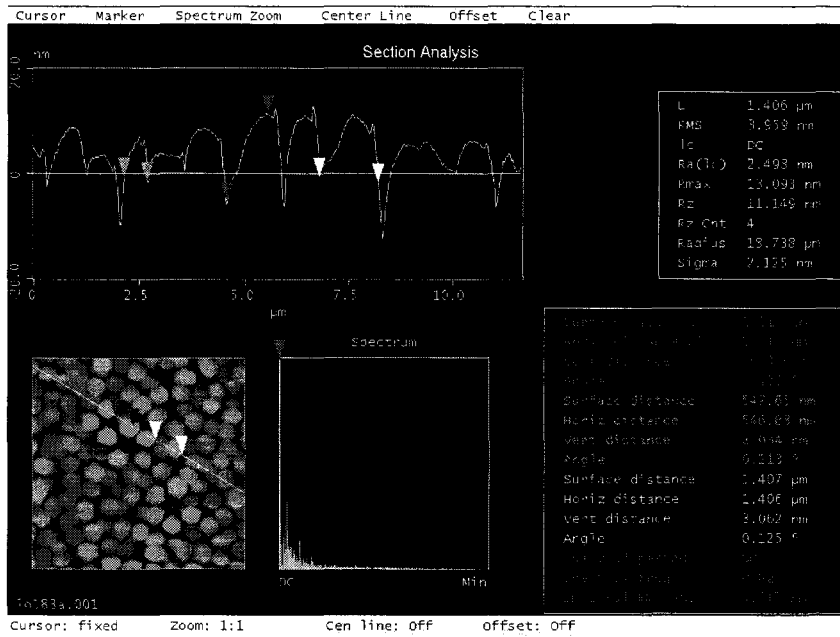


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 6) : Mesure AFM de la couche de GaN/Si avant dépôt

Les mesures AFM après dépôt de DLC, nous donnent un résultat comparable malgré la couche de 2.2μm de diamant. On peut aisément retrouver l’empreinte de la croissance colonaire du GaN sur la mesure AFM et on retrouve une rugosité de surface atténuée de 4nm à 3nm respectivement avant et après dépôt.

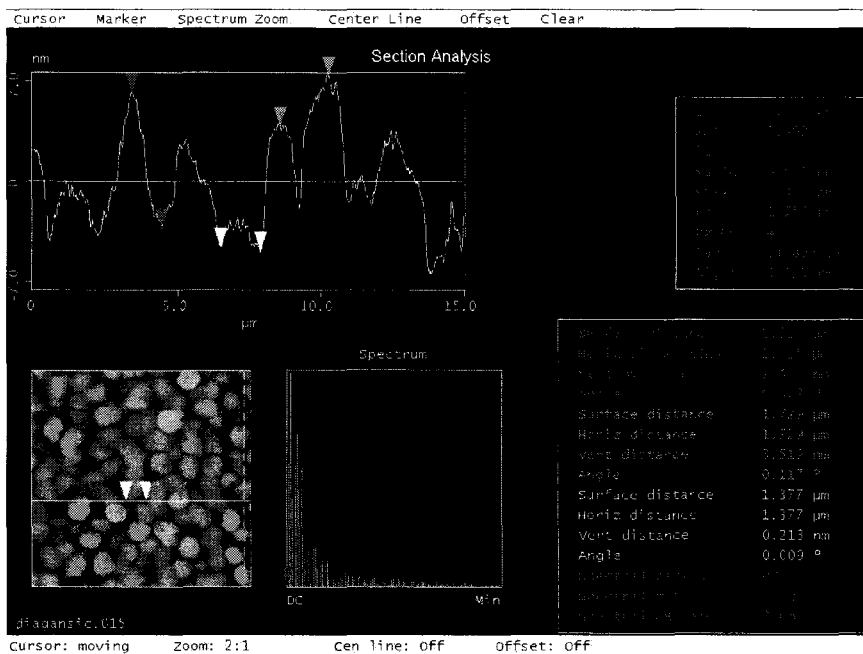


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 7) : Mesure AFM de la couche de GaN/Si avant dépôt

Le dépôt est homogène pour ce qui est de la nature du matériau. L’image AFM de la phase de la mesure ne montre pas la présence de matériau différent, même dans le cas d’aspérité sur la croissance. La mesure de phase reste complètement neutre ce qui montre que nous sommes constamment en contact avec le même matériau.



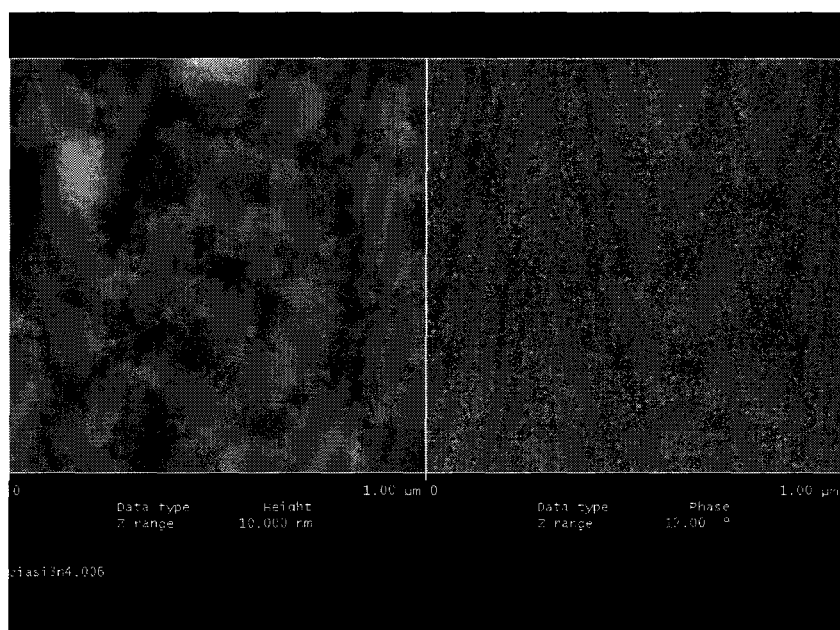


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 1 ; 8), Mesure AFM de la topographie et de la phase sur le dépôt de DLC sur substrat  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{AsGa}$ .

#### 8-4-2-2 Etude Raman :

Des mesures de spectroscopie Raman ont été réalisées sur le DLC

La spectroscopie Raman permet d'étudier les structures cristallines sur quelques nanomètres d'épaisseur. Cette mesure physique permet de mettre en évidence expérimentalement la présence de liaisons cristallines  $\text{sp}^3$  (lié au diamant) et  $\text{sp}^2$  (lié au graphite) et de distinguer la contribution de chacune de ces liaisons.[4-7]

Les mesures ont été réalisées sur deux échantillons différents préparés avec des conditions de croissance différentes. La mesure est réalisée à partir de la raie Stokes, plus intense (Voir chapitre 6, la mesure Raman).

Le premier échantillon a été mesuré avec le dépôt de base de ACM sur l'échantillon de silicium, les conditions de croissances du DLC sont de 300V RF avec un plasma d'hydrocarboné (type  $\text{CH}_4$ ) à une puissance de 200W. Le dépôt est précédé d'une gravure de nettoyage avec un canon ionique. La température du substrat étant induite par la température du plasma, elle est estimée à  $100^\circ\text{C}$  pour ces conditions de dépôt. L'épaisseur du DLC est de  $1.8\mu\text{m}$ .

Un deuxième échantillon a été étudié avec un dépôt amélioré sur un substrat de silicium, les conditions de dépôt, cette structure DLC sont de 500V RF avec un plasma d'hydrocarboné (type  $\text{CH}_4$ ) à une puissance de 500W. Ce dépôt est précédé d'une gravure de nettoyage avec un canon ionique. La température du substrat étant induite par la température du plasma, elle est estimée à  $300^\circ\text{C}$  pour ces conditions de dépôt. L'épaisseur du DLC est de  $1.7\mu\text{m}$ .

Pour l'étude de spectroscopie Raman, nous avons utilisé un laser Argon à la longueur d'onde de 514.5nm, le mode TEM00 est sélectionné parmi les différents modes de l'onde laser dans la cavité.

Dans l'application la puissance du laser est de 100mW. Le diamètre du spot laser est de 1µm soit une surface du spot de  $\pi/4 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ . La densité de puissance est donc de  $1.27 \cdot 10^5 \text{ W/mm}^2$  sur la surface du matériau. Le temps d'acquisition de la mesure est de 60s, afin d'avoir un signal distinct du bruit.

Le spectromètre est centré sur  $1450 \text{ cm}^{-1}$  et la plage de  $1250 \text{ cm}^{-1}$  à  $1650 \text{ cm}^{-1}$  est balayée. En effet dans cette gamme de fréquence optique, le pic caractéristique du diamant ( $\text{sp}^3$ ) à  $1332 \text{ cm}^{-1}$  et celui du graphite ( $\text{sp}^2$ ) à  $1580 \text{ cm}^{-1}$  peuvent être visualisés simultanément.

Le spectre Raman du DLC est constitué d'une large bande qui contient les raies excitatrices des liaisons atomiques du graphite et du diamant. La mesure de la première couche est présentée en figure (8 ; 4 ; 2 ; 2 ; 1).

Cette figure montre un spectre typique d'une couche de DLC réalisée à partir du premier dépôt. Ces données expérimentales peuvent être décomposées par deux pics constitués de deux distributions du type Gaussienne-Lorentzienne centrées sur  $1332 \text{ cm}^{-1}$  et  $1580 \text{ cm}^{-1}$ . Elle montre la contribution des deux structures, diamant et graphite avec une intensité un peu plus forte pour le  $\text{sp}^2$ .

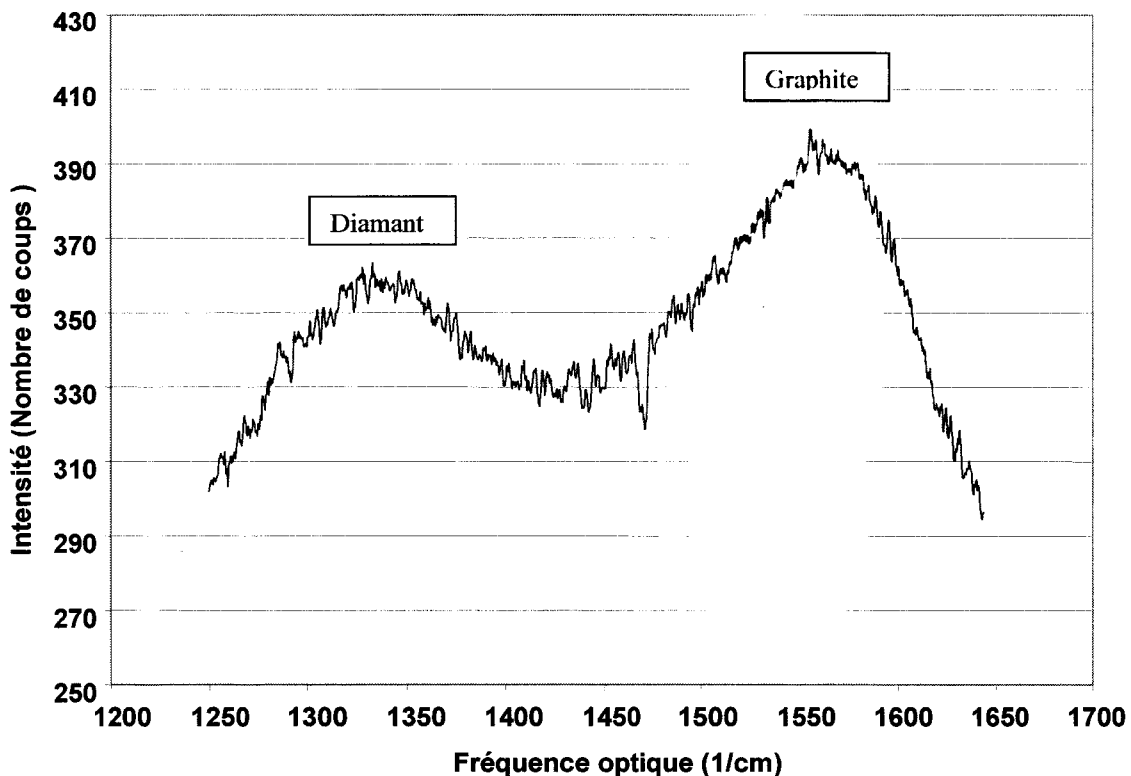


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 2 ; 1) : Mesure Raman sur un échantillon de DLC issu du premier dépôt

Le spectre Raman du DLC pour les deux différentes conditions de croissance a été analysé. L'intensité relative du taux de graphite et de diamant, la largeur des pics et leurs positions sont fonction des conditions de polarisation.

L'analyse sur le deuxième échantillon, figure (8 ; 4 ; 2 ; 2 ; 2) montre la présence des deux structures graphite et diamant, avec une intensité plus forte que pour le premier échantillon, pour les mêmes conditions de mesure et la même épaisseur du matériau.

Ces mesures nous permettent de penser que les liaisons cristallines  $sp^2$  mais surtout  $sp^3$  sont plus nombreuses dans le deuxième dépôt et donc que les caractéristiques du matériau se rapprochent encore plus du diamant et du graphite, particulièrement la conductivité thermique.

La qualité du matériau semble être optimisée, avec des conditions de croissance en deçà des limites fixées à ce jour par les mesures de fiabilité en stockage soit  $T < 350^\circ\text{C}$  (essentiellement gouvernées par la stabilité du contact Schottky).

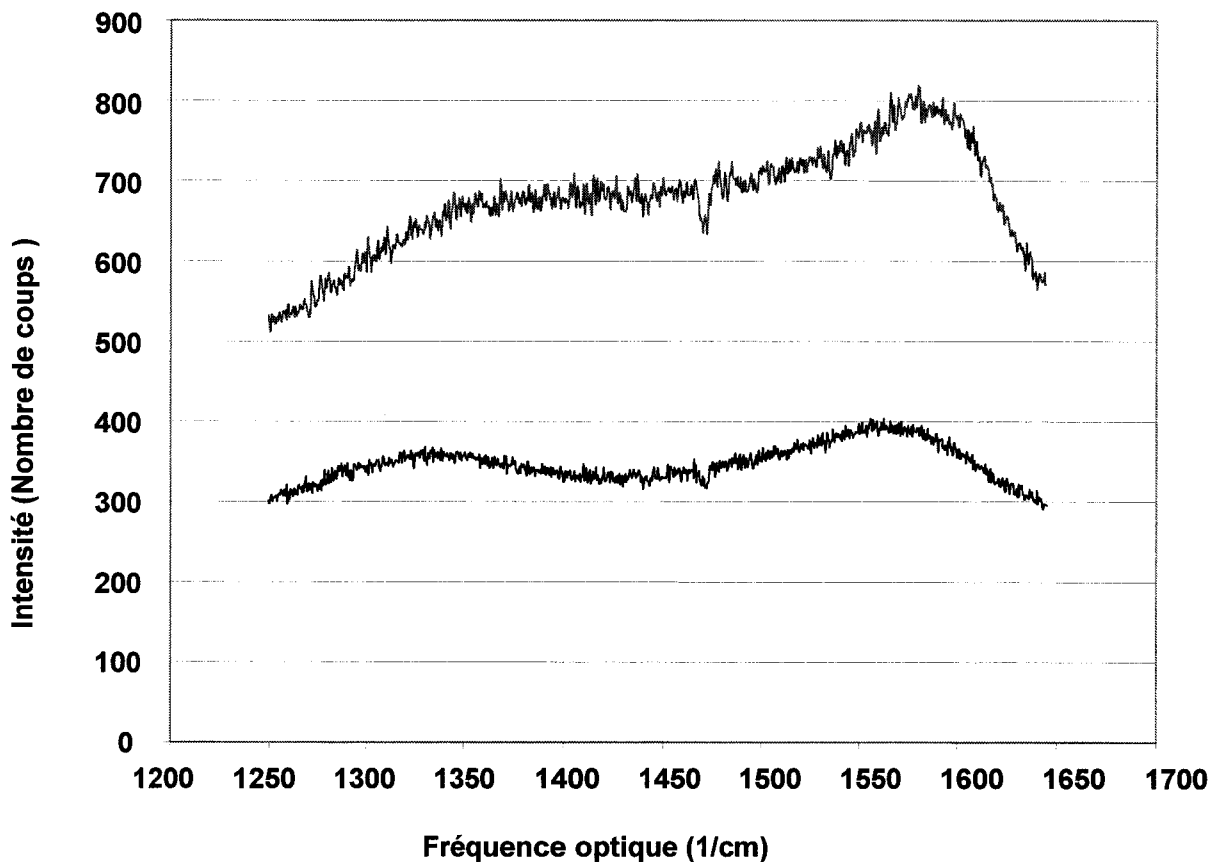


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 2 ; 2) Comparaison de mesure Raman sur deux échantillons de DLC issu du premier dépôt (bleu) et du deuxième dépôt (rouge)

On remarque que les dépôts présentent dans leur spectre un pic d'absorption vers  $1470\text{ cm}^{-1}$  que l'on n'explique pas.

La surface se dégrade sous l'influence du faisceau laser avec une densité de puissance de  $1,27 \cdot 10^5\text{ W/mm}^2$ . En effet sur l'image optique de la figure (8 ; 4 ; 2 ; 2 ; 3) nous pouvons voir la trace laissée par le balayage du laser.

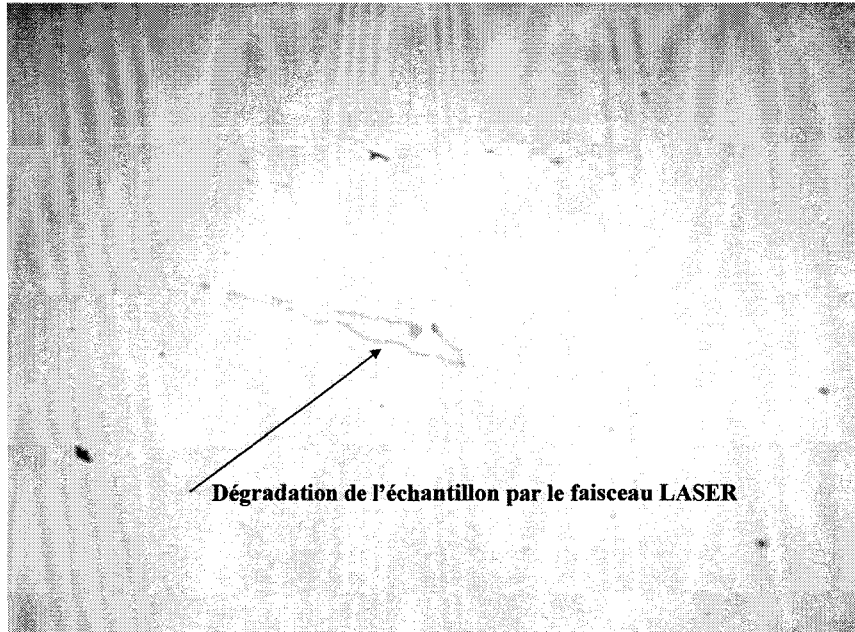


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 3), dégradation du DLC par le faisceau LASER.

#### **8-4-2-3 Etape technologique de gravure du diamant amorphe hydrogéné :**

Le dépôt de DLC serait intégré dans le process après passivation et déposé sur la globalité du wafer. Afin d'avoir accès aux plots de métallisation et ainsi poursuivre la réalisation des composants, une étape de gravure du DLC a été intégrée. L'ouverture des plots se ferait à partir du niveau de masque ouverture passivation. [8-15]

Cette réalisation technologique a été menée à bien à partir du masque SiC95 afin d'en mesurer la faisabilité sur un échantillon témoin. Cet échantillon de DLC comportait donc une couche de passivation et un niveau d'interconnexion.

Le contrôle de l'étape de gravure du DLC a été réalisé de la façon suivante :

- Dépôt d'un promoteur d'adhérence ou primer
- Dépôt de 9 $\mu$ m de résine épaisse SPR 220 7.0 (centrifugation : 2500tr/min)
- Lithographie pour ouverture des plots avec le masque ouverture nitrure, insolation 25s (puissance : 12mW/cm<sup>2</sup>)
- Développement MFCD 26 pur, 1min30s.
- Plasma d'oxygène, 300W.
- Recuit de la résine à l'étuve 86°C pendant 50 min.
- Gravure RIE du DLC (10% de SF<sub>6</sub>, 90% de O<sub>2</sub>)

Condition de gravure par RIE :

- SF<sub>6</sub> : 10%
- O<sub>2</sub> : 90%
- Pression : 6Pa
- Puissance : 40W
- Polarisation : 250V

On obtient une vitesse de gravure du DLC de 45nm/min avec une vitesse de gravure de la résine : 125nm/min. Pour graver les 2.2µm de diamant amorphe hydrogéné, il faut donc 48 minutes. De plus, la résine SPR 220 présente, du fait de son épaisseur de 9µm, permet une marge de sécurité de 2µm.

Les motifs des composants sont parfaitement ouverts, de façon homogène.

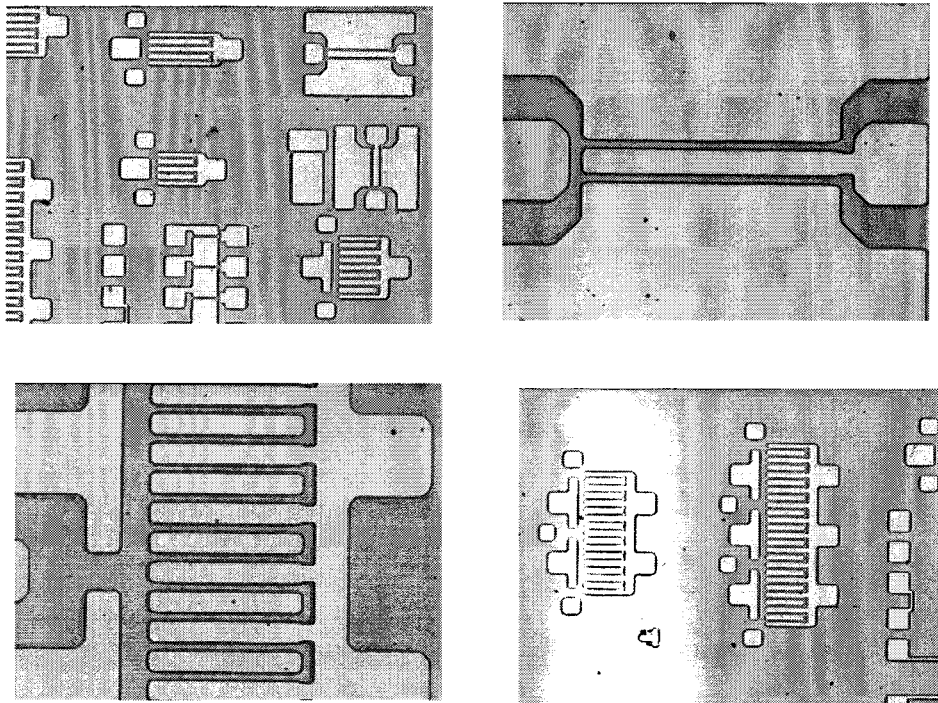


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 3 ; 1), Photos au microscope optique de l'étape de gravure du DLC de composants HEMT à partir du masque SiC95

Des mesures AFM permettent d'estimer la qualité de la gravure et la résolution de celle-ci. Les motifs ont été réalisés sur une plaque dont le dépôt de DLC initial avait une épaisseur de 1.8µm.

La gravure du DLC a été effectuée sur une profondeur de 1µm. Ainsi un contrôle de la gravure a été fait ; son uniformité, sa rugosité de surface en fond de gravure et sa vitesse.

La mesure est faite sur un motif de deux doigts de 250µm, avec un balayage transversal à la grille.

La qualité des ouvertures s'intègre dans les tolérances que requière la poursuite du process.

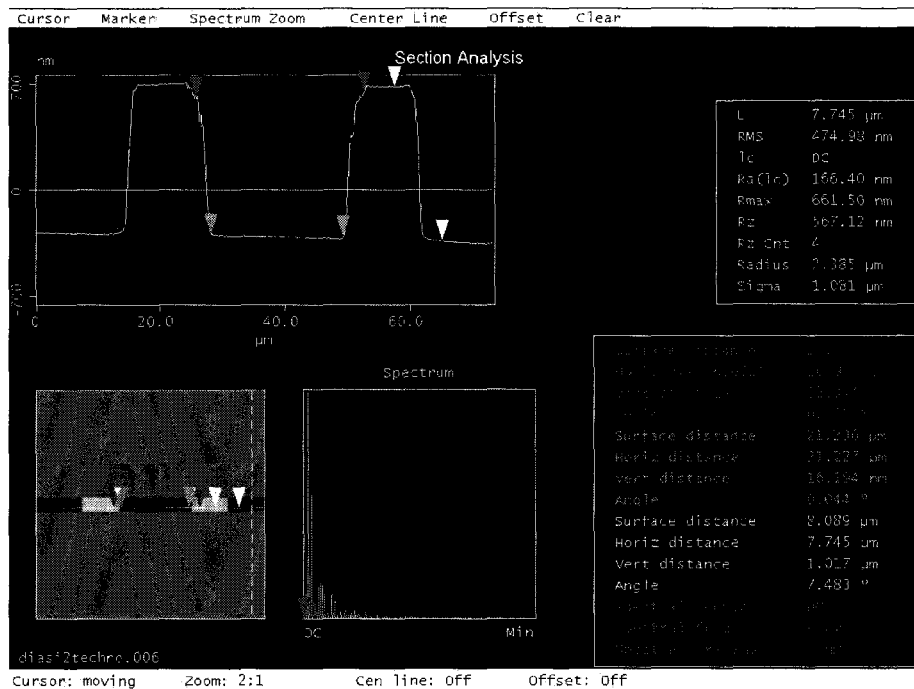


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 3 ; 2) : Mesure AFM des motifs après la gravure du DLC

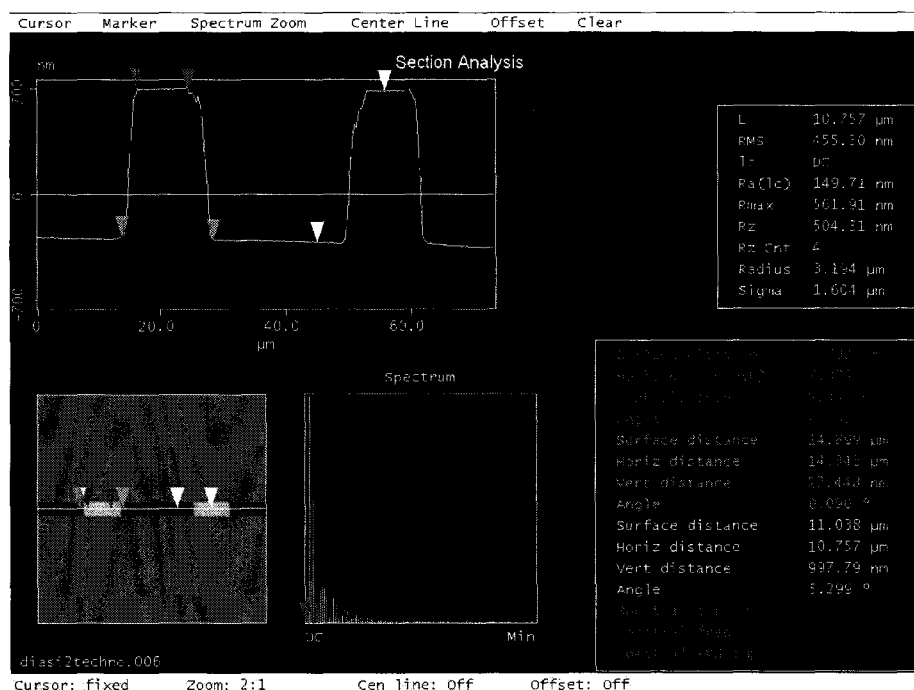
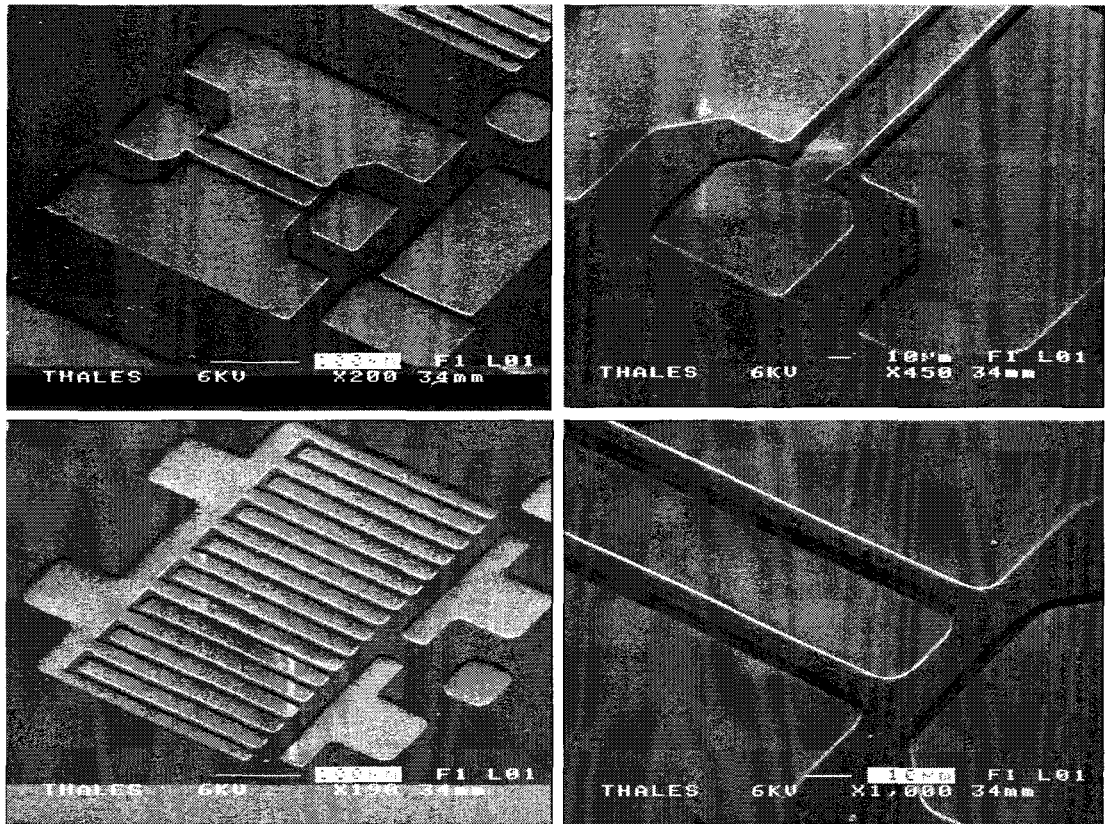


Figure (8 ; 4 ; 2 ; 3 ; 3) : Mesure AFM des motifs après la gravure du DLC

Les mesures AFM (8 ; 4 ; 2 ; 3 ; 2) et (8 ; 4 ; 2 ; 3 ; 3) montrent l'ouverture du DLC sur les plots de contact Ohmique. Il ne reste donc que du diamant hydrogéné sur les zones active du composant. A partir du masque de ce composant on constate une ouverture de bonne qualité et un parfait développement du motif du composant. En effet initialement l'espace entre les plots de contact ohmique du drain et de la source est de 9μm après ouverture il est de 8μm en haut du plot de DLC et de 14μm en bas. La largeur du plot de recharge de drain est au niveau recharge de 24μm, après gravure du DLC il est supérieur à 21μm. L'épaisseur gravée, 1μm, est uniforme et bien contrôlée sur toute la surface de l'échantillon.

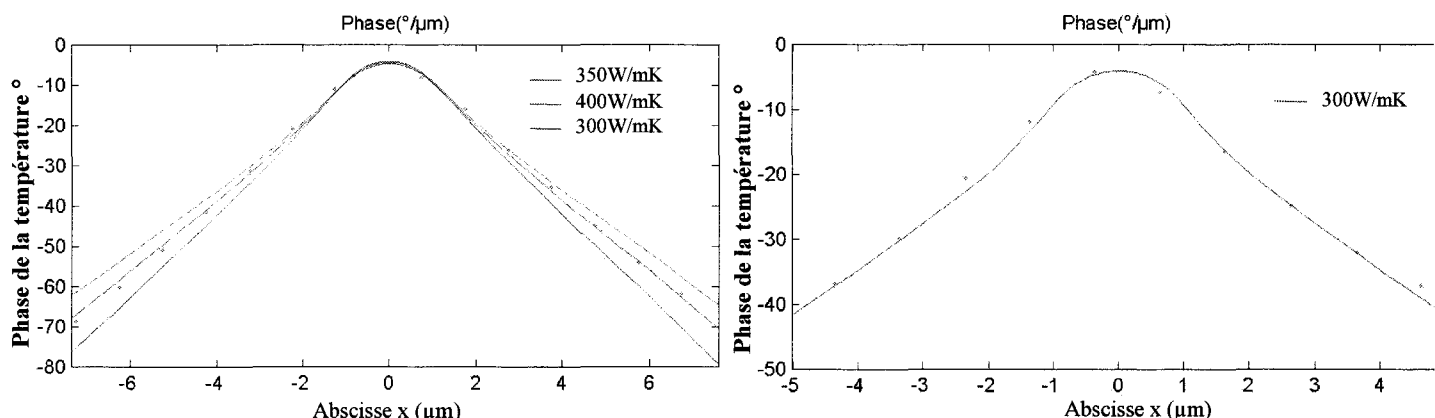


*Figure (8 ; 4 ; 2 ; 3 ; 4) Image de l'ouverture du DLC par microscope électronique à balayage*

Les mesures au microscope électronique à balayage montrent la bonne résolution de la gravure du diamant DLC. Nous mettrons un accent particulier sur les plots de DLC situés sur les zones actives des composants qui participeront principalement au transfert des calories vers le pont thermique.

#### **8-4-2-4 Mesure de la conductivité thermique du Dépôt de DLC réalisé par ACM :**

La fiche technique du matériau fournie par ACM indique pour une conductivité thermique supérieure à 400W/Km. A partir des premiers échantillons réalisés, nous avons effectué des mesures de conductivité thermique. Ce matériau correspond donc aux plus basses conditions de dépôt, 200V RF, 300W de puissance de plasma.[16-19]



*Figure (8 ; 4 ; 2 ; 4 ; 1), Méthode d'interpolation de la détermination de la conductivité thermique du DLC*

La mesure a été effectuée par la méthode de thermo-réflexion présentée précédemment et à partir du logiciel d'interpolation et de la comparaison avec les mesures. On a établi que le DLC de ACM avait une conductivité thermique de 300W/K.m.

A partir des mesures Raman qui donnent une qualité cristalline supérieure au deuxième échantillon, nous pensons que ce matériau pourrait avoir une conductivité thermique encore supérieure. Des mesures de cette conductivité thermique n'ont pu être réalisées à cause de problèmes de dépôts et donc de disponibilité d'échantillon.

Pourtant à partir du matériau standard déposé par ACM dont la conductivité thermique est de 300-350 W/Km, nous pouvons déjà obtenir une importante amélioration de la résistance thermique des composants électroniques hyperfréquences. Cette estimation a été réalisée par simulation thermique. En effet la résistance thermique dans le cas d'un montage flip-chip est améliorée d'un facteur 2.

#### **8-5 Conclusion :**

Cette solution novatrice semble être une solution d'avenir pour limiter l'échauffement des composants. La prochaine étape consistera à valider l'approche technologique sur un substrat comportant des composants à base de GaN. Enfin les composants ainsi réalisés, subiront des tests électriques et physiques afin d'estimer l'amélioration de la résistance thermique et seront analysés en fiabilité.

Un problème de dépôt est rencontré actuellement et une investigation concernant d'autres sources potentielles de dépôt est en cours.



## 9 Simulations thermiques

Les mesures de températures ont été effectuées à TRT au sein du groupe conception hyperfréquence. Ces simulations ont été réalisées en s'appuyant sur les résultats fournis par les mesures thermiques. Elles ont permis d'optimiser les topologies des transistors (nombre de grille, espacement, type de report et substrat ...).

Cette étude a été réalisée à l'aide du logiciel ANSYS/professional. Ce code de calcul utilise une méthode de résolution par éléments finis 3D. Il permet de faire des simulations en mode transitoire et non linéaire (dépendance de la conductivité thermique en fonction de la température). Ces deux aspects sont nécessaires pour estimer correctement les températures maximales dans les différents types de fonctionnement du transistor (continu et pulsé).

Dans ce chapitre, nous présenterons succinctement le principe de la modélisation par élément fini sur une structure HEMT GaN. Nous présenterons ensuite les structures étudiées et comparerons les résultats obtenus avec les températures mesurées par différentes techniques, optique (micro Raman, et photoréfectance), et électrique (pulsé et AFM).

### 9-1 Principe

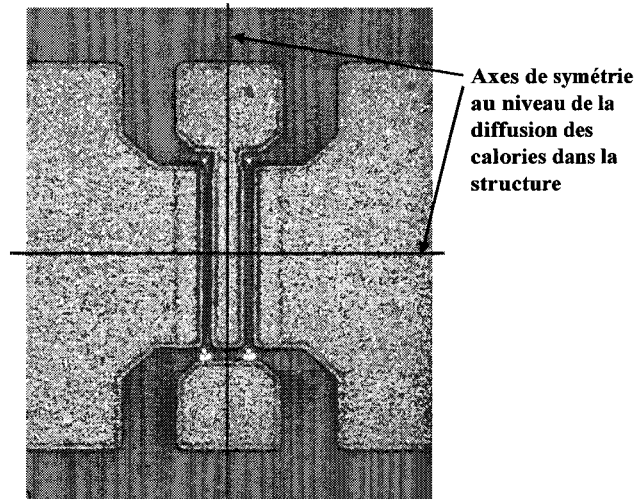
L'étude a porté principalement sur des composants issus du lot A243 réalisé au CHREA. Les différentes couches épitaxiales constituant ce lot sont décrites dans le tableau (9 ;1;1). Les paramètres thermiques y sont également indiqués. Les topologies étudiées sont des transistors bi-grilles de 150µm et 250µm de long. L'espacement entre chaque grille est de 35 µm. Toute l'étude a été faite pour un report classique (puits thermique situé sur la face arrière de la plaque). Ces composants ont été caractérisés avec les trois principales techniques de métrologie de la température présentée dans ce travail. Micro-spectroscopie Raman, caractérisation électrique pulsée et SThM.

Structure globale de l'épitaxie					Développement des HEMTs par plaques
Nom de plaque	GaN -AlGaN (nm)	GaN (nm)	Couche de Nucléation (nm)	Substrat silicium (µm)	
A243	1 - 30	1500	520	280	2x150µm/250µm
Matériau	Conductivité thermique à 20°C K (W/mK)		Capacité Calorifique Cp (J/KKg)	Densité volumique ρ (Kg/m3)	Diffusivité thermique à 20°C D (m²/s)
GaN	190		490	6115	6,3.10 <sup>-5</sup>
Si	140		700	2328	9,2.10 <sup>-2</sup>
Or	310		128	19300	1,25.10 <sup>-3</sup>
Cuivre	400		395	8960	1,2.10 <sup>-3</sup>
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	15		711	3300	6,4.10 <sup>-7</sup>

*Tableau (9 ;1;1) : Présentation de la structure épitaxiée avec les caractéristiques thermiques des matériaux de la couche et du composant.*

L'art de la simulation consiste à trouver le maillage optimal permettant d'obtenir des résultats précis en un minimum de temps. Afin de réduire le nombre de nœuds sur lesquels seront calculées les températures, nous utilisons les axes de symétries du composant.

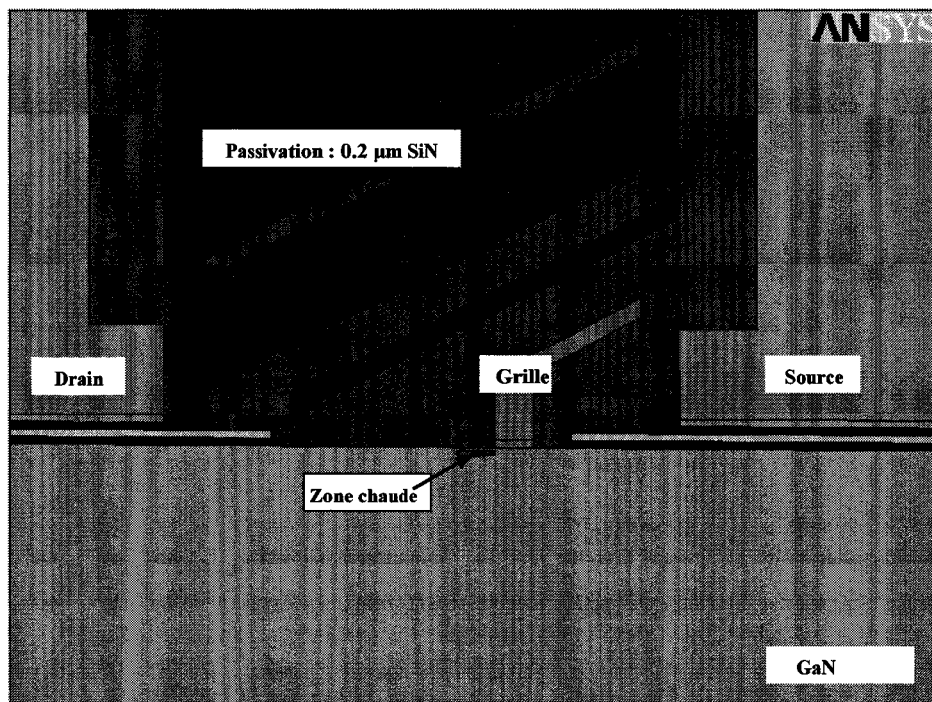
Sur cet exemple présenté figure (9 ;1 ;2), nous voyons que cela permet de diviser par quatre la taille du maillage. La structure complète est alors obtenue virtuellement par réflexions successives (indéfiniment répétée) par rapport aux axes de symétrie retenus.



*Figure(9 ;1 ;2) : Symétrie de la diffusion des calories dans le composant HEMT GaN bi-doigt de 150µm et 250µm.*

La modélisation par éléments finis sera donc effectuée sur un quart du composant suivant les axes de symétrie du bi-grilles présentés figure (9 ;1 ;2).

Les différentes couches ont été maillées en utilisant un pas de plus en plus fin au fur et mesure que l'on s'approche de la zone active du composant. La technologie du composant est scrupuleusement retranscrit dans le modèle comme le montre l'image de la figure (9 ;1 ;3) .



*Figure(9 ;1 ;3) : Modélisation des différentes couches de matériau qui constituent la structure du HEMT GaN. La puissance est dissipée sous la grille.*

Les espaces entre les différents plots de métallisation et leurs épaisseurs sont celles décrites dans le chapitre 2 :

- Nombre de doigts : 2.
- Largeur des grilles : 250  $\mu\text{m}$ .
- Longueur de la grille : 0.5  $\mu\text{m}$ .
- Distance entre grilles: 35  $\mu\text{m}$ .
- Distance drain source : 3  $\mu\text{m}$ .
- Distance grille source: 1  $\mu\text{m}$ .
- Épaisseur du substrat de silicium: 330  $\mu\text{m}$ .
- Épaisseur de la passivation de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ : 0.2  $\mu\text{m}$  SiN.

La puissance est dissipée entre la grille et le drain au voisinage immédiat de la grille (en fait dans une zone située à cheval sous la grille et l'espace grille-drain). Le volume dans lequel celle-ci est dissipée est de 500nm x 250 $\mu\text{m}$  x 50 nm. Elle est située à 500nm de la surface de passivation. Nous avons vu dans le chapitre 6 que plus de 70% de la puissance dissipée est localisée en sortie de grille.

### **9-2 Simulation d'un HEMT GaN bi-doigt de 150 $\mu\text{m}$**

Nous avons réalisé la simulation thermique d'un composant HEMT AlGaIn/GaN de 2 grilles parallèles de 150 $\mu\text{m}$  en report classique. La puissance dissipée injectée dans la structure est de 2W ce qui correspond à une densité de puissance de 6.7W/mm. La puissance est appliquée de façon continue dans le composant sous la grille dans la couche GaN. Le point chaud se situe en sortie de grille cotés drain là où le champ est maximal.

La figure (9 ;2 ;1) est constituée de cinq images qui forment un zoom du quart de composant simulé. Les différents zooms sont centrés sur la zone active et permettent de visualiser les gradients de températures à différentes échelles de longueur, l'échelle en température est commune aux différentes vues et présentée sur la dernière image.

La zone de température maximale est localisée au voisinage de la grille, évaluée à 160°C pour une température socle de 40°C et pour ce niveau de puissance dissipée.

Cette simulation permet d'estimer le gradient de température sur toute la surface du composant et principalement sur les métallisations. Sur la figure (9 ;2 ;1), nous pouvons ainsi considérer, pour ce niveau de puissance, la température de la métallisation de grille supérieure à 145°C.

Cette température du contact métallique de grille très proche de la température maximum démontre l'importance d'une bonne tenue du contact Schottky à la température. Nous avons vu dans le chapitre 5 qui traite de la fiabilité des composants que la limite en température est fixée par l'évolution de la métallisation de grille du composant et que celle-ci se détériore pour des températures supérieures à 340°C.

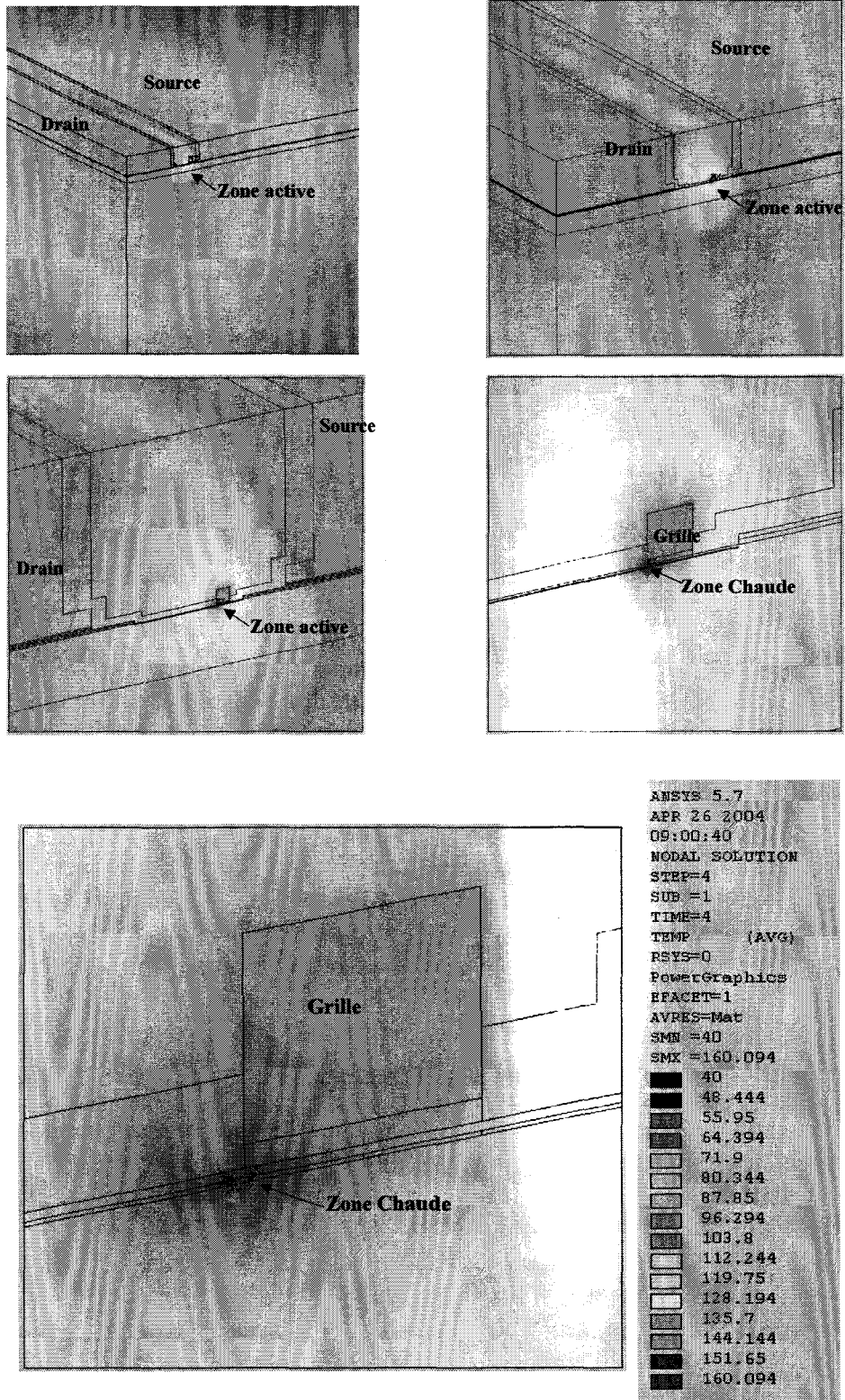


Figure (9 ;2 ;1) : Résultat de la simulation du bi-grilles de  $150\mu\text{m}$  pour une puissance dissipée continue de  $2\text{W}$  soit une densité de puissance de  $6.7\text{W}/\text{mm}$ .

On remarque qu'il existe un échauffement de l'air autour de la zone active du composant malgré la très faible valeur de conductivité thermique de l'air,  $10^{-2}\text{ W}/\text{mK}$ . La

couche d'air modélisée au-dessus du composant subit un échauffement, car la puissance injectée dans la structure est continue donc pour un temps infini.

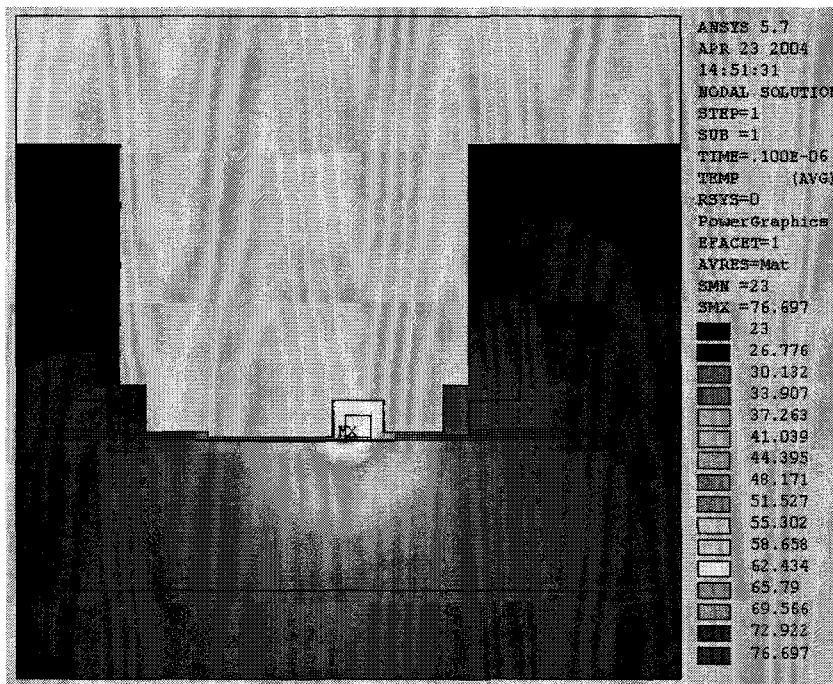
### 9-3 Estimation la température pour un pulse de 100ns

Les techniques de Micro-spectroscopie Raman et de caractérisation électrique en mode pulsée, ne permettent pas d'estimer directement l'impédance thermique globale du composant. Nous avons vu que pour ces deux méthodes, il faut ajouter la contribution de 1.4-1.5- $\mu\text{m}$  de GaN proche du gaz d'électron. Cette même zone correspond à la profondeur de pénétration du laser dans le cas des mesures Raman et correspond à la chaleur parcourue pendant un pulse de 100ns dans le cas des mesures pulsées. Il est donc impossible de déterminer la résistance thermique de cette zone par l'une ou l'autre de ces deux techniques prises isolément.

Pour remonter à la température du réseau proche du gaz bidimensionnel, il faut ajouter la contribution de la résistance thermique de 1.5 $\mu\text{m}$  de GaN. Il faut les combiner avec la simulation numérique, très utile puisqu'elle est à priori valide jusqu'à des temps de l'ordre de la picoseconde qui est la durée typique des interactions électrons-phonons dans les semi-conducteurs.

Dans un premier temps, pour connaître cette valeur nous avons utilisé les mesures d'impédance thermique et un modèle RC simple. Cette extrapolation audacieuse dans le cadre des mesures électriques pulsées, nous a permis d'établir la valeur de cette contribution à 15°K/W, mais cette technique est peu précise.

La modélisation par éléments finis est un moyen plus précis et surtout plus rigoureux pour déterminer la résistance thermique de cette couche et ainsi obtenir les températures maximales des composants.



Figure(9 ;3 ;1) : Simulation de l'élévation de température pour un bi-doigt de 250 $\mu\text{m}$  avec une densité de puissance dissipée de 10W/mm.

La simulation est réalisée pour un transistor HEMT de 0.5mm de développement sur substrat silicium.

Le choix du substrat n'a pas d'importance pour cette durée de pulse car seule la couche de nitrure de gallium aura été échauffée. La longueur du doigt n'est pas non plus une donnée importante car pour un pulse aussi court, le couplage le long du doigt est négligeable.

La température est déterminée pour un pulse de 100ns et une puissance dissipée de 5W soit une densité de puissance dissipée de 10W/mm. La température maximale de la zone active est calculée à 77°K pour une température socle de 23°C. la valeur de la résistance thermique est estimée à 11K/W.

Malgré la forte densité de puissance dissipée l'élévation de température reste faible car l'énergie introduite dans le composant n'est que de  $5.10^{-4}$  Joule. Bien qu'associé aux premiers  $\mu\text{m}$  de nitrure de gallium cette contribution n'est pas négligeable. Dans le cas d'un HEMT GaN sur substrat silicium de 0.5mm de développement, nous avons montré que la résistance thermique globale est de 55K/W soit 20% de la résistance thermique de l'ensemble couches épitaxiale + substrat de silicium. Cette contribution est d'autant plus importante que le substrat est bon conducteur thermique, par exemple le SiC ( $K_{\text{SiC}} = 3 \times K_{\text{Si}}$ ), où que la température devient très élevée, du fait des effets non-linéaires.

Cette contribution à la résistance thermique totale évalué à 11K/W sera donc valable quelles que soient les distances entre grilles pour une longueurs de doigts de 250 $\mu\text{m}$  et pour des densités de puissance usuelles pour nos applications (comprise entre 3W/mm et 10W/mm).

Pour des longueurs de différents cette contribution peut être calculée en utilisant la formule suivante :

$$R_L = \frac{250}{l(\mu\text{m})} \times 11$$

#### 9-4 Estimation la température de la zone active en fonction puissance dissipée.

La modélisation par élément finis a été réalisée pour les deux développements, (0.5mm et 0.3mm) et pour différentes valeurs de puissance dissipée.

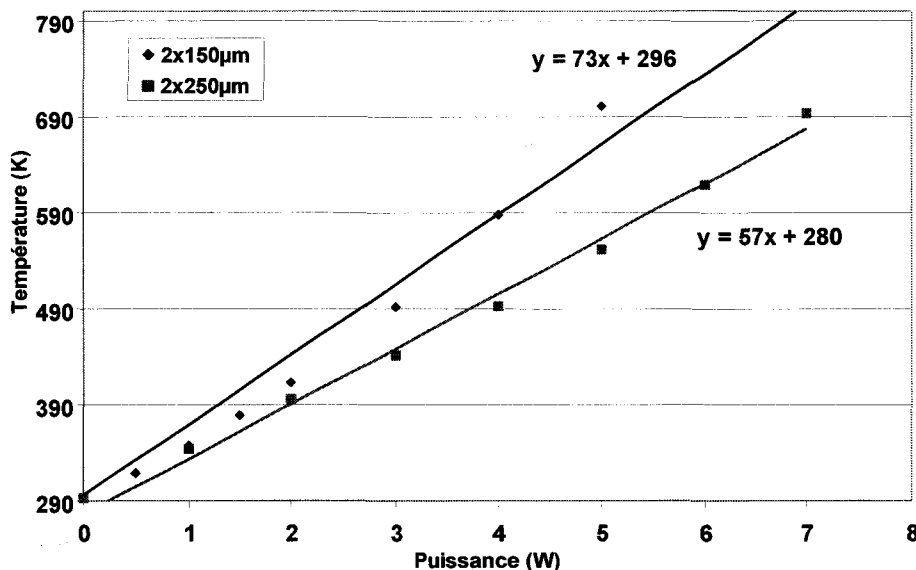


Figure (9;4;1) : Température calculée par simulation en fonction de la puissance dissipée pour des composants bi-doigt de longueurs différentes (150 $\mu\text{m}$  et 250 $\mu\text{m}$ ) sur substrat de silicium.

La figure (9 ;4;1) présente l'évolution de la température en fonction de la puissance dissipée pour des deux développements. Les résistances thermiques des deux topologies sont



déterminées à partir des courbes précédentes, ainsi elles sont de  $R_{TH0.5/Si}=57K/W$  et  $R_{TH0.3/Si}=73K/W$ , respectivement pour 0.5mm et 0.3mm de développement.

Ces mesures permettent de vérifier la loi d'évolution de la résistance thermique en  $L^{-1/2}$  déjà observée dans le cadre des mesures de température par spectroscopie Raman et caractérisation électrique. Le rapport des résistances thermiques est de  $R=1.28$ , et la racine carrée de l'inverse du rapport des longueurs des doigts  $r=1.29$ . La relation se vérifie à moins de 5% comme pour le cas des mesures de température précédentes. Nous retrouvons ainsi la loi de variation de la résistance thermique avec la longueur du doigt pour le cas de petit développement, un ou deux doigts.

### 9-5 Comparaison des quatre méthodes de détermination de la température en fonction de la puissance dissipée dans le composant.

Ce paragraphe présente la comparaison des quatre techniques utilisées pour déterminer la température de la zone active d'un composant de puissance. Sur les courbes suivantes sont présentées simultanément l'estimation de la température en fonction de la puissance dissipée dans le composant, par micro-spectroscopie Raman, par caractérisation électrique pulsée, par microscopie thermique à balayage et enfin par simulation par éléments finis sur le logiciel ANSYS. Ces résultats ont été réalisés sur les bi-grilles de 150 $\mu$ m et 250 $\mu$ m de la plaque A243 sur substrat silicium, respectivement figure (9 ; 5 ; 1 ) et (9 ; 5 ; 2 ).

Les mesures par micro Raman et par caractérisation électrique pulsée, ont été complétées par la contribution de la couche 1.5 $\mu$ m de GaN dont la résistance thermique a été estimée précédemment à 11 $^{\circ}$ K/W.

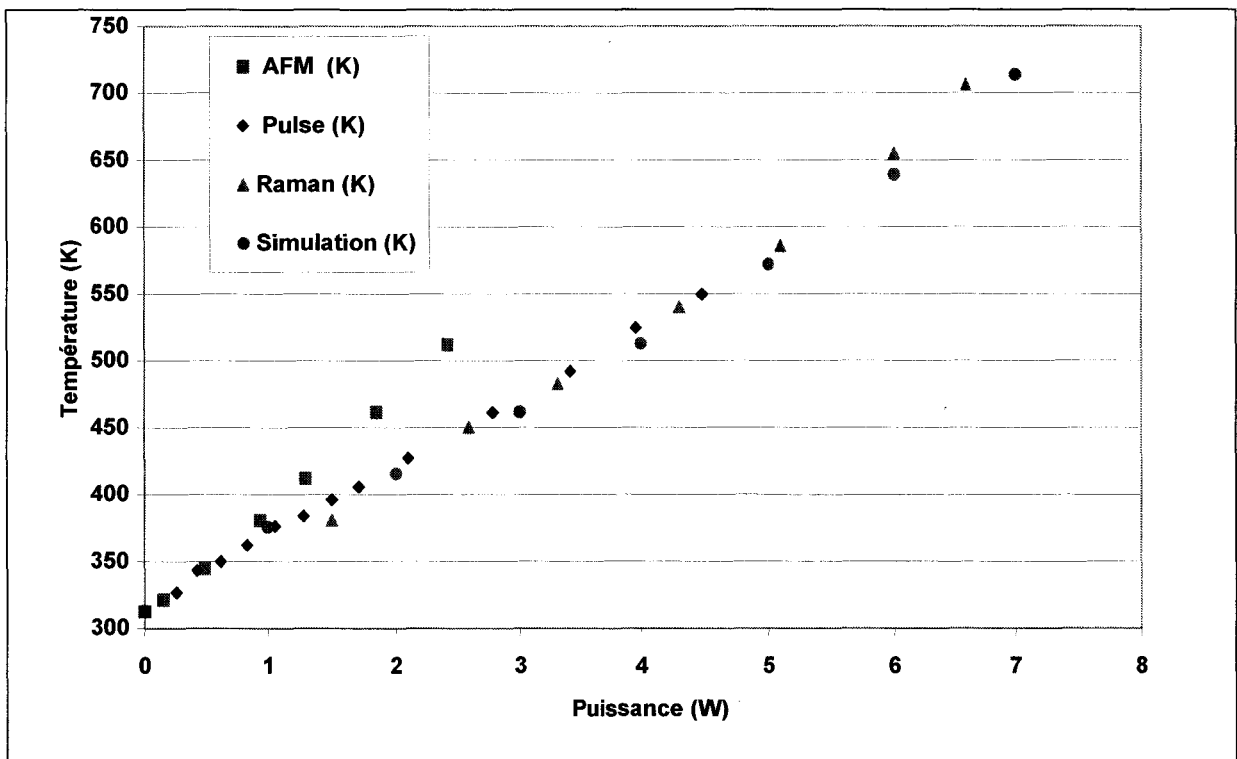


Figure (9 ; 5 ; 1) : Comparaison des températures en fonction de la puissance dissipée, déterminée par microscopie thermique à balayage, par micro-spectroscopie Raman (avec la contribution de 1,5 $\mu$ m de GaN), par caractérisation électrique (avec la contribution de 1,5 $\mu$ m de GaN) et par modélisation par élément fini pour le développement de 0.5mm sur substrat silicium.

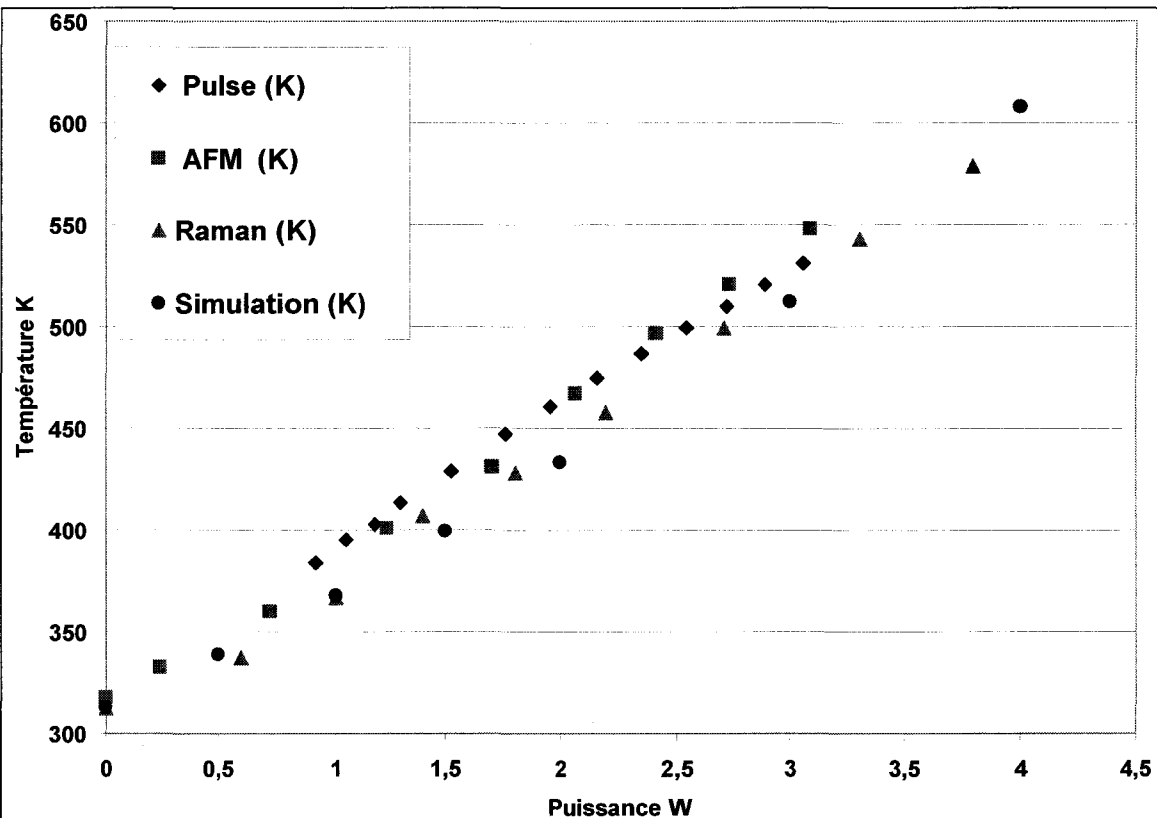


Figure (9 ; 5 ; 2) : Comparaison des températures en fonction de la puissance dissipée, obtenue par microscopie thermique à balayage, par micro-spectroscopie Raman (avec la contribution de  $1,5\mu\text{m}$  de GaN), par caractérisation électrique (avec la contribution de  $1,5\mu\text{m}$  de GaN) pour le développement de  $0.3\text{mm}$  sur substrat silicium) et par modélisation par éléments finis pour le développement de  $0.5\text{mm}$  sur substrat silicium.

Cette contribution a déjà été prise en compte pour déterminer la valeur des températures des composants dans le cadre de la comparaison des différentes techniques de métrologie du chapitre 7. La bonne correspondance des températures par ces différentes techniques a été démontrée, à l'exception de la mesure par SThM sur le bi-grilles de  $250\mu\text{m}$  associé à la différence de boîtier et à la présence d'alumine sous le composant augmentant ainsi la résistance thermique globale du composant.

A cette bonne correspondance des mesures s'ajoute une bonne correspondance des simulations, comme le montre les courbes des figures (9 ; 5 ; 1 ) et (9 ; 5 ; 2 ). Les températures estimées de la zone active pour une puissance dissipée donnée sont concentrées dans un  $\Delta T$  d'erreur de 20K pour toutes les techniques.

Les valeurs des résistances thermiques sont déterminées à partir des courbes de température en fonction de la puissance dissipée par régression linéaire. Les incertitudes de mesures ne permettent pas d'estimer les effets non linéaires (incertitude forte à faible puissance) seule la simulation nous permet, dans ce cas, de quantifier plus précisément ces effets.



Le tableau (9 ; 5 ; 1) est le récapitulatif des valeurs des résistances thermiques obtenues avec ces différentes techniques. Elles ont été déterminées pour des puissances comprises entre 1 et 7W.

	Raman	Pulses électriques	SThM	Modélisation	Erreur %
2x150µm	72.5	70	75	73	7
2x250µm	58	53	83	57	9

Tableau (9 ; 5 ; 1) : Récapitulatif des valeurs de résistance thermique déterminées par les quatre méthodes et pour les deux développements de 0.3mm et 0.5mm.

Les valeurs de résistance thermique se vérifient à 5K/W quel que soit le développement du composant en excluant de la comparaison la mesure SThM sur le bi-grille de 250µm. Nous pouvons remarquer que les mesures Raman et la modélisation sont particulièrement en accord, du point de vue des valeurs de température et du point de vue de la résistance thermique. Ces précisions sur la mesures de la température suivant les différentes méthodes s'inscrivent dans les limites que nous nous étions fixées.

### 9-6 Comparaison des mesures et des simulations de l'impédance thermique de la couche.

Nous avons exposé dans les chapitres 6 et 7, une méthode de mesure de la variation de l'impédance thermique en fonction de la largeur d'impulsion de la puissance dissipée dans le transistor. Cette mesure d'impédance a été réalisée avec la méthode de mesure de la température par caractérisation électrique pulsée pour des largeurs de pulse comprises entre 100ns et 1ms et pour des puissances dissipées comprises entre 0 et 6W. Cette étude a été réalisée sur le HEMT bi-grilles de 250µm sur substrat silicium de la plaque A243.

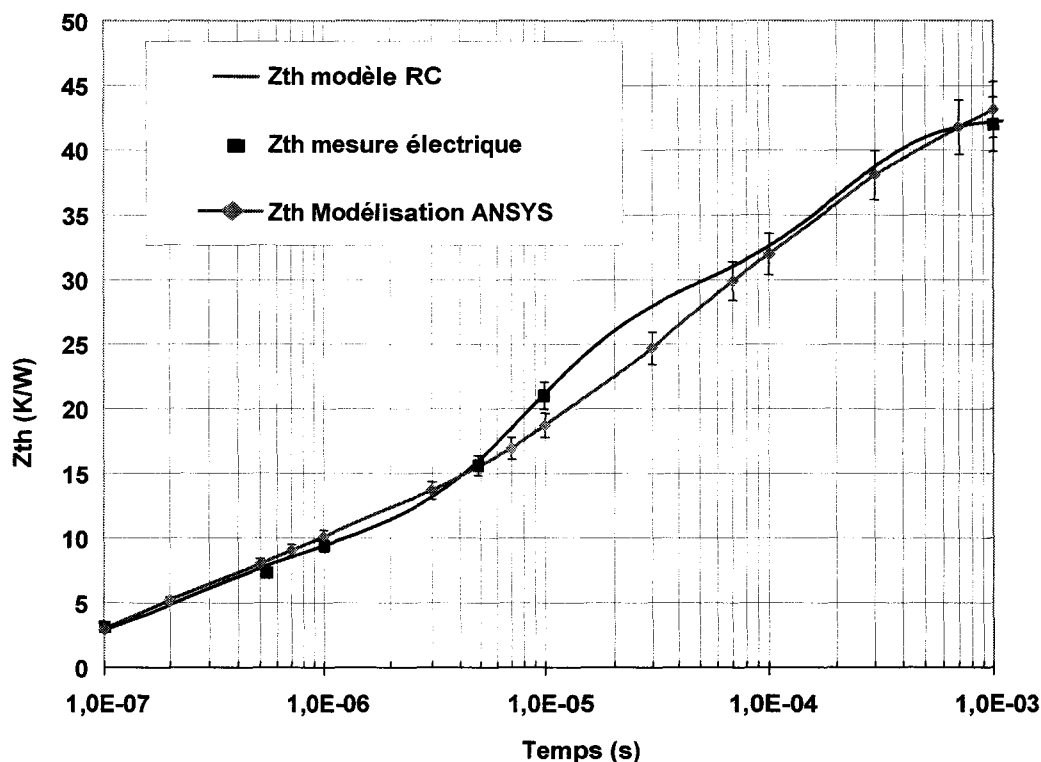


Figure (9 ; 6 ; 1) : Evolution de l'impédance thermique en fonction de la largeur du pulse, mesures et modélisation par cellules d'impédance thermique  $Z_{th}$  et par modélisation par éléments finis (Plaque A243)

L'impédance mesurée ne contient pas les 100 premières nano-secondes (limitation temporelle du banc). L'impédance que nous considérons pour la modélisation est donc établie entre le pulse de 100ns et de 1ms.

A partir de la même structure et de la même topologie nous avons déterminé par simulation la variation de l'impédance thermique en respectant scrupuleusement les paramètres des couches traversées par le flux de chaleur. La puissance dissipée est de 6.8W, l'impédance thermique est estimée sur la même plage temporelle.

Sur la figure (9 ; 5; 1) nous avons superposé les résultats obtenus par simulations et ceux associés aux mesures électriques et pour lesquelles un fit RC a été fait(chapitre 7). Nous trouvons que l'erreur entre les simulations et les mesures pour les temps pulses communs est inférieure à 5%. Une plus grande différence est observée pour le pulse de 10 $\mu$ s, l'erreur est de 10%. Cela est attribuable à la dégradation de la précision des mesures pour cette constante de temps, en effet le banc de caractérisation pulsé de L'IEMN est conçu pour être précis pour des impulsions de 100 ns, le  $T_e$  de polarisation modifie le signal pour des pulses supérieurs à 5 $\mu$ s. La bosse qui est obtenue pour le pulse de 10 $\mu$ s est un artéfact de mesure, et la simulation représente l'évolution réelle de l'impédance thermique dans les deux décades qui n'ont pu être mesurées.

### 9-7 Estimation du gradient de température entre la source et le drain

Dans les paragraphes précédents, nous avons montré que les résultats fournis par les simulations et les mesures sont en bon accord. Nous avons utilisé ainsi les résultats issus des simulations pour les comparer avec ceux fournis par SThM, par SThEM, et par thermoreflectance, afin de quantifier le gradient de température au niveau de la zone active.

Pour cela, nous avons modélisé la variation de la température entre la source et le drain pour le point de polarisation  $V_{DS}=14V$ ,  $V_{GS}=0V$  et  $I_{DS}=0.2A$ , soit une puissance dissipée de 2.8W. Cette simulation nous permet d'obtenir la représentation du gradient thermique transversal à la grille entre la source vers le drain.

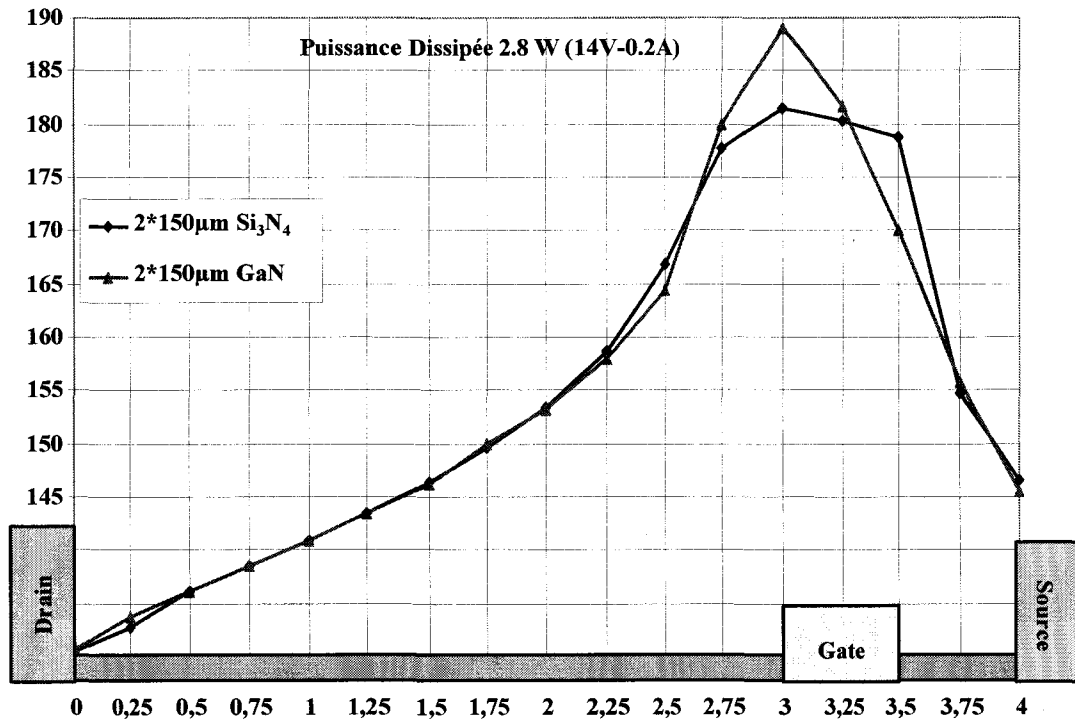


Figure (9 ; 7; 1) : Evolution de la température entre la source et le drain d'un HEMT de 2x150 $\mu$ m de développement avec une puissance dissipée de 1.4W.

La figure (9 ; 7; 1) présente l'évolution de la température entre la source et le drain pour un composant de 0.3mm de développement, dans lequel une puissance de 2.8W est dissipée, soit une densité de puissance de 9.3W/mm. La modélisation présente le gradient de température obtenu à la surface de la passivation et à la surface de la couche de GaN.

Cette simulation permet de voir l'effet de la couche de 200nm de passivation de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> sur la répartition de la température à la surface. Malgré la mauvaise conductivité thermique de la passivation (prise égale à 10W/Km valeur obtenue dans la littérature), nous voyons que la température du SiN reste proche de celle du GaN. Toutefois la température diffère en sortie de grille et autour de celle-ci là où la puissance dissipée est maximale, nous observons une différence de température d'environ 7K.

Cette simulation nous permet de quantifier la valeur du gradient de température de la zone active et permet de valider les mesures faites par SThM, SThEM et par thermo-réflectance.

### **9-8 Conclusion**

Nous avons pu valider par différentes techniques de mesures de température, les résultats obtenus par simulation, l'accord restant dans une fourchette inférieure à 10%. La modélisation par éléments-finis s'avère donc une méthode efficace et précise pour déterminer la température de la zone active des composants électroniques.

Certains composants présentent des aspects technologiques qui rendent les mesures physiques impossibles (pont à air, montage flip-chip) et des développements trop importants pour pouvoir être caractériser électriquement (densité de courant élevé). La modélisation reste alors l'unique méthode, pour estimer à moindre coût, la température de fonctionnement.

De plus, sa nature prédictive en fait un outil de conception indispensable pour la conception de composants de puissance.

## 10 Conclusion

Nous avons présenté dans ce mémoire de thèse le travail réalisé sur l'aspect thermique des transistors de puissance hyperfréquence HEMT AlGaIn/GaN. Les objectifs principaux de cette étude étaient de quantifier l'effet de la température sur le fonctionnement du composant ainsi que sur sa durée de vie, puis de mesurer avec précision la température de fonctionnement du transistor polarisé quelle que soit la topologie. A partir de ces résultats et de leur interprétation, nous avons apporté une solution technologique en analysant sa faisabilité. Enfin, nous avons validé les simulations thermiques effectuées au laboratoire de TRT.

Cette étude a tout d'abord nécessité de maîtriser le fonctionnement du transistor ainsi que sa réalisation du point de vue structural et technologique. L'étude des qualités de surface des couches épitaxiées par microscopie à force atomique a été réalisée pour la caractérisation des plaques réalisées à TRT. Cette technique permet de mesurer les défauts émergents du cristal et de connaître la rugosité de surface, critère de qualité de la croissance.

La caractérisation électrique des composants et des autres motifs de tests en fonction de la température permet de connaître le comportement du composant et de définir ses limites thermiques de fonctionnement pour conserver une densité de puissance et une fréquence de fonctionnement optimale.

L'étude de fiabilité spécifiquement orientée sur les effets de température constitue une introduction au travail effectué par l'équipe fiabilité de TIGER piloté par C.Dua. Une thèse de doctorat sera présentée ultérieurement par A.Sozza sur la fiabilité des HEMTs à base de nitrure de gallium.

Ce travail a permis de rassembler six techniques de mesure de la température de la zone active des composants électroniques de puissance : la micro-spectroscopie Raman, la caractérisation électrique I-V pulsée, la microscopie thermique à balayage (SThM), la simulation par élément finis, la microscopie de mesure de dilatation thermique à balayage (SThem) et la thermorélectance. Les quatre premières méthodes d'estimation étant des méthodes relativement matures, elles donnent des résultats similaires pour des élévations de température supérieures à 300K avec une précision de 20K sur la température et de 5K/W sur la résistance thermique.

Le résultat obtenu par microscopie thermique à balayage (SThM) réalisée dans le cadre du contrat européen Microtherm constitue une performance à l'état de l'art mondial du point de vue des températures mesurées et du facteur de forme de l'échantillon étudié. Une image de la zone active en température est la prochaine étape de validation de cette méthode.

La validité des mesures thermiques par SThem et par photorélectance devra bénéficier d'études complémentaires tant expérimentales que par simulation. Elles constituent des alternatives intéressantes aux autres techniques particulièrement avec leurs hautes résolutions et leur précision aux plus faibles températures, inférieures à 100°C.

La diversité des techniques de métrologie de la température de la zone active utilisées dans nos travaux permet de faire face à toutes les topologies de transistor quel que soit le type de report (classique, Flip-chip, classique avec drain thermique...). Ce travail a permis de

mettre en évidence l'importance d'un management thermique au plus proche de la zone active pour limiter le flux de chaleur dans la couche de nitrure de gallium et dans le substrat.

Le système de management thermique à base de diamant hydrogéné déposé sur la zone active est une solution en accord avec nos conclusions qui a donné lieu à un brevet. Cette technologie n'a pas complètement été finalisée, la réalisation d'un composant de puissance pourvu de ce système d'évacuation des calories semble la prochaine étape, ainsi que la caractérisation en température de celui-ci.

Plusieurs perspectives technologiques se présentent en réponse à ce travail et qui permettent à une diminution sensible de la résistance thermique :

-L'optimisation du management thermique peut être réalisée à partir de micro caloduc au plus proche de la zone active après amincissement du substrat.

-La croissance d'une structure HEMT GaN sur substrat de diamant est une perspective intéressante au niveau de la dissipation des calories.

-Le report de la couche de GaN sur du diamant polycristallin au même titre que ce qui se fait sur silicium, le « smart-cut » par SOITEC.

Des solutions technologiques au niveau du packaging existent pour réduire de façon importante la résistance thermique du composant global. Pour conclure nous présentons une idée novatrice proposée par Liu et son équipe de l'université du Michigan basée sur l'utilisation du changement de phase d'un fluide pour absorber les calories dissipées dans la structure.

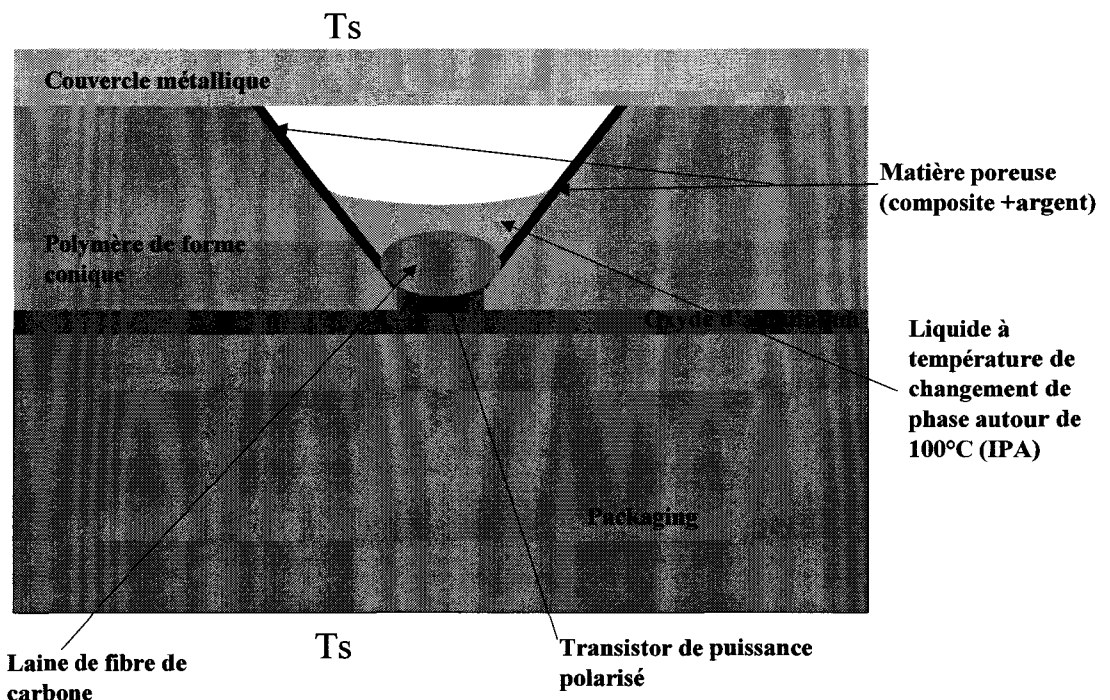


Figure (10 ;1 ;1) : Schéma de principe du système de refroidissement d'un composant par changement de phase d'un liquide (Isopropyle Alcool).

Le principe de cet évacuateur de calories est présenté figure (10, 1, 1). Un cône adiabatique dont les parois sont en polymère est placé sur la source de chaleur, la section du cône de la source chaude est bien inférieure celle de la source froide. Le cône est partiellement rempli d'un liquide dont la température d'évaporation est inférieure à 100°C, de l'IPA ou Isopropyle Alcool par exemple. Le liquide est maintenu sur la source chaude par gravité. Quand la température du composant excède la valeur de la température de

changement de phase du fluide celui-ci s'évapore dans le cône puis par détente adiabatique se condense sous forme liquide sur le couvercle métallique à température plus basse. Le liquide s'écoule par capillarité le long de la paroi poreuse du cône jusqu'à la base de petite section proche de la source chaude pour recommencer le cycle. L'absorption importante de l'énergie qui participe au changement de phase du fluide et autant d'énergie dissipée utilisée ainsi la température globale du composant diminue. La conductivité thermique effective de ce système a été évaluée par ces concepteurs à 50 fois celle du cuivre soit  $20 \cdot 10^3$  W/mK.

Toutes ces perspectives constituent les prochaines analyses qui devront être réalisées afin d'optimiser le management thermique et de réduire la température de fonctionnement des composants de puissance hyperfréquence afin d'obtenir les densités de puissance que permettent le nitrure de gallium.

W.Y.Liu, S.Mohammadi, L.P.B.Katehi, H.Khalkhali, K.Kurabayashi.  
'Polymer Micro-pipe for InP/InGaAs Technologies' The 10th IEEE International Symposium on Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Application. Manchester, UK, Nov, 2002, pp143-148.

## Bibliographie

### Chapitre 2

[1] E. Frayssinet, W.Knap, P.Lorenzini, N. Grandjean, J.Massies, C.Skierbiszewski, T.Suski, I.Grzegory, S.Porowski, G.Simin, X.HU, M.A.Khan, M.S.Shur, R.Gaska. D.Maude. 'High electron mobility in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures grown on bulk Ga<sub>N</sub> substrates', Applied physics letters, Vol 77, Num 16, Oct2000.

[2] F.Huet.

'Croissance et optimisation de composants à base de Ga<sub>N</sub> sur saphir: LED bleues et transistor' Thèse de doctorat mars 2000, Université de Lille1 et THOMSON-CSF.

[3] M.A. di Forte-Poisson, F.Huet, A.Romann, M.Tordjman, S.Trassaert, B.Boudart, D.Theron, R.Seitz, E.Pereira and J.di Persio, "LP-MOCVD growth of Ga<sub>N</sub> MESFETs", Proceedings of the European Workshop on Metal Organic Vapor Phase Epitaxy VIII, Prague (1999), 77

[4] M.A. di Forte-Poisson, A.Romann, M.Tordjman, B.Dessertenne, S.Cassette, M.Surrugue, N. Frapsauce, D.Adam, S.L.Delage, B.Boudart,C.Gaquièrre, N.Vellas, D.Lancefield, J.di Persio.

'LP-MOCVD growth of GaAlN on sapphire. Application to HEMT's devices', Proceedings of the European Workshop on Metal Organic Vapor Phase Epitaxy IX, Wrexham(2001),115

[5] Franck Natali

'Elaboration, étude et application d'hétérostructures (Al,Ga)<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> épitaxiées par jets moléculaires sur Si (111)', thèse de l'Université DE Nice-Sophia Antipolis, décembre 2003

[6] J.L. Reverchon

'Etude des propriétés optoélectronique et de transport dans les hétérostructures AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> pour la réalisation de détecteurs UV', thèse de doctorat de l'université Paris XI, Orsay 2001.

[7] O.Ambacher, J.Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J.Schaff, L.F.Eastman, R.Dimitrov, L. Wittmer, M.Stutzmann, W.Rieger, J.Hilsenbeck.

'Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarisation charges in N- and Ga-face AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures', Journal of applied physics, Vol 85, Num 6, 15 march 1999.pp 3222-3233.

[8] O.Ambacher, B.Foutz, J.Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J.Schaff, A.J. Sierakowski, L.F.Eastman, R.Dimitrov, A.Mitchell, M.Stutzmann.

'Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarisation in undoped and doped AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures', Journal of applied physics, Vol 85, Num 6, 15 march 1999.pp 334-344.

[9] N.Vellas

'Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de gallium pour des applications de puissance hyperfréquences', Thèse de doctorat de l'Université des sciences et technologies de Lille, Dec 2003.

- [10] S.Imanaga, H. Kawai.  
 ‘Simulation of piezoelectric effect on the device characteristics of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> insulated-gate heterostructure field transistors’, *Jpn.J.Appl.phys.* vol 37 (1998) pp.5906-5913, Nov 1998
- [11] L.F.Eastman, V. Tinayak, J.Smart, B.M.Dreen, E.M.Chumbes, R.Dimitriov, H. Kim, O.S. Ambacher, N.Weimann, T.Prunty, M.Murphy, W.J.Schaff, J.R. Shealy.  
 ‘Undoped AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs for Microwave power amplification’, *IEEE transaction on electron devices.* vol.48.no.3, March 2001, pp479-485.
- [12] M.J. Murphy, B.E. Foutz, K. Chu, H. Wu, W.Yeo, W.J.Schaff, O.Ambacher, L.F.Eastman, T.J.Eustis R.Dimitrov, M.Stutzmann, W.Rieger  
 ‘Normal and inverted AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> based piezoelectric field effect transistor grown by plasma induced molecular beam epitaxy’, *MRS Internet J. Nitride Semicon. Res.* 4S1,G8.4 (1999)
- [13] M.S.Krishnan, N.Goldsman, A.Christou.  
 ‘Transport simulation of bulk Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N and two-dimensional electron gas at the Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Ga<sub>N</sub> interface’, *Journal of applied physics*, Vol 83, Num11, June 1998, pp5896-5903.
- [14] S.Seo  
 ‘AlGa<sub>N</sub> High electron mobility transistors (HEMTs)’, *EECS521 Winter Term Project Report*
- [15] B.K.Ridley, B.E.Foutz, L.F.Eastman.  
 ‘Mobility of electrons in bulk Ga<sub>N</sub> and AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures’, *Physical review B*, vol61, num24, June2000, pp16862-16869.
- [16] D.Jena, U.K. Mishra.  
 ‘Effect of scattering by strain fields surrounding edge dislocations on electron transport in two-dimension electron gases’, *Applied physics letters*, vol73. Num 6, Jan 2002. pp 64-67.
- [17] T.H.Yu, K.Brennan  
 ‘Theoretical study of the two-dimensional electron mobility in strained III-nitride heterostructures’, *Journal of applied physics*, vol 89, Num 7, April 2001. pp 3827-3834.
- [18] D.Jena, A.C. Gossard, U.K. Mishra.  
 ‘Dipole scattering in polarisation induced two-dimensional electron gases’, *arxiv: cond-mat/0004204 v1*, 12 April 2000.



### Chapitre 3

- [1] J.P.Holman,  
'Heat transfer', Mc Graw Hill, Metric Editions, mechanical Engineering Series.
- [2] J.Taine, J.P.Petit,  
'Transferts thermiques, Mécanique des fluides anisothermes', Dunod.
- [3] F.P. Incropera, D.P. Dewitt  
'Introduction to heat transfer' Wiley, Third Edition
- [4] V.L. Hein  
'Convection and conduction cooling of substrates containing multiple heat sources', The bell system technical journal, Volume XLVI, oct 1967, num 8 pp1659\_1678.
- [5] F.Dhondt,  
'modélisation électrothermique des transistors Bipolaires à Hétérojonction (TBH) pour les applications de puissance à haut rendement de bande X', Université de Lille.
- [6] R.Mehandru, S.Kim, J.Kim, F.Ren, J.R.Loithian, S.J. Pearton, S.S.Park, Y.J.Park.  
'Thermal simulations of high power, bulk GaN rectifiers', Solid-State Electronics 47 (2003)pp1037-1043
- [7] C.Kittel  
'Physique de l'état solide', Dunod Université
- [8] S.Orain  
'Etude théorique et expérimentale des phénomènes de conduction thermique dans les matériaux diélectriques déposés en couche minces, Application aux dépôts d'oxyde.' Université de Nantes.
- [9] M.Gerl, J.P.Issi  
'Traité des matériaux vol8-Physique des matériaux', Paris, Presses polytechniques et universitaires romandes, p702
- [10] J.M.Ziman  
'Electron and phonons-The theory of transport phenomena in solids', Oxford university press, 1960, p545
- [11] R. Breman  
'Thermal conduction in solids', Oxford university Press, 1976, pp66-69
- [12] J.E.Parrot, A.D.Stukes, Thermal conductivity of solids, 1975, Pion limited, London pp44-122
- [13] J.C. Lambropoulos, S.D.Jacobs, and al, Thin film heat transfer, 1991, 184, pp21-32
- [14] F.H Pollack, V ;M. Asnin, DI. Florescu

'Thermal conductivity group', Physics Department and New York State centre for Advanced technology in ultra fast photonic materials and applications Brooklyn college of the city university of New York.

[15] D.I. Florescu, V M. Asnin, L.G. Mourokh, F.H Pollack, R.J. Molnar  
'Doping dependence of the thermal conductivity of hybrid vapour phase epitaxy grown n-GaN/Sapphire (0001) using a scanning thermal microscope', Symposium "Gallium Nitride and related alloys" at the 1999 fall meeting of materials research society held in Boston.

[16] D.I. Florescu, L.G. Mourokh, F.H Pollack, D.C. Look, G Cantwell, X Li  
'High spatial resolution thermal conductivity of bulk ZnO (0001)', Journal of applied physics, vol 91, number 2, 15 Jan2002.

[17] M.E. Brinson and W. Dunstan  
'Thermal conductivity and thermoelectric power of heavily doped n-type silicon', J.Phys.C: solid st.phys.,1970, vol.3.

[18] D. Kotchetov and A.A. Balandin  
'Modelling of the thermal Conductivity of Polycrystalline GaN film.

[19] D. Kotchetov, J Zou and A.A. Balandin  
'Theoretical investigation of thermal conductivity in wurtzite GaN', Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol.731

[20] B.C. Daly, H.J. Maris, and A.V. Nurmikko, M. Kuball, J. Han  
'Optical pump-and-probe measurement of the thermal conductivity of nitride thin films', Journal of applied physics. Vol 92, Num7, 1 oct 2002, pp 3821-3824

[21] V M. Asnin, and F.H Pollack, J. Ramer, M. Schurman, and I. Ferguson  
'High spatial resolution thermal conductivity of lateral epitaxial overgrown GaN/Sapphire (0001) using a scanning thermal microscope', Applied physics letters, volume 75, number 9, 30 August 1999.

[22] D.I. Florescu, V M. Asnin, F.H Pollack, A. M. Jones, J. Ramer, M. Schurman, and I. Ferguson  
'Thermal conductivity of fully and partially coalesced lateral epitaxial overgrown GaN/Sapphire (0001) by scanning thermal microscope', Applied physics letters, volume 77, number 10, 4 sept 2000. pp 1464-1466.

[23] J Zou, D. Kotchetov and A.A. Balandin, D.I. Florescu, F.H Pollack,  
'Thermal conductivity of GaN films: Effects of impurities and dislocations', Journal of applied physics. Vol 92, Num5, 1 Sept 2002, pp 2534-2539

[24] J Zou, D. Kotchetov and A.A. Balandin, D.I. Florescu, F.H Pollack,  
'Effect of dislocation on thermal conductivity of GaN layers', Applied physics letters, volume 79, number 26, 24 dec 2001. pp 4316-4318.

[25] Y. Gu, D. Zhu, L. Han, X. Ruan, 'Imaging of thermal conductivity with lateral resolution of sub-micrometer using scanning thermal microscopy', Fourteen Symposium on thermo physical Properties, June 25-30, 2000, Boulder, Colorado, USA.

- [26] A.L. Palisoc, Y.J. Min, C.C. Lee  
 'Thermal properties of five-layer infinite plate structure with embedded heat source',  
 J.Appl.Phys. 65 (11), 1 june 1989, pp4438-4444
- [27] A.L. Palisoc, C.C Lee  
 'Exact thermal representation of multilayer rectangular structures by infinite plate structures  
 using the method of images ',J.Appl.Phys. 64 (12), 15 Dec 1988 pp6851-6857.
- [28] C.C. Lee, A.L. Palisoc  
 'Real-time thermal design of integrated circuit devices', IEEE Transactions on components,  
 hybrids, and manufacturing technology', vol.11, No.4, Dec1988. pp485-492.
- [29] C.C Lee, A.L. Palisoc, Y.J. min  
 'Thermal Analysis of integrated circuit devices and packages', IEEE Transactions on  
 components, hybrids, and manufacturing technology', vol.12, No.4, Oct 1992, pp 701-709.
- [30] K. Kurabayashi, K.E. Goodson  
 'Precision measurement and mapping of die-attach thermal resistance', IEEE Transactions on  
 components, packaging, and manufacturing technology- Part A', vol.21, No.3, Sept1998,  
 pp506-514.
- [31] T-Y Chiang, K. Banerjee, K.C. Saraswat  
 'Analytical thermal model for multilevel VLSI interconnects incorporating via effect', IEEE  
 electron device letters, vol 23, No.1, Jan 2002, pp31-33.
- [32] J. Park, M.S. Shin, C.C. Lee  
 'Thermal modelling and measurement of Gann-based HFET devices', IEEE electron device  
 letters, vol. 24, No.7, July 2003, pp424-426.
- [33] G.K. Wachutka  
 'Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor  
 device modelling', IEEE Transactions on computer-aided design, vol.9.No.11, Nov 1990 pp  
 1141-1149.
- [34] D.H. Chien, C.Y. Wang, C.C. Lee  
 'Temperature solution of five-layer structure with a circular embedded source and its  
 applications', IEEE Transactions on components, hybrids, and manufacturing technology',  
 vol.15, No.5, Oct 1992. pp707-714.
- [35]H. Iwasaki, S. Yokoyama, T.Tsukui, M.Koyano, H.Hori, S.Sano  
 Evaluation of the figure of merit of thermoelectric Modules by Harman Method',  
 Jpn.J.Appl.Phys.Vol.42 (2003), pp.3707-3708.
- [36] D.H. Smith, A. Fraser, J. O'Neil  
 'Measurement and prediction of operating temperature for GaAs ICs', Semi-Therm 86  
 Symposium, Scottsdale, Arisona, 9-11 Dec 1986.pp1-20.

- [37] A.G. Kokkas  
'Thermal analysis of multiple-layer structures', IEEE Transactions on electron devices, vol.ed-21.No.11, Nov 1974, pp674-681.
- [38] D.K. Sharma, K.V. Ramanathan  
'Modelling thermal effect on MOS I-V characteristics', IEEE electron device letters, vol. EDL-4, No.10, Oct 1983 pp362-364.
- [39] T. Aigo, H. Yashiro, M Goto, A. Jono, A. Tachikawa, A. Moritani  
'Thermal resistance and electronic characteristics for high electron mobility transistors grown on Si and GaAs substrates by metal-organic chemical vapour deposition', Jpn.J.Appl. Phys. Vol.32 (1993) pp5508-5513.
- [40] G-B Gao, M-Z Wang, X. Gui, H Morkoc  
'Thermal design studies of high-power heterojunction transistors', IEEE Transactions on devices, vol.36.No.5, May 1989 pp854-862
- [41] G.N. Logvinov, Y.G. Gurevich, I.M. Lashkevich  
'Surface heat capacity and surface heat impedance: an application to theory of thermal waves', Jpn.J.Appl. Phys. Vol.42 (2003) pp4448-4452.
- [42] A.I. Dmitriev, G.V. Lashkarev, A.A. Baida, Z.D. Kovalyuk, A. Szewczyk, K. Piotrowski, M.Gutowska  
'Heat capacity of the n-InSe single crystal layered semiconductor', journal of applied physics vol 92, num 9, Nov 2002. pp 5110-5112
- [43] V.Szekely.  
'A new evaluation method of thermal transient measurement results', microelectronics journal 28 (1997) pp 277-292.

## Chapitre 4

- [1] D.L. Pullfrey, S.Fathpour.  
'Performance predictions for N-P-N  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  HBTs', IEEE Transactions on electron devices, vol48, no3, pp597-602, march 2001.
- [2] B.Monemar.  
'Fundamental energy gap of GaN from photoluminescence excitation spectra', Physical review, vol10, num2, pp676-681, oct1973.
- [3] J.I. Chyi, C.M. Lee, C.C. Chuo, G.T Chi, G.T. DangA.P. Zhang, F.Ren, X.A.Cao, S.J.Pearnton, S.N.G.Chu, R.G.Wilson.  
'Grown and device performance of Gann Schottky Rectifiers', MRS internet J.nitride semicond. Res.4,8(1999) The materials research society (Eg(T)), 1999.
- [4] A.F.M. Anwar  
'Temperature dependent transport properties in GaN,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , and  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  semiconductor', IEEE Transactions on electron devices, Vol.48, NO.3, March 2001,p567-572
- [5] L. Hsu, W. Walukiewicz.  
'Electron mobility in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures', Physical review B, vol56, num3, July 1997, pp1520-1528.
- [6] F. Semond, P. Lorenzini, N. Grandjean, J. Massies.  
'High-electron-mobility of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructure on Si(111) by molecular-beam epitaxy', Applied physics letters,vol78, Num 3, Jan 2001. pp335-337.
- [7] A.Asgari, M.Kalafi, L.Faraone.  
'Effect of partially occupied sub-bands on two-dimensional electron mobility in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  heterostructures', Journal of applied physics, Vol95, Num3, Feb2004.
- [8] M.Shur, B.Gelmont, M.A. Khan.  
'Electron mobility in two-dimensional electron gas in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>, Journal of electronic materials, vol.25, No.5. 1996. pp 777-785.
- [9] L.Hsu, W. Walukiewicz.  
'Effect of polarisation fields on transport properties in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures', Journal of applied physics, vol89, num3, Feb 2001. pp1783-1789.
- [10] T.H. Yu, K.F. Brennan.  
'Monte Carlo calculation of two-dimension electron dynamics in Ga<sub>N</sub>/AlGa<sub>N</sub> heterostructures', Journal of applied physics, vol 91, Num 6, March 2002. pp3730-3736.
- [11] J.D.Albrecht, R.P.Wang, P.P.Ruden, M.Farahmand, K.F.Brennan.  
'Electron transport characteristics of Ga<sub>N</sub> for high temperature device modeling', Journal of applied physics, vol83, num9, May 1998, pp4777-4781.
- [12] J.Deng, R.Gaska, M.S.Shur, A.Khan, J.W.Yang.

'Negative differential conductivity in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs: real space charge transfer from 2D to 3D Ga<sub>N</sub> states', MIJ-NSR vol. 5S1, Art.W4.5.

[13] U.V.Bhapkar, M.S.Shur

'Monte Carlo calculation of velocity-field characteristics of wurtzite Ga<sub>N</sub>', J. Appl. Phys. 82(4), 15 August 1997, pp1649-1655.

[14] J.Kang

'Ga<sub>N</sub> Metal-Semiconductor Field-Effect Transistor', Projet II, EECS521, Rev.1, APR 2003

[15] J. Deng, R. Gaska, M.S. Shur, M.A. Khan, J.W. Yang.

'Negative differential conductivity in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs: Real Space Charge Transfer from 2D to 3D Ga<sub>N</sub> States. F99W4.5.

[16] R.Oberthuber, G.Zandler, P.Vogl.

'Mobility of two-dimensional electrons in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> modulation-doped field effect transistors', Applied physics letters, vol73,num6, August 1998. pp818-820.

[17] H.Mathieu.

'Physique des semiconducteurs et des composants électroniques', Masson

[18] N.Balkan, MC Arikan, S Gokden, V Tilak, B Schaff and R J Shealy

'Energy and momentum relaxation of hot electrons in Ga<sub>N</sub>/AlGa<sub>N</sub>', J.Phys.Condes. Matter 14 (2002) pp3457-3468

[19] M.S.Krishnan, N.Goldsman, A.Christou

'Transport simulation bulk Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N and the two-dimensional electron gas at the Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Ga<sub>N</sub> interface', Journal of applied physics, vol83, num11, pp5896-5903

[20] T.H. Yu, K. Brennan.

'Monte Carlo calculation of two-dimensional electron dynamics in Ga<sub>N</sub>-AlGa<sub>N</sub> heterostructures', Journal of applied physics, vol91, num6, pp3730-3736

[21] R.Quay, C.Moglestue, V.Palankovski, S.Selberherr.

'A temperature dependent model for the saturation velocity in semiconductor materials', Materials Science in Semiconductor Processing 3 (2000), pp149-155.

[22] R.Quay

'Analysis and Simulation of High Electron Mobility Transistors', University of Wien, Juli 2001

[23] L.Ardaravicius, A.Matulionis, J.Liberis, O.Kiprijanovic, M.Ramonas, L.F.Eastman, J.R. Shealy, A.Vertatchikh.

'Electron drift velocity in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> channel at high electric fields' applied physics letters, vol.83, num19, nov2003.

[24] S.Cassette, S.D. Delage, H.Blanck, E. Chartier, D. Floriot. M.A.DiForte-Poisson, S. Chevalier, G.S. Furlan.

'Thermal behaviour of ohmic contacts for GaInP/GaAs HBTs', SOTAPOCS XXIII Chicago 8-13/10/1995.

- [25] D. Selvanathan, L. Zhou, V. Kumar, I. Adesida, N. Finnegan.  
‘Long-term thermal stability of Ti/Al/Mo: Au ohmic contacts on n-GaN’, *Journal of electronic materials*, vol.32. No.5.2003. pp335-340.
- [26] H.W. Jang, H.K. Cho, J.Y.Lee, J.L. Lee.  
‘Microstructural and electrical investigation of low resistance and thermally stable Pd/Ni contact on p-Type GaN’, *Journal of the electrochemical society*, 150 (3) G212-G215 (3003)
- [27] N.A Papanicolaou, K. Zekentes  
‘High temperature characteristics of Ti/Al and Cr/Al ohmic contacts to n-type GaN’, *Solid-State electronics* ‘(2002) pp 1975\_1981
- [28] T. Egawa, G.Y. Zhao, H. Ishikawa, M. Umeno, T. Jimbo.  
‘Characterizations of recessed gate AlGaIn/GaN HEMTs on Sapphire’, *IEEE transaction on electron devices*, vol.48, no 3, March 2001.pp603-607.
- [29] M.Akita, S.Kishimoto, T.Mizutami  
‘High frequency measurement of AlGaIn/GaN HEMTs at high temperatures’, *IEEE Electron Device letters*.Vol.22, No.8, August2001. pp376-377
- [30] S.Arulkumaran, T.Egawa, H.Ishikawa, T.Jimbo  
‘High-temperature effects of AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors on sapphire and semi-insulating SiC substrates’, *applied physics letters*, vol.80, num12, nov2002.pp2186-2188.
- [31] N.Maeda, T.Saitoh, K.Tsubaki, T.Nishida, N.Kobayasji.  
‘High-temperature performance in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors’, *NTT Basic Research Laboratories Activity Reports (Fiscal 1998)*
- [32] H. Hasegawa, T. Inagaki, S Ootomo, T. Hashizume  
‘Mechanisms of current collapse and gate leakage currents in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors’, *J.Vac.Sci.Technol. B* 21 (4), Jul/Aug 2003 pp1844-1855.
- [33] C.M. Jeon, H.W. Jang, J.L. Lee  
‘Thermally stable Ir Schottky contact on AlGaIn/GaN heterostructure’, *Applied physics letters*, vol 82, num 3, Jan 2003.
- [34] C.S.Lee, E.Y.Chang, L.Chang, C.Y. Fang, Y.L Huang, J.S Huang.  
‘Study of titanium tungsten nitride and tungsten nitride Schottky contacts on n-GaN’, *Jpn.J.Appl.Phys*.vol.42 (2003) pp4193-4196.
- [35] A.C. Schmitz, A.T. Ping, M. Asif Khan, Q. Chen, J.W. Yang, I. Adesida  
‘Metal Contacts on Type GaN’, *Journal of electronic materials*, vol.27, No.4 ,1998, pp255-260.
- [36] K.J. Duxstad, E.E. Haller, K.M. Yu  
‘High temperature behaviour of Pt and Pd on GaN’, *J. Appl. Phys.* 81 (7), 1 april 1997, pp3135-3137

- [37] J.I. Chyi, C.M. Lee, C.C. Chuo, G.T. Chi, G.T. Dang, A.P. Zhang, F. Ren, X.A. Cao, S.J. Pearton, S.N.G. Chu, R.G. Wilson.  
 'Grown and device performance of GaN Schottky Rectifiers', MRS internet J. nitride semicond. Res. 4,8(1999) The materials research society (Eg(T))
- [38] S. Arulkumaran, T. Egawa, H. Ishikawa, M. Umeno, T. Jimbo  
 'Effect of annealing on Ti, Pd, and Ni/n Al<sub>0.11</sub>Ga<sub>0.89</sub>N Schottky diodes', IEEE transaction on electron devices, vol.48, no 3, March 2001. pp573-570.
- [39] V. Kumar, D. Selvanathan, A. Kuliev, S. Kim, J. Flynn, I. Adesida.  
 Characterisation of iridium Schottky contact on n-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N, Electronics letter 1<sup>st</sup> May 2003 vol.39 No.9
- [40] D. Defives.  
 'Etude du contact Schottky Métal/SiC. Application aux redresseurs Schottky de puissance et aux transistors MESFET hyperfréquence', doctorat de l'université de Paris sud
- [41] J.H. Werner, H.H. Güttler  
 'Barrier inhomogeneities at Schottky contacts', J. Appl. Phys., vol.69, n°3 (1991), pp1522.
- [42] J.H. Werner, H.H. Güttler  
 'Temperature dependence of Schottky barrier heights on silicon', J. Appl. Phys., vol.73, n°3 (1993), pp1315.
- [43] H.S. Venugopalan, S.E. Mohney  
 'Thermally stable rhenium Schottky contacts to n-GaN', Applied physics letters, vol.73, num 9, 31 august 1998. pp 1242-1244
- [44] C.Y. Chang, S.M. Sze  
 'Carrier transport across metal-semiconductor barriers', Solid-state Electronics Pergamon press 1970. vol.13, pp 727-740.
- [45] C.Y. Chang, Y.K. Fang, S.M. Sze  
 'Specific contact resistance of metal-semiconductor barriers', Solid-state Electronics Pergamon press 1971. vol.14, pp 541-550.
- [46] C.R. Crowell, V.L. Rideout  
 'Normalized thermoionic-field (T-F) emission in metal-semiconductor (Schottky) barriers, Solid-state electronics pergamon press 1969. vol.12, pp.89-105.
- [47] F.A. Padovani, R. Stratton.  
 'Field and thermoionic-field emission in Schottky barriers', Solid-state electronics Pergamon press 1966. vol.9, pp 695-707.
- [48] B.J. Ansell, I. Harrison, C.T. Foxon.  
 'The effect of surface passivation and illumination on the device properties of AlGaIn/GaN HFETs', phys.stat.sol(a)188, No.1, 279-282 (2001)



[49] S.L.Rumyantsev, Y.deng, E.Borovitskaya, A.Dmitriev, W.Knap, N.Pala, M.S.Shur, M.E.Levinshin, M.Asif Khan, G. Simin, J. Yang, X.Hu.  
'Low-frequency noise in GaN/AlGaN heterostructure field-effect transistors at cryogenic temperatures' journal of applied physics, vol92, num8, 15 oct 2002, pp4726-4730.

[50] K. Suzue, S.N. Mohammaad, Z.F. fan, W. Kim, O. Aktas, A.E. Botchkarev, H.Morkoc.  
'Electrical conduction in platinum-gallium nitride Schottky diodes', J.Appl.Phys. 80 (8), 15 October 1996, pp 4467-4478.

## Chapitre 5

[1] C.Dua, S.L.Delage.

‘Wide band gap semiconductor reliability : status and trends’

[2] S.L.Delage, C.Dua, R.Aubry, D. Pons, A.Minko, V.Hoel, C.Gaquiere, J.C De Jaeger, H.Lahreche, P.Bove, Y.Cordier, L.D. Ciccio, B.Faure.

‘Progress in high power microwave GaN on silicon HEMT material and technology’

[3] Y.Guhel

‘Réalisation de transistors à effet de champ à base de GaN pour l’amplification de puissance en gamme d’ondes millimétriques à haute température’, Thèse de doctorat de l’Université des sciences et technologies de Lille, 16 décembre 2002

[4] A.K. Sinha and al.

‘Thin film diffusion of Pt in Au’, Thin Solid Films, vol. 22: pp.1-10,1974).

[5] N.E. Lycoudes, C.C. Childers.

‘Semiconductor instability failure mechanisms review’, IEEE transactions of reliability, vol.R-29,no.3, August 1980.

[6] E. Monroy, F Calle, T. Palacios, J. Sanchez-Osorio, M. Verdu, F.J. Sanchez, M.T. Montojo, F.Omnes, Z. Bougrioua, I. Moerman, P. Ruterana.

‘Reliability of Schottky contact on AlGaN’, Phys.stat.sol.(a) 188, No.1, pp367-370, oct1996.

[7] E.Monroy, F.Calle, T.Palacios, J.Sanchez-Osorio, M.Verdu, F.J.Sanchez, M.T.Montojo, F.Omnes, Z.Bougrioua, I.Moerman, P.Ruterana.

‘Reliability of Schottky contacts on AlGaN’, Phys.stat.sol.(a)188, No.1,367-370(2001)

## Chapitre 6

- [1] 'Mesures de température submicroniques', Rapport interne Thales research and technology.
- [2] D Lopez,  
'Intégration dans un environnement de Simulation Circuit d'un Modèle Electrothermique de Transistor Bipolaire à Hétérojonction Issu de Simulations Thermiques Tridimensionnelles', Thèse de l'Université de Limoges, 11 mars 2002, N°d'ordre 10-2002.
- [3] J.P.Landesman, D.Floriot, E.Martin, R.Bisaro, S.L.Delage, P.Braun.  
'Temperature distributions in III-V micro-wave power transistors using spacially resolved photoluminescence mapping', Conference ICCDCS, International Cancun conference on device, Circuits and Systems) 15-17 mars 2000, Cancun (Mexique)
- [4] I.De Wolf, J. Jimenez, J.P Landesman, C. frigeri, P. Braun, E. Da Silva, E. Calvet.  
'Raman and luminescence spectroscopy for microelectronics' catalogue of optical and physical parameters "Nostradamus" project SM-CT-95-2024T. European Commission.
- [5] I.De Wolf, J.Jiménez, J-P.Landesman, C.Frigeri, P.Braun, E.Da Silva, E.Calvet  
'Raman and luminescence spectroscopy for microelectronics', Catalogue of optical parameters "Nostradamus" project, SMT4-CT-95-2024
- [6] M.Yamada, K.Nambu, Y.Itoh, K.Yamamoto.  
'Raman microprobe study on temperature distribution during cw laser heating of silicon on sapphire', Journal of applied physics, vol 59, Num 4, Fev 1986. pp 1350-1354.
- [7] A.Compaan, M.C.Lee, H.W.Lo, G.J.Trott, A.Aydinli.  
'Pulsed Raman measurements of lattice temperature: validity tests' Journal of applied physics, vol 54, Num 10, Oct 1983. pp 5950-5955.
- [8] L.Liu, B.Liu, J.H. Edgar S.Rajasingam, M.Kuball  
'Raman characterisation and stress analysis of AlN grown on SiC By sublimation', Journal of applied physics, vol 92, Num 9, Nov 2002. pp5183-5188.
- [9] N.Wieser, M.Klose, F.Scholz, J.Off  
,Effect of thermal strain and carrier concentration on the phonon frequencies of GaN', Materials science forum vols.267-268 (1998) pp.1351-1354.
- [10] M.S.Liu, L.A.Bursill, S.Prawer, W.Nugent, Y.Z.Tong, G.Y.Zhang  
'Temperature dependence of Raman scattering in single crystal GaN films', Applied physics letters, Vol 74, Num21, May1999. pp3125-3127.
- [11] V.V.Chaldyshev, F.H.Pollak, M.Pophristic, S.P.Guo, I.Ferguson  
'Micro-Raman investigation of thin lateral epitaxial overgrown GaN/sapphire (0001) films', Journal of applied physics, vol 92, Num 11, Dec 2002. pp 6601-6606.
- [12] A.L.Alvarez, F.Calle, E.Monroy, J.L.Pau, M.A.Sanchez-Garcia, E.Calleja, E.Munoz, F.Omnes, P.Gilbart, P.R.Hageman

'Interplay between GaN and AlN sublattices in wurtzite  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  alloys revealed by Raman spectroscopy', Journal of applied physics, vol 92, Num 11, Dec 2002. pp 223-226.

[13] T.Azuhata, T.Sota, K.Suzuki, S.Nakamura

'Polarized Raman spectra in GaN', J.Phys.Condens.Matter 7, (1995), L129-L133.

[14] F.Demangeo, J.gleize, J. Frandon, M.A.Renucci, M.Kuball, D.Peyrade, L.Manin-Ferlazzo, Y.Chen, N.Greandjean.

'Raman scattering in GaN pillar arrays', Journal of applied physics, vol 91, Num 5, March 2002. pp 2866-2869.

[15] P.Martin, R.Bisaro, C.Dua, O.Noblauc, S.L.Delage, D.Floriot, F.Leamaire, P.Galtier, J.P.Landesman, C.Brylinski.

'Temperature distributions in III-V and SiC micro-wave power transistor using spatially resolved photoluminescence and Raman-spectrometry mapping respectively', ISTFA 2000.

[16] J.Rodriguez-Tellez, T.Fernandez, A.Mediavilla, A.Tazon

'Characterization of thermal and frequency-dispersion effect in GaAs MESFET devices', IEEE transaction on microwave theory and techniques. Vol.49, No.7. July 2001., pp1352-1355.

[17] J.Rodriguez-Tellez, B.P.Stothard, M.Al-Daas

'Static, pulsed and frequency-dependent current/voltage characteristics of GaAs FETs', IEE Proc.-circuits devices syst., Vol.143, No.3.June1996.pp129-133.

[18] J-P.Teyssier, P.Boysse, Z.Ouarch, D.Barataud, T.Peyretailade, R.Quéré.

40-GHz/150-ns versatile pulsed measurement system for microwave transistor isothermal characterisation. IEEE transaction on microwave theory and techniques. Vol.46, No.12. Dec 1998., pp2043-2051.

[19] L.Ardaravicius, A.Matulionis, J.liberis, O.Kiprijanovic. M.Ramonas, L.F. Eastman, J.R. Shealy, A.Vertatchikh.

'Electron drift velocity in AlGaIn/GaN channel at high electric fields', Applied Physics Letters, vol 83, num 19, 10 nov 2003.pp 4038-4040

[20] S. Nozaki, H. feick, E.R. Weber, M. Micovic, C. Nguyen.

'Compression of dc drain current by electron trapping in AlGaIn/GaN modulation doped field effect transistors', Applied physics letters, vol78, num19, 7may 2001,pp2896-2898

[21] J. Kuzmik, P. Javorka, A. Alam, M.Marso, M.Heuken, P. Kordos

'Determination of channel temperature in AlGaIn/GaN HEMTs grown on sapphire and silicon substrates using dc characterisation method', IEEE transactions electron devices, vol.49, no.8, august 2002.

[22] V. Kumar, R.Schwindt, E.Piner, I.Adesida

'dc, rf, and microwave noise performances of AlGaIn/GaN HEMTs on sapphire substrates', IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol.50, no.11, nov 2002, pp 2499-2504.

[23] S.Heckmann.

‘Contribution au développement d'une filière de transistors bipolaires a hétérojonction de très forte puissance en bandes L et S pour applications de télécommunications civiles et radar’, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges 2003 thèse n° 35-2003

[24] R. Vetry, N.Q.Zhang, S. Keller, U.K. Mishra.

‘The impact of surface states on the dc and rf characteristics of AlGaIn/GaN HFETs’, IEEE transactions electron devices, vol.48, no.3, March 2001.

[25] R. Vetry

Polarization Induced 2DEG in AlGaIn/GaN HEMTs on the origin, DC and transient characterization’ University of California, Santa Barbara, December 2000.

[26] M Reading, D.J. Hourston, M. Song, M. Pollock, A. Hammiche, ‘Thermal analysis for 21 st century’ American laboratory January 1998.

[27] D.M. Price, M. Reading, A Hammiche, H.M. Pollock

‘Thermal conductivity imaging using the atomic force microscope’, Proceeding of the twenty-eight conference of the north American thermal analysis society, October 4-6, 2000, Savannah, Georgia.

[28] S. Gomes, N. trannoy, P. Grossel

‘DC thermal microscopy: study of the thermal exchange between a probe and a sample’ Meas. Sci. Technol. 10 (1999) 805-811.

[29] F. Depasse, P. Grossel, S. Gomes

‘Theoretical investigations of dc and ac heat diffusion for submicroscopies and nanoscopies’, Institute of physics publishing. J. Phys. D:Appl. Phys. 36 (2003) 204-210.

[30] S. Gomes, N. trannoy, P. Grossel, F. Depasse, C. Bainier, D. Charrat

‘D.C scanning thermal microscopy: Characterisation and interpretation of the measurement’, Int.J.Therm.Sci.(2001) 40, 949-958.

[31] E. Oesterschulze and M. Stopka

‘Photothermal imaging by scanning thermal microscopy’, J.Vac.Sci.Technol.A 14 (3), May/Jun 1996.

[32] C.H. Oon and J.T.L. Thong, Y. Lei, W.K. Chim

‘High-resolution atomic force microscope nanotip grown by self-field emission’, Applied physics letters, vol 81, Num 16, 14 Oct 2002.

[33] P.J de Pablo, J. Colchero, J Gomez-Herrero, P.A. Serena and, A.M.Baro

‘Thermal maps of gold micro-stripes obtained using scanning force microscopy’, institute of physics publishing, Nanotechnology, 12 (2001) pp:113-117

[34] R.M. Cramer, L. Bruchhaus, and L.J. Balk

‘Characterization of thermal device properties with nanometer resolution’, Micrometer, Reliab., Vol.37, 10/11, pp 1583-1586, 1997.

[35] J.Pelzl, J.Bolte, F.Niebisch, D.Dietzel, H.H.Althaus.

'New developments in thermal wave microscopy', Analytical sciences, April 2001, Vol17, Special Issue, The Japan society for analytical Chemistry.pp53-56

[36] A.Hammiche, D.M. Price, E. Dupas, G. Mills, A. Kulik, M. reading, J.M.R. Weavers, H.M. pollock

'Two new microscopical variants of thermomechanical modulation: scanning thermal expansion microscopy and dynamic localized thermomechanical analysis', Journal of Microscopy, vol. 199, Pt 3. September 2000, pp. 180-190

[37] M. Bertolotti, G. L. Liakhov, R. Li Voti, C. Sibilia, and V. P. Yakovlev.

'Mirror temperature of a semiconductor laser diode studied with photothermal deflection method.' J. Appl. Phys., 74(12), 7054-7060, (1993)

[38] M. Bertolotti, G. L. Liakhov, R. Li Voti, C. Sibilia, A. Syrbu, and R. P. Wang.

'New method for study of heating of semiconductor laser diode and for determination of thermal diffusivity of the entire structure.', Appl. Phys. Lett., 65(18), 2266-2268, (1994)

[39] G. Tessier, S. Holé, D.Fournier.

'Ultraviolet illumination thermorefectance for the temperature imaging of integrated circuits.Optics' Letters, 28, 875 (2003).

[40] G. Tessier, G. Jerosolimski, S. Holé, D. Fournier, C. Filloy.

'Measuring and predicting the thermorefectance sensitivity as a function of wavelength on encapsulated materials', Review of Scientific Instruments 74, 495 (2003)

[41] G. Tessier, S. Holé, D. Fournier.

'Quantitative thermal imaging by synchronous thermorefectance with optimized illumination wavelengths', Applied Physics Letters 78, 2267 (2001).

[42] W. Claeys, S. Dilhaire, V. Quintard, D. Lewis, T. Phan, and J. L. Aucouturier.

'Interferences of peltier thermal wavesproduced in ohmic contacts upon integrated circuits' J. de Phys IV, 195, (1994)

[43] S. Dilhaire, E. Schaub, W. Claeys, J. Altet, A. Rubio

'Localisation of heat sources in electronicrcuits by microthermal laser probing.', Int. J. Therm. Sci., 39, pp 544-549, 2000.

[44] A.M. Mansanares, D. Fournier, and A. C. Boccara.

'Temperature measurements of telecommunication lasers on a micrometer scale'. Electron. Lett., 29(23), 2045-2047, (1993)

[45] A.M. Mansanares, J. P. Roger, D. Fournier, and A. C. Boccara.

'On the use of the modulated reflectance microscope in the study of laser diode facets: Detection of defects.' J. de Phys. IV, 207-210, (1994).

[46] A.M. Mansanares, J. P. Roger, D. Fournier, and A. C. Boccara.

'Temperature field determination of ingaasp/inp lasers by photothermal microscopy : Evidence for weak nonradiative processes at the facets.' Appl. Phys. Lett., 64(1), 4-6, (1994)

[47] R. Cherrak, J. P. Roger, D. Fournier, and A. M. Mansanares.

'Investigation of 980 nm waveguide lasers by photothermal microscopy.' Progress in Natural Science, supp. Vol. 6, S-535, (1996)

[48] M.G.Burzo, P.L.Komarov, P.E.Raad

'Influence of the metallic absorption layer on the quality of thermal conductivity measurements by the transient thermo-reflectance method', Microelectronics journal 33 (2002). Pp697-703.

[49] A.Rosencwaig.

'Photoacoustics and Photoacoustic spectrometry', John Wiley (1980)

[50] J. Opsal, A. Rosencwaig et D. L. Willenborg.

'Thermal-wave detection and thin film thickness measurement with laser beam deflection', Appl. Opt., 22(20), 3169-3176 (1983)

[51] J. C. Murphy and L. C. Aamodt.

'Optically detected photothermal imaging', Appl. Phys. Lett., 38(4), 196-198 (1981)

[52] A. Rosencwaig, J. Opsal, W. L. Smith et D. L. Willenborg.

'Detection of thermal waves through optical reflectance', Appl. Phys. Lett., 46(11), 1013-1015 (1985)

[53] A. C. Boccara, D. Fournier et J. Badoz.

'Thermo-optical spectroscopy: Detection by the Mirage effect', Appl. Phys. Lett., 36(2), 130-132 (1980)

## Chapitre 7

- [1] S.Tripathy, S.J.Chua, P.Chen, Z.L.Miao  
'Micro-Raman investigation of drain in GaN and  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  heterostructures grown on Si(111)', Journal of applied physics, vol 92, Num 7, Nov 2002. pp3503-35010.
- [2] M.Kuball, J.M.Hayes, M.J.Uren, T.Martin, J.C.H.Birbeck, R.S.Balmer, B.T.Hughes  
'Measurement of temperature in active high-power AlGaN/GaN HFETs using Raman spectroscopy', IEEE Electron device letters, vol 23, No.1, Jan2002. pp7-9.
- [3] F.Dhondt, T.Gautier, J.Olivier, R.Bisaro, P.Eudeline, D.Fournier, J.L.Roux  
'Performances des méthodes émergentes pour la mesure sub-micronique de la température', 12<sup>ème</sup> journées nationales Micro-ondes, 16-18:05/2001 Poitiers.
- [4] R.Ostermeir, K.Brunner, G.Abstreiter, W.Weber  
'Temperature distribution in Si-MOSFET's studied by micro-onde spectroscopy', IEEE Transactions on electron devices, vol.39.No.4, April 1992, pp858-863.
- [5] M.Kuball, S.Rajasingam, A.Sarua, M.J.Uren, T.Martin, B.T.Hughes, K.P.Hilton, R.S.Balmer,  
'Measurement of temperature distribution in multifinger AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors using micro-Raman spectroscopy', Applied physics letters, vol 82, Num 1, Jan 2003. pp124-126
- [6] Y.Ohno, M.Akita, S Kishimoto, K.Maezawa, T.Mizutani  
'Temperature distribution measurement in AlGaN/GaN High-electron-mobility transistor by micro-Raman scattering Spectroscopy', Jpn, J.Appl.Phys, vol41 (2002) pp.L452-L454, April 2002.
- [7] N.Shigekawa, K.Shiojima, T.Suemitsu.  
'Optical study of high-biased AlGaN/GaN high-electron-mobility transistors', Journal of applied physics, vol 92, Num 1, July 2002. pp 531-535.
- [8] R.Gaska, A.Osinsky, J.W.Yang, M.S.Shur  
'Self-heating in high-power AlGaN-GaN HFET's', IEEE Electron device letters, vol19, no3, March 1998.
- [9] T.Camps, A.Marty, J.Tasselli, J.P.Bailbe, P.Souverain.  
'Influence of the topology on thermal dissipation in high power density GaAs devices', Solid-state electronics 46 (2002)pp1919-1924.
- [10] J.W. Lee, K.J. Webb.  
'A temperature-dependent nonlinear analytic model for AlGaN/GaN HEMTs on SiC. IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol.52, no.1, Jan 2004, pp 2-7.
- [11] M. Elkhou, M. Rousseau et J. C. De Jaeger  
'Analyse physique des HEMTs à base de nitrure de gallium', 13<sup>èmes</sup> journées Nationales Microondes, 21-22-23 mai 2003 – LILLE



- [12] V.Szekely.  
'A new evaluation method of thermal transient measurement results', microelectronics journal  
28 (1997) pp 277-292.
- [13] J. Lai, M. Chadrahood, A. Majumdar and J.P. Carrejo  
'Thermal detection of device failure by atomic force microscopy', IEEE Electron device  
letters, vol. 16, No. 7, July 1995
- [14] A. Majumdar, J. Lai, M. Chadrahood, O. Nakabeppu, Y. Wu and Z. Shi  
'Thermal imaging by atomic microscopy using thermocouple cantilever probes',  
Rev.sci.Instrum. 66(6), June 1995
- [15] L.Shi, S.Plyasunov, A.Bachtold, P.L.McEuen, A.Majumdar.  
'Scanning thermal microscopy of carbon nanotubes using batch-fabricated probes', Applied  
of physics letters, Vol 77, num 26, Dec 2000.

## Chapitre 8

- [1] Z.Sun, C.H.Lin, Y.L.Lee, J.R.Shi, B.K.Tay, X.Shi.  
'Properties and structures of diamond-like carbon film deposited using He, Ne, Ar/methane mixture by plasma enhanced chemical vapor deposition.', *Journal of Applied Physics*, Vol 87, Num 11, June 2000.
- [2] S.J.Park, J-K.Kim, K-R.Lee, D-H.Ko.  
'Humidity dependence of the tribological behaviour of diamond-like carbon films against steel ball', *Diamond and Related Materials* 12 (2003) pp1517-1523.
- [3] D.Liu, G.Benstetter, E.Lodermeier, X.Chen, J.Ding, Y.Liu, J.Zhang, T.Ma.  
'Surface and structural properties of ultrathin diamond-like carbon coatings', *Diamond and Related Materials* 12 (2003) pp1594-1600.
- [4] K.W.R.Gilkes, S.Prawer, K.W.Nugent, J.Robertson, H.S.Sands, Y.Lishitz, X.Shi.  
'Direct quantitative detection of the sp<sup>3</sup> bonding in diamond-like carbon films using ultraviolet and visible Raman spectroscopy', *Journal of Applied Physics*, Vol 87, Num 10, June 2000.
- [5] R.Kalish, Y.Lifshitz, K.Nugent, S.Prawer.  
'Thermal stability and relaxation in diamond-like-carbon. A Raman study of films with different sp<sup>3</sup> fractions (ta-C to a-C)', *Applied Physics Letters*, Vol 74, Num 20, May 1999.
- [6] D.S.Knight, W.B.White.  
'Characterisation of diamond films by Raman spectroscopy', *Journal of Materials Research*, 1996, JMR.
- [7] S.C.Sharma, M.Green, R.C.Hyer, C.A.Dark, T.D.Black, A.R.Chourasia, D.R.Chopra, K.K.Mishra.  
'Growth of diamond films and characterisation by Raman, scanning electron microscopy, and x-ray photoelectron spectroscopy', *Journal of Materials Research*, 1996, JMR.
- [8] N.N.Efremow, M.W.Geis, D.C.Flanders, G.A.Lincoln, N.P.Economou.  
'Ion-beam-assisted etching of diamond', *J.Vac.Sci, Technol*, B3(1), Jan/Feb 1985.
- [9] I.Bello, M.K.Fung, W.J.Zhang, K.H.Lai, Y.M.Wang, Z.F.Zhou, R.K.W.Yu, C.S.Lee, S.T.Lee.  
'Effects at reactive ion etching of CVD diamond', *Thin solid Films* 368 (2000), pp222-226.
- [10] G.S.Sandhu, W.K.Chu.  
'Reactive ion etching of diamond', *Appl.Phys.Lett.*55(5), 31 July 1989.
- [11] Y.Ishikawa, H.Yoshimi, Y.Hirose.  
'Etching of nondiamond carbon in diamond thin films synthesized by hot-filament chemical vapour deposition with ultraviolet irradiation', *Jpn.J.Appl.Phys.*Vol.36(1997)pp.1233-1237.
- [12] S.J.Pearnton, A.Katz, F.Ren, J.R.Loithian.  
'ECR plasma etching of chemically vapour deposited diamond thin films', *electronics letters* 23<sup>rd</sup> April 1992vol28, No.9.pp822-824.

- [13] B.R.Stoner, G.J.Tessmer, D.L.Dreifus.  
'Bias assisted etching of diamond in a conventional chemical vapour deposition reactor',  
*Appl, Phys, Lett.* 62 (15), April 1993, pp1803-1805.
- [14] A.Vecan, W.Ebert, T.H.Borst, E.Kohn.  
'Electrical characterisation of diamond resistors etched by RIE', *Diamond and related Materials* 5 (1996) pp 747-751.
- [15] V.G.Ral'chenko, K.G.Korotushenko, A.A.Smolyn, E.N.Loubnin.  
'Fine patterning of diamond films by laser-assisted chemical etching in oxygen.' *Diamond and related Materials* 4 (1995) pp 893-896.
- [16] M.Joodaki, A.Tarraf, M.Salih, D.Albert, H.Schröter-Hohmann, W.Scholz, G.Kompa, H.Hillmer, R.Kassing.  
'Improvements of thermal resistance and thermal stress in quasi-monolithic integration technology (QMIT) with a new fabrication process', *Conference GAAS 2002, Milan 2002.*
- [17] S.N.Yoganand, K.Jagannadham, a;Karoui, H. Wang.  
'Integrated AlN/diamond heat spreaders for silicon device processing', *J.Vac.Sci.Technol. A20(6)*, Nov/Dec 2002.
- [18] H.Nakazawa, T.Mikami, Y.Enta, M.Suemitsu, M.Mashita.  
Structure chemical bonding and these thermal stabilities of diamond-like carbon (DLC) film by RF magnetron sputtering', *Jpn.J.Appl.Phys.Vol42* (2003) ppL676-L679.
- [19] S.D.Wolter, D.A.Boca-Tasciuc, G.Chen, N.Govindaraju, R.Collazo, F.Okuzumi, J.T.Prater, Z.Sitar.  
'Thermal conductivity of epitaxially textured diamond films', *Diamond and related Materials* 12 (2003) pp 61-64.

## A Caractérisation du contact ohmique

La réalisation de composant nécessite la mise aux points des différentes étapes technologiques constituant le process. La réalisation de bon contact ohmique pour avoir accès à la zone active de la structure est indispensable. Dans ce paragraphe, nous présentons la technique de caractérisation du contact ohmique. Plusieurs études sur l'évolution du contact ohmique ont été conduites dans le cadre de cette thèse et font référence à cette annexe.

Le courant qui circule entre deux plots de contact ohmique séparés par une distance  $L$  voit trois résistances dans la structure comme le présente la figure (A ; 1), deux résistances de contact et la résistance liée au matériau.

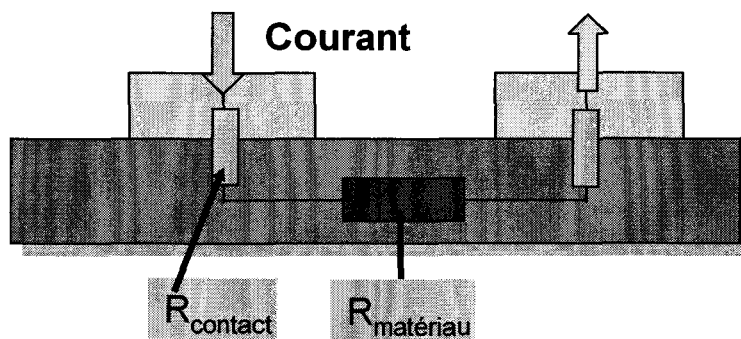


Figure (A, 1) Représentation de la résistance de contact ohmique.

Pour définir le contact ohmique, nous définissons quatre paramètres caractéristiques tels que :

Le matériau semi-conducteur présente une résistance superficielle  $R_{\text{sh}}$  qui correspond à la résistance de la couche conductrice (exprimée en ohms par carré).

$\rho_c$  est la résistance spécifique du contact ohmique. Elle correspond à la résistance de l'interface semi-conducteur/métal rapportée à une unité de surface (ohms.cm<sup>2</sup>).

$R_c$  est la résistance qui existe depuis la métallisation jusqu'au plan vertical en  $x = 0$ . Elle est rapportée à la longueur  $W$  du contact et s'exprime en ohms mm.

$L_t$  est appelée « longueur de transfert » et correspond à la distance à laquelle le courant diminue de  $1/e$  sous le contact ohmique. Les distances typiques sont de l'ordre du micron.

Le plot de métal de longueur  $W$  et de largeur  $d$  assure un contact ohmique. Nous modélisons le courant  $I$  et la tension  $V$  qui se trouve sous le contact métallique à l'abscisse  $x$ . On définit deux résistances caractéristiques  $r_1$  et  $r_2$  qui constituent le contact ohmique, présenté sur la figure (A ; 2).

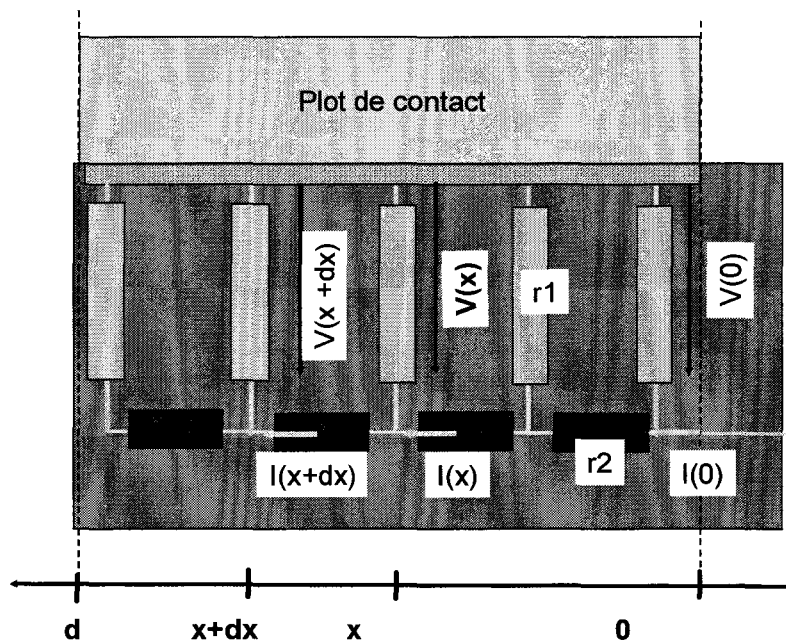


Figure (A, 2) Représentation de la résistance de contact ohmique sous de plot métallique.

A l'abscisse  $x$ , on obtient donc :

$$V = -r1 \times dI \longrightarrow V = -R1 \frac{dI}{dx}$$

$$dV = -r2 \times I \longrightarrow I = -\frac{1}{R2} \frac{dV}{dx}$$

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{V}{L_t^2} \longrightarrow L_t = \left(\frac{R1}{R2}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\rho_c}{R_{sh}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

- On obtient donc pour les courants et tensions en fonction de  $x$  :

$$V(x) = Ae^{\frac{x}{L_t}} + Be^{-\frac{x}{L_t}}$$

$$V(x) = -\frac{A}{R2L_t} e^{\frac{x}{L_t}} + \frac{B}{R2L_t} e^{-\frac{x}{L_t}}$$

- On peut calculer la résistance équivalente en  $x = 0$

- $I(d) = 0$  et donc  $\frac{A}{B} = e^{-\frac{2d}{L_t}}$

- On obtient alors :  $\frac{V(0)}{I(0)} = R_c = \frac{R_{sh}}{W} \times L_t \coth\left(\frac{d}{L_t}\right)$
- Si  $d \gg L_t$ , alors  $R_c = \frac{R_{sh}}{W} \times L_t$

• La technique la plus répandue utilise le principe des lignes à transmission. Le principe est de mesurer les résistances entre des plots de tailles identiques à des distances variables déposés sur le matériau semi-conducteur, figure (A;3). Généralement des mesures « 4 points » sont nécessaires. Cette méthode est appelée TLM (Transmission Length Method). Elle consiste en la mesure de la résistance totale  $R_t$  entre 2 contacts ohmiques séparés par une longueur  $L$  variable.

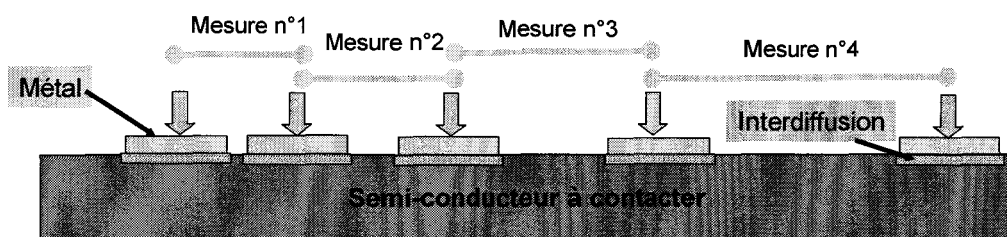


Figure (A, 3) Représentation de la résistance de contact ohmique.

La mesure de la résistance  $R_t$  en fonction de  $L$  la séparation des contacts donne une droite (figure (A ; 4)) à partir de laquelle il est possible d'estimer  $\rho_c$  la résistance spécifique du contact et  $L_t$  la longueur de transfert,  $R_{sh}$ , la résistance de la couche du semi-conducteur et  $R_c$  la résistance du contact.

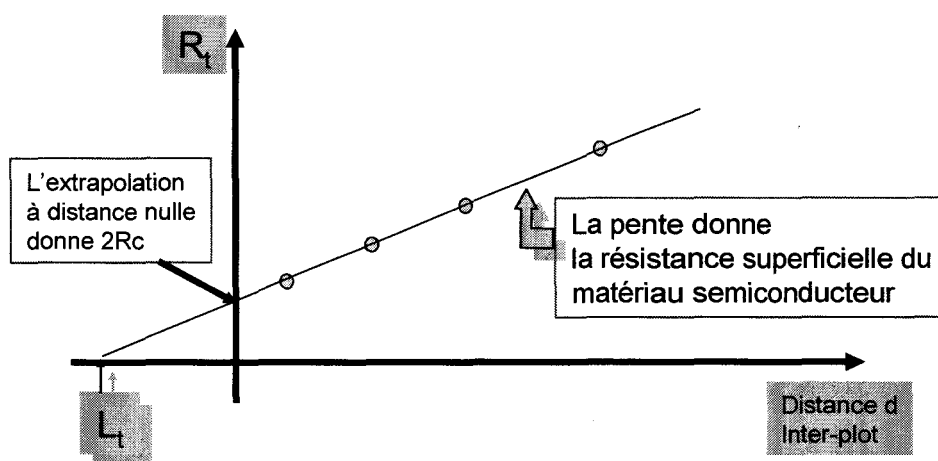


Figure (A, 4) Représentation de la résistance de contact ohmique.

$$R_t = 2R_c + R_{sh} \times \frac{d}{W}$$

$$\text{En } x = 0; R_t = 2R_c$$

La pente de la droite donne  $R_{sh}/W$  d'où  $R_{sh}$

$$\text{Si } d \gg L_t \text{ alors; } L_t = W \frac{R_c}{R_{sh}}$$

$$\text{Et } \rho_c = L_t^2 R_{sh}$$

- Le principe est de former un alliage avec le matériau semi-conducteur. Après recuit, un mélange entre le matériau semi-conducteur et le métal. L'action de l'interface semi-conducteur est de créer une zone fortement recombinante des porteurs à collecter et d'assurer une zone locale sur-dopée diminuant la zone de charge d'espace dans le semi-conducteur.

Dans le cas du contact sur GaN, une étape de lithographie est réalisée pour obtenir le contact ohmique. Le dépôt métallique fait à TRT est Ti/Al (50nm/100nm). Dans le cadre de Tiger une optimisation du contact ohmique a conduit à utiliser Ti/Al/Ni/Au. Les contacts ohmiques en Ti/Al sont déposés par évaporation et recuit (900°C, 30s) de façon à obtenir un contact optimum d'environ 0.5Ω.mm. Le recuit de contact produit une importante diffusion du titane dans les couches de GaN et AlGaN. De cette diffusion résulte la création par réactions exothermiques de différents alliages (TiN, AlN, TiAlNGa,...) et préférentiellement de l'alliage TiN très bon conducteur électrique relie le gaz d'électrons à la surface.

Les valeurs des paramètres qui caractérisent un bon contact ohmique à température ambiante sont définis dans le tableau suivant :

$R_c$ (Ohm.mm)	$\rho_c$ (Ohm.cm <sup>2</sup> )	$L_t$ (μm)	$R_{sh}$ (Ohm/carré)
<1	<10 <sup>-5</sup>	<1	<600

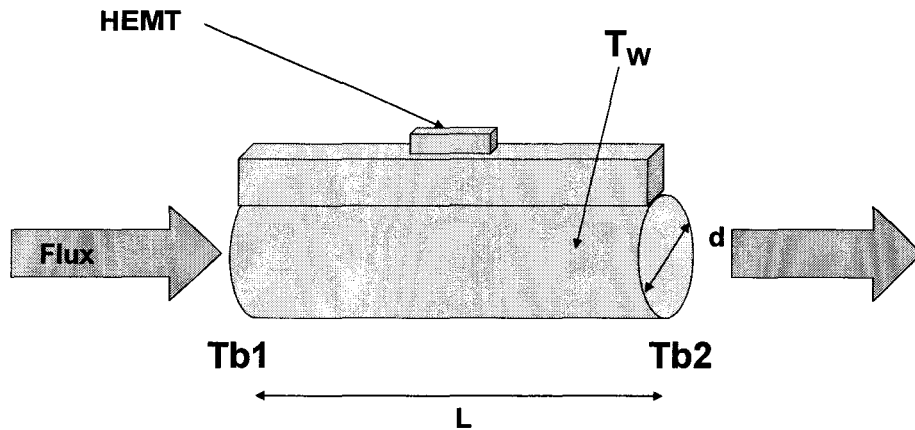
- Les procédés de réalisation des contacts ohmiques sont un point très sensible des fabricants de composants électroniques car ils ont un impact direct sur la résistance spécifique du contact ohmique, ainsi que sur la fiabilité métallurgique du dispositif.

G.K. Reeves, H.B. Harrison.

'Obtaining Contact Resistance from Transmission Line Model Measurements', IEEE Trans. Dev. Lett., 3 (1982), p.111.

## B Calcul des calories transportées par convection dans le tube de refroidissement

Cette annexe présente le détail du calcul des calories transportées par convection dans le tube de refroidissement dans le cas des mesures de la température par micro-spectroscopie Raman, présenté chapitre 7.



Equation de convection liée au fluide

$$Q = a \times C_p (Tb_2 - Tb_1)$$

Equation de convection liée au bloc métallique

$$Q = h \times A (T_w - Tb)$$

Q : Chaleur transportée par convection.

H : coefficient de convection ( $w ; m^{-2}/K$ ).

$C_p$  : Capacité calorifique ( $J.kg^{-1}/K$ ).

A : débit massique  $kg/s$ .

$Tb_2$  : Température de sortie du fluide.

$Tb_1$  : Température d'entrée du fluide.

$T_w$  : température du bloc métallique.

$Tb$  : température moyenne du fluide.

A : Surface de contact entre le fluide et le bloc métallique.

A partir de ce modèle on cherche à obtenir la température du bloc métallique sous le composant en fonction des calories apportées par la polarisation du composant et du débit d'eau.



$$Tb_2 = \frac{Q}{aC_p} + Tb_1$$

$$Tb = \frac{Tb_1 + Tb_2}{2} = \frac{1}{2} \frac{Q}{aC_p} + Tb_1$$

$$Q = hA(T_w - (\frac{1}{2} \frac{Q}{aC_p} + Tb_1))$$

$$T_w = (\frac{1}{hA} + \frac{1}{2aC_p})Q + Tb_1$$

Pour déterminer la température du bloc de cuivre, nous avons besoin de déterminer les paramètres associés au type de flux qui existent dans le cylindre métallique.

Calcul du nombre de Reynolds  $R_{ed}$  afin de déterminer le type de flux, laminaire, turbulent, ou fort turbulent.

$$R_{ed} = \frac{\rho v d}{\mu}$$

d : diamètre du tube (m)

$\rho$  : densité du fluide ( $\text{kg.m}^{-3}$ )

v : vitesse du fluide (m/s)

$\mu$  : viscosité dynamique (kg/ms)

Si  $2000 < R_{ed} < 4000$  le flux est considéré comme laminaire ou peu turbulent.

Si  $R_{ed} > 5000$  le flux est considéré comme turbulent, voir fort turbulent.

Calcul du nombre de Prandtl, Pr

$$Pr = \frac{v}{\alpha} = \frac{C_p \mu}{k_f}$$

$\alpha$  : Diffusivité thermique  $\text{m}^2/\text{s}$

v : Viscosité N.s : $\text{m}^2$

$k_f$  : Conductivité thermique W/Km

Le résultat est tabulé en fonction de la température et de la pression du fluide ; il permet de connaître le type de formule à utiliser. Dans notre application ce sont les formules de Wilhelm Nusselt.

A partir de ces deux nombres caractéristiques nous déterminons la formule du nombre de Wilhelm Nusselt qui permet d'accéder à la valeur de h pour notre application.

Pour les flux laminaires à peu turbulent :

Formule a)  $N_{ud} = 0.023 R_{ed}^{0.8} P_r^n$

Formule b)  $N_{ud} = 0.036 R_{ed}^{0.8} P_r^{\frac{1}{3}} \left(\frac{d}{L}\right)$

A partir du nombre  $N_{ud}$  on calcule la valeur du coefficient de transfert de chaleur par convection  $h$ .

$$N_{ud} = \frac{hd}{k_f}$$

$$h = \frac{N_{ud} k_f}{d}$$

Application numérique pour les trois débits d'eau :

$$k_f = 0.630 \text{ W/mK}$$

$$\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$$

$$\mu = 5.10^{-4} \text{ kg./ms}$$

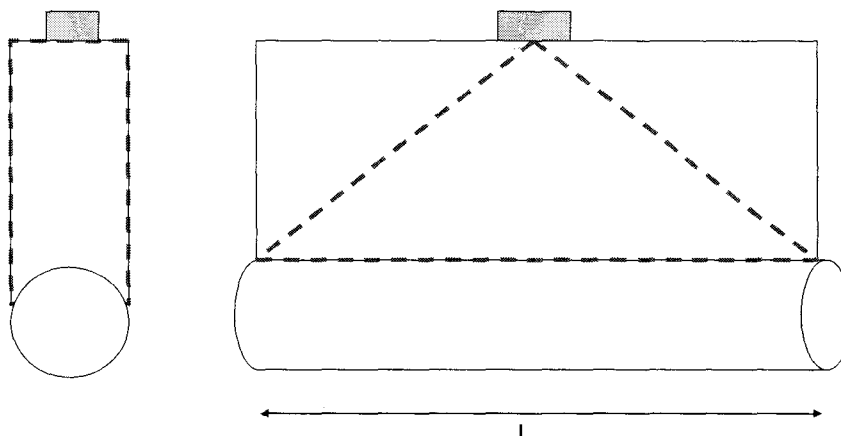
$$C_p = 4179 \text{ J :kg.K}$$

$$Pr = 4.25$$

$$d = 0.01 \text{ m}$$

$$l = 0.05 \text{ m}$$

$$A = 7.85.10^{-4} \text{ m}^2$$



Débit (l/min)	1	3	7
a (l/s)	0.0166	0.05	0.116
v Vitesse (m/s)	0.166	0.5	1.16
$Re_d$	3314	9943	23200
Pr	4.25	4.25	4.25
Nu	35	65	127
h (W/m <sup>2</sup> K)	2205	4095	8001
(hA) <sup>-1</sup> (K/W)	0.58	0.32	0.16
(2a C <sub>p</sub> ) <sup>-1</sup> (K/W)	0.0072	0.0024	0.001
T <sub>b1</sub> (K)	40	40	40
Formule	a	b	b

## C Mesure de potentiel de surface par Microscopie de Force de Kelvin (KFM)

### Principe de la zone de Kelvin :

Le principe de mesure de potentiel par la méthode de la capacité vibrante de Kelvin (Lord Kelvin, 1898 [1]) est le suivant : en approchant de l'échantillon à étudier, l'extrémité d'un fil métallique d'un matériau de référence (fil d'or ou métal noble de quelques centaines de  $\mu\text{m}$ ), une capacité à plateaux parallèles est formée. En faisant osciller la pointe en regard de l'échantillon, on définit une capacité variable. Un courant de déplacement  $i$  (T) lié à la variation de la capacité et à la différence des potentiels de surface des électrodes est créé dans le circuit électrique établi entre les deux électrodes (pointe et échantillon) [2].

$$i(t) = (\Delta\phi/e) \cdot \omega \cdot \Delta C \cdot \cos\omega t$$

$$\Delta\phi = \phi_s - \Phi$$

$\omega$  est la pulsation de la vibration périodique de la distance inter-électrode.

En plaçant dans le circuit une source de tension variable en série avec un ampèremètre, on peut polariser la pointe (électrode de référence) avec une tension modulée qui compense la différence des potentiels de surface et annule le courant d'oscillation.

En résumé : le travail de sortie de la pointe sert de référence. Quand pointe et échantillon sont reliés électriquement, les niveaux de Fermi sont alignés et on a une chute de potentiel  $\Delta\phi$  dans l'espace inter-électrode (schéma a) telle que  $\phi_s = \Delta\phi + \Phi$ .

En mode vibratoire, l'oscillation de l'électrode de référence induit un courant de déplacement dans le circuit que l'on annule en la polarisant de  $\Delta\phi$  (schéma b).

A partir de ce signal injecté dans le circuit, on remonte au potentiel de surface de l'échantillon par rapport à celui de la pointe (référence).

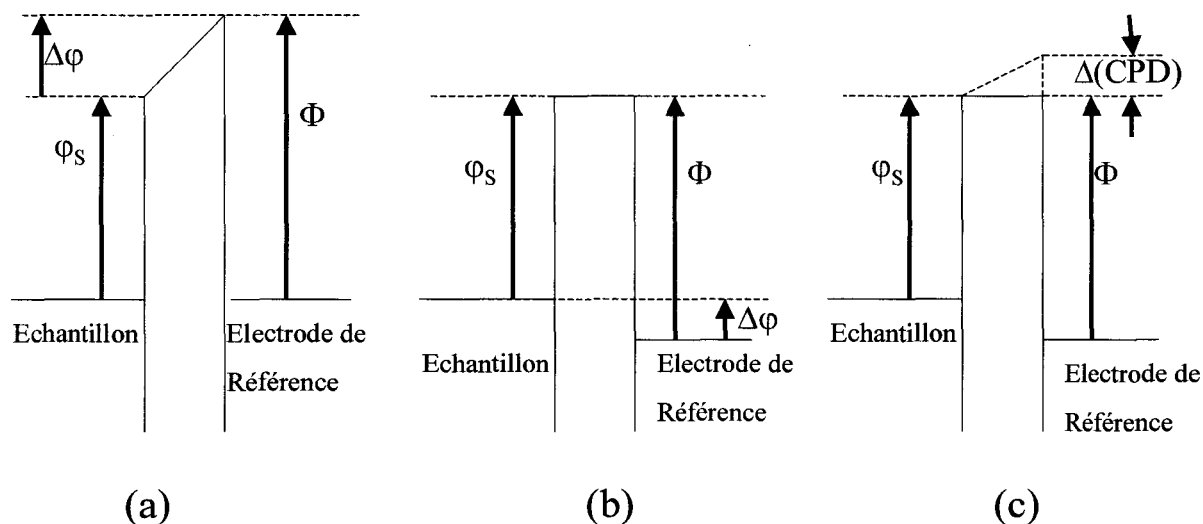


Figure (B, 1) Diagramme d'énergie de l'échantillon étudié et de la sonde de Kelvin.

De la même manière, toute variation du potentiel de contact  $\Delta(\text{CPD})$  autour de cette valeur d'équilibre, pourra être détectée (schéma b).

La méthode de Kelvin possède une grande sensibilité pour la mesure de potentiel, mais intègre sur toute la surface de l'électrode : la résolution latérale est très limitée.

## Principe de la mesure par AFM :

La mesure de potentiel électrique de circuits polarisés ou du travail de sortie de surface est accessible au microscope AFM selon un principe dérivé de celui de la sonde de Kelvin, Microscopie de Force de Kelvin (KFM). On utilise une pointe en silicium dopé n+ utilisée en mode tapping, qui peut être métallisée (dépôts de nickel ou de Pt/Ir) et pouvant recevoir une tension de polarisation. La gamme de fréquence de résonance de ces pointes est comprise entre 85kHz et 300kHz.

La méthodologie classique imposerait des mesures de courants de déplacement très faibles du fait des très faibles valeurs de capacité (transposition avec une pointe AFM de dimension caractéristique sub-micronique), et c'est un principe plus indirect qu'exploite l'AFM, qui met à profit la grande stabilité à la déflexion du faisceau laser par le cantilever : au lieu de courants, ce sont des forces qui sont mesurées.

On place la pointe en regard de la surface, et on la polarise avec une tension :

$$V_{dc} + V_{ac} \cdot \cos\omega t$$

$V_{dc}$  est destinée à annuler la différence des potentiels de surface,

$V_{ac} \cos\omega t$  est une tension test.

Sous l'effet de cette polarisation, le cantilever se trouve soumis à une force électrostatique  $F_0$  continue liée à  $V_{dc}$  et à des forces alternatives, liées à la capacité point-vide (ou air-échantillon)  $C$  et à la distance  $z$  entre pointe et échantillon :

$$F = \partial E / \partial z$$

$$\text{Avec } E = C/2 (V_{dc} - \Delta\phi + V_{ac} \cos\omega t)^2$$

$$\text{Soit : } F = 1/2 \partial C / \partial z [(V_{dc} - \Delta\phi)^2 + 2(V_{dc} - \Delta\phi)V_{ac} \cos\omega t + (V_{ac} \cos\omega t)^2]$$

$$\text{Puisque } \cos^2\omega t = 1/2 (1 + \cos 2\omega t)$$

On peut décomposer l'expression de  $F$  en une somme de trois termes, le premier étant la composante électrostatique, les deux derniers étant les termes en  $\omega$  et  $2\omega$  :

$$F_0 = 1/2 \partial C / \partial z [(V_{dc} - \Delta\phi)^2 + 1/2 V_{ac}^2]$$

$$F(\omega) = \partial C / \partial z (V_{dc} - \Delta\phi) V_{ac} \cos \omega t$$

$$F(2\omega) = 1/4 \partial C / \partial z V_{ac}^2 \cos 2\omega t$$

La partie alternative de cette force induit une oscillation de la pointe mesurable par les photodiodes, en particulier le terme en  $\omega$  que l'on choisit (dans  $V_{ac} \cos\omega t$ ) à la fréquence de résonance de la pointe pour induire une oscillation de la plus grande amplitude possible. Le signal de déflexion, qui contient trois termes correspondant aux forces  $F_0$ ,  $F(\omega)$ ,  $F(2\omega)$  multipliées respectivement par la réponse de la pointe à une sollicitation continue (déflexion constante), à une sollicitation en  $\omega$  (hors résonance, faible amplitude d'oscillation) est filtré pour mesurer l'amplitude RMS de l'oscillation en  $\omega$  de la pointe ainsi que la phase relative de la force et de  $V_{ac} \cos\omega t$ , ce qui renseigne respectivement sur la grandeur et le signe de  $V_{dc} - \Delta\phi$ . Un asservissement de  $V_{dc}$  sur le zéro d'oscillation permet donc de suivre le potentiel de surface de l'échantillon.

La mesure de potentiel de surface par KFM se fait en mode « non contact ». Pour pouvoir mesurer précisément le potentiel en un point, il faut faire vibrer la pointe à la fréquence de résonance, environ 100nm au-dessus de la surface, et on la polarise à environ 1V. L'échantillon est relié électriquement à la masse de l'appareil.

La mesure de potentiel de sortie des électrons par la technique KFM s'effectue en deux étapes successives. Dans un premier temps, le microscope balaye une ligne en mode tapping. Ce mode consiste à une excitation de la pointe par céramique piézo-électrique à sa fréquence de résonance, avec un asservissement vertical à la réduction d'amplitude « Rms » de

l'oscillation liée à l'interaction avec l'échantillon en fin d'oscillation. Le système enregistre la topographie de cette ligne. Dans un deuxième temps, la même ligne topographique est reproduite avec la pointe à environ 100nm au-dessus du profil enregistré. L'excitation par piézo est alors coupée tandis que l'on polarise la pointe au potentiel  $V_{dc}=V_{ac} \cos \omega t$ .

La contre réaction ajuste la tension pour aligner les niveaux de fermi et on enregistre ainsi le potentiel de surface.

L'échantillon peut être recouvert d'une couche diélectrique (passivation, isolant), la mesure portant alors sur le potentiel de surface de la première couche conductrice sous jacente. Cela permet par exemple de voir dans quelle mesure la présence d'une couche diélectrique modifie chimiquement la surface du conducteur et influe sur son potentiel de surface.

Ce principe de mesure fait jouer, dans la définition de la capacité pointe-échantillon, un rôle non négligeable au cantilever et surtout aux flancs de la pointe, d'où une résolution latérale en potentiel d'au mieux 100 nm. La sensibilité en potentiel est de l'ordre de la dizaine de millivolts, fixée par la stabilité de la contre réaction, le bruit électrique et la précision de la détection de l'oscillation en  $\omega$  de la pointe.

L'expérience montre que le potentiel de surface mesuré varie avec la distance pointe-échantillon. Le potentiel croît rapidement pour des distances comprises entre 20 et 100nm, puis tend à saturer au-dessus de cette valeur. Ceci a pu être expliqué en tenant compte de l'effet de potentiel minimum détectable (ou de la force minimum détectable  $F(\omega)$  et de la forme de la pointe [Vatel, 1995]).

On a  $F(\omega) = \partial C / \partial z (V_{dc} - \Delta\phi) V_{ac}$

Dans le cas idéal, la force minimum détectée serait nulle et  $V_{dc} = \Delta\phi$

Dans le cas réel,  $F(\omega) = \varepsilon \frac{\partial C}{\partial z} V_{ac}$

Ainsi, le potentiel mesuré dépend de l'inverse de  $\partial C / \partial z$  et est donc fonction de la distance pointe-échantillon  $h$ .

Dans la fourchette des faibles  $h$  ( $20\text{nm} < h < 100\text{nm}$ ), la capacité est essentiellement déterminée par l'apex de la pointe (aire constante), et sa variation est en  $1/h$ .

Quand  $h$  augmente au-delà de 100nm, la surface effective de la capacité augmente car les flancs de la pointe prennent de l'importance, limitant ainsi la décroissance de la capacité.

### Etude expérimentale

La technique de la sonde de kelvin est une méthode d'investigation de plus en plus utilisée pour analyser les effets électrostatiques dans les matériaux et sur les dispositifs électroniques.[3-4] Des travaux sur l'effet des dislocations et autres défauts dans le GaN ont été réalisés avec cette méthode. [5-7]

Les composants mesurés par Microscopie de Force de Kelvin (KFM) sont issus de la plaque AEC 497 épitaxiées sur substrat saphir. Le composant mesuré est un bi-doigt de 250 $\mu\text{m}$  soit un développement de 0.5mm. Le composant est polarisé suivant le montage utilisé pour les mesures de température par microscopie thermique à balayage présenté dans le chapitre 6.

Cette expérience constitue une présentation de la mesure avec une réserve particulière sur l'interprétation des résultats obtenus. La difficulté d'interprétation vient de la complexité à décorrélérer les effets imputables à la topologie de ceux associés à la variation du potentiel.

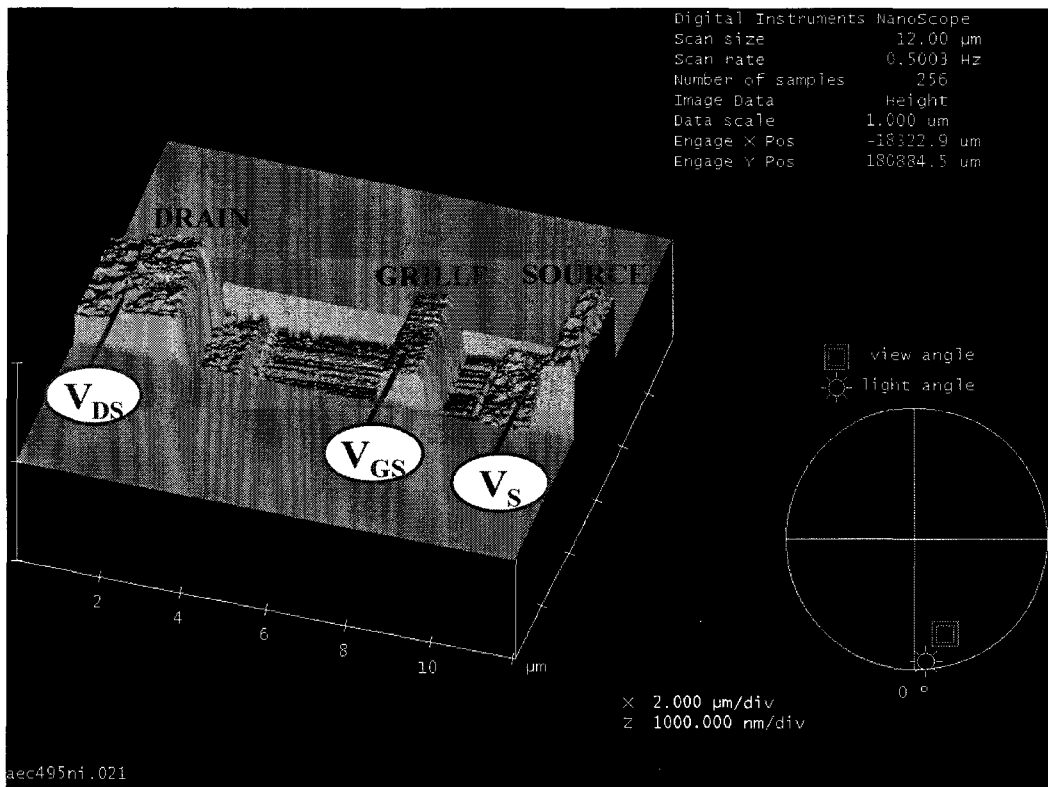


Figure (B; 2) Mesure de la topographie de la zone analyse du composant HEMT AlGaN/GaN analysée par microscopie de force de Kelvin.

La mesure de potentiel de sortie des électrons par la technique KFM s'effectue en deux étapes successives, le microscope balaye une ligne en mode tapping et enregistre la topographie de cette ligne, puis la même ligne topographique est reproduite avec la pointe à environ 100nm au-dessus du profil enregistré. L'excitation par piézo est alors coupée tandis que l'on polarise la pointe. La contre réaction ajuste la tension pour aligner les niveaux de fermi et on enregistre ainsi le potentiel de surface. La mesure est réalisée avec une pointe de Kelvin en silicium dégénéré où le niveau de Fermi est très proche de la bande de conduction. Il existe aussi des pointes de Kelvin en nickel avec le niveau de Fermi du métal.

La sonde de Kelvin balaye la zone active du composant et mesure donc simultanément la topologie et le potentiel de surface. La figure (B ; 2) présente la zone mesurée par la sonde en topographie, cette zone est partiellement passivée par une couche de 100nm de SiN. Sur cette topographie, nous remarquons qu'une partie du plot de drain en bord de mesure sur environ 1 $\mu\text{m}$  n'est pas recouvert d'isolant, ce qui permet à la sonde d'être en interaction directe avec l'or.

La mesure du potentiel a été réalisée avec et sans polarisation, les mesures présentées dans ce paragraphe ont été réalisées avec différentes polarisations de drain et de grille pour voir si en plus des potentiels de sortie des électrons, la valeur du potentiel appliqué au bornes du composant est quantifiable. L'introduction d'un potentiel introduit un décalage du niveau de Fermi dans le diagramme d'énergie, niveau de Fermi directement lié au niveau du vide par le travail de sortie du matériau, métal ou semi-conducteur.

Chaque mesure de potentiel de sortie est accompagnée d'une coupe transversale de la topographie afin d'identifier clairement la localisation du point de mesure.

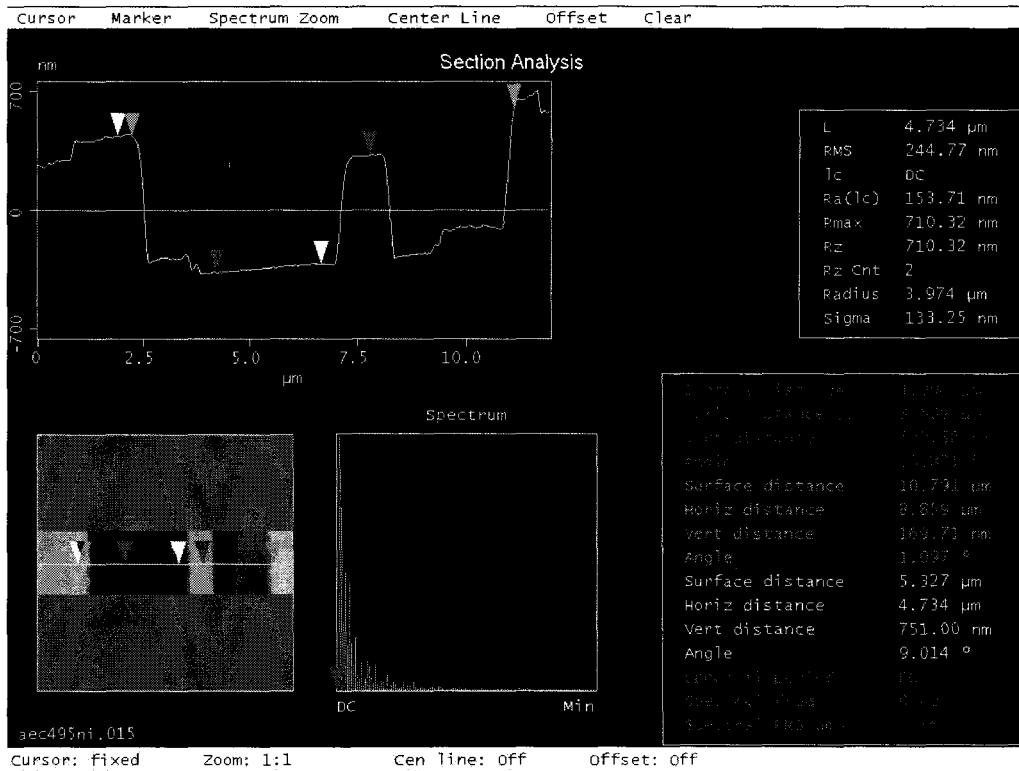


Figure (B; 3) Coupe transversale de la topographie de la zone analyse du composant HEMT AlGaN/GaN analysée par microscopie de force de Kelvin.

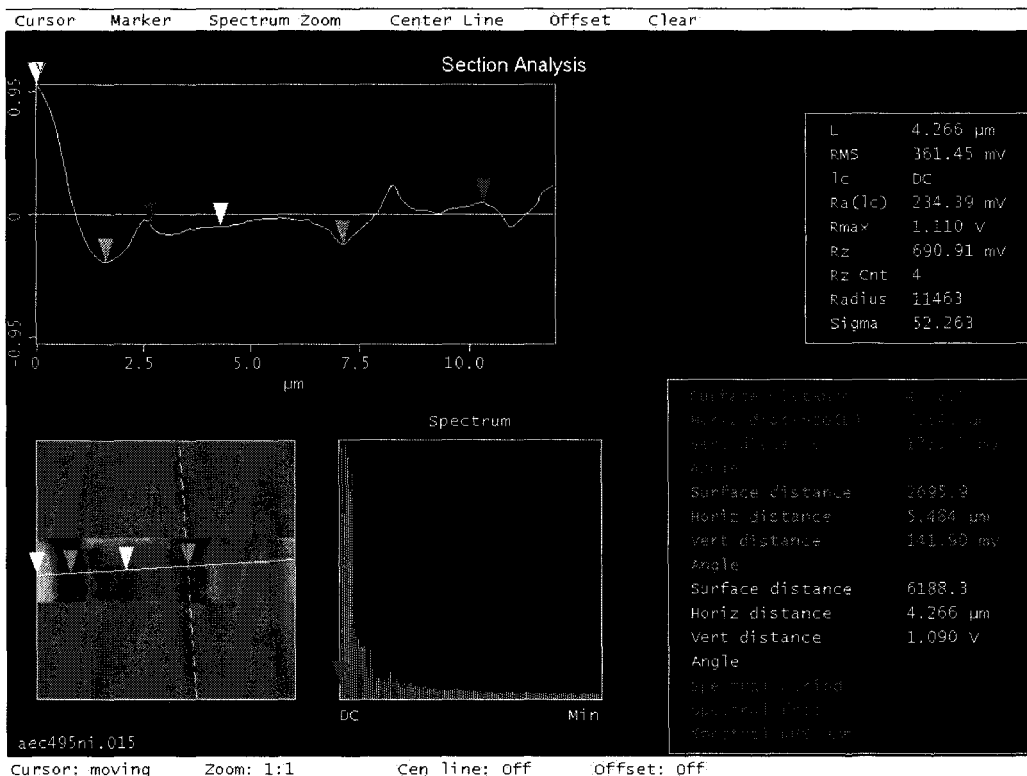


Figure (B; 4) Mesure de potentiel de sortie des électrons par KFM sur le HEMT GaN polarisé en source commune avec  $V_{DS}=10V$  et  $V_{GS}=-2V$ . Le courant de drain  $I_{DS}=10mA$ .



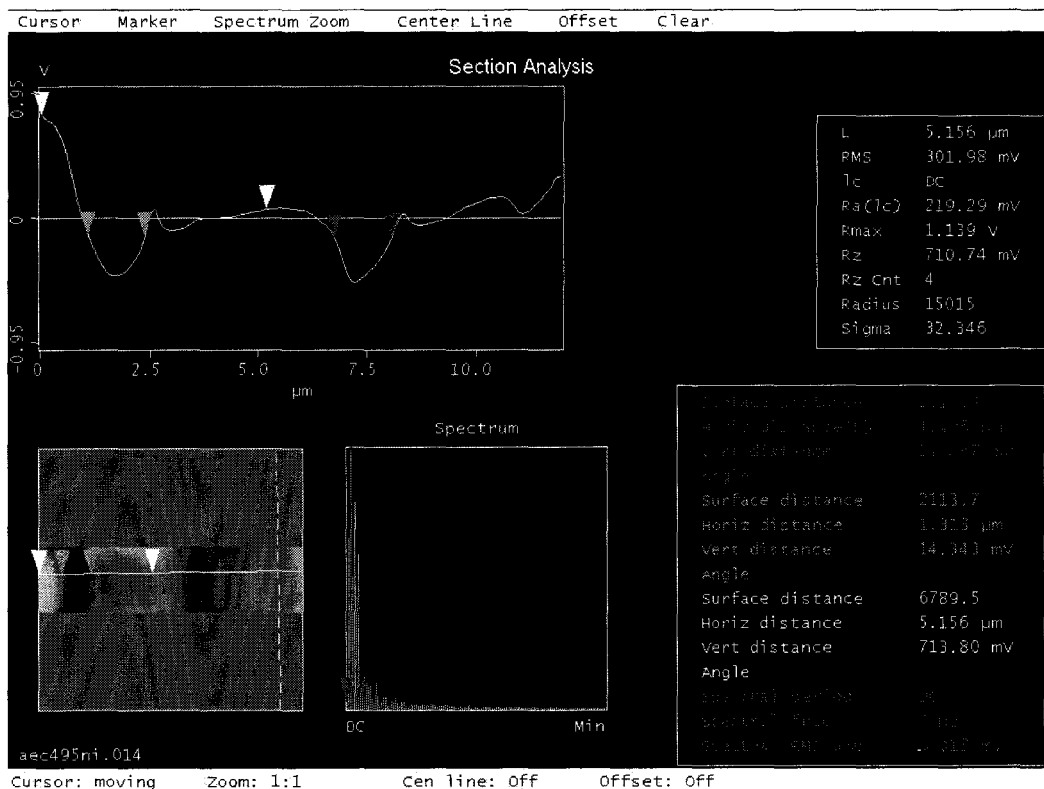


Figure (B; 5) Mesure de potentiel de sortie des électrons par KFM sur le HEMT GaN polarisé en source commune avec  $V_{DS}=10V$  et  $V_{GS}=-4V$ . Le courant de drain  $I_{DS}=0.86mA$ , régime pincé.

Les mesures de potentiel sont présentées figures (B ; 4) et (B ; 5) avec respectivement des polarisations de drain et de grille  $V_{DS}=10V$  et  $V_{GS}=-2V$  et  $V_{DS}=10V$  et  $V_{GS}=-4V$ . Pour les deux mesures, nous retrouvons la valeur de la polarisation de drain et de grille avec un ordre de grandeur en moins. Nous remarquons qu'un puits de potentiel est présent proche du plot de drain, cet artéfact de mesure correspond à la variation brutale de la topographie et n'est pas imputable à une variation du potentiel.

La mesure du potentiel maximum entre le drain et la source est détectée sur la partie non passivé du plot de drain, là où la sonde de Kelvin est en regard avec le métal polarisé.

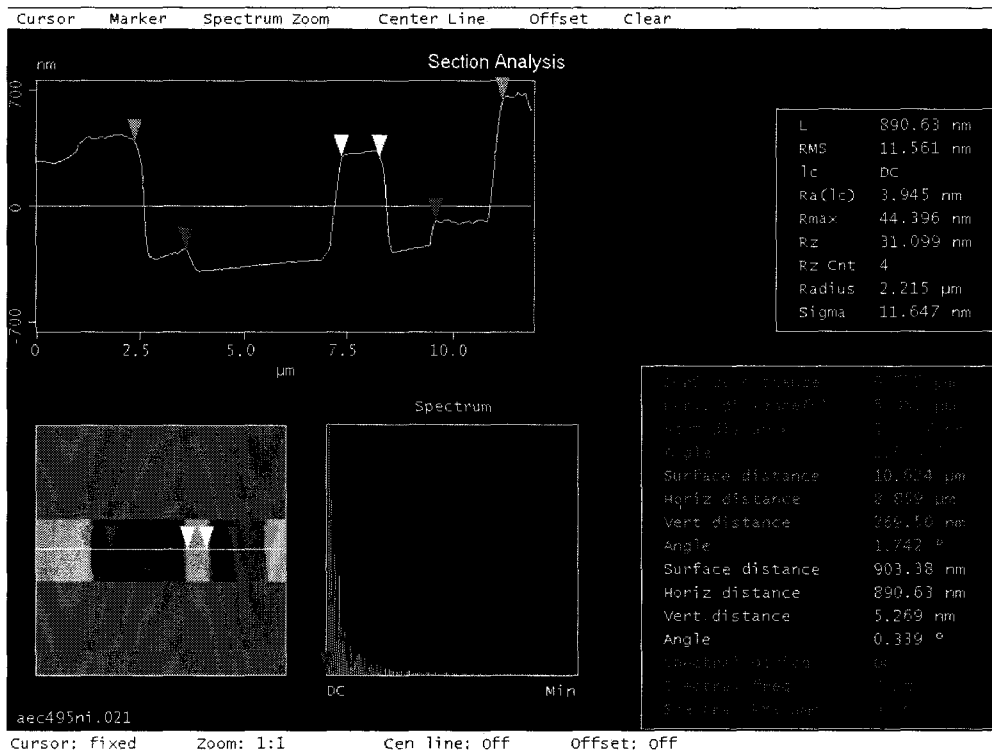


Figure (B; 6) Coupe transversale de la topographie de la zone analyse du composant HEMT AlGaIn/GaN analysée par microscopie de force de Kelvin.

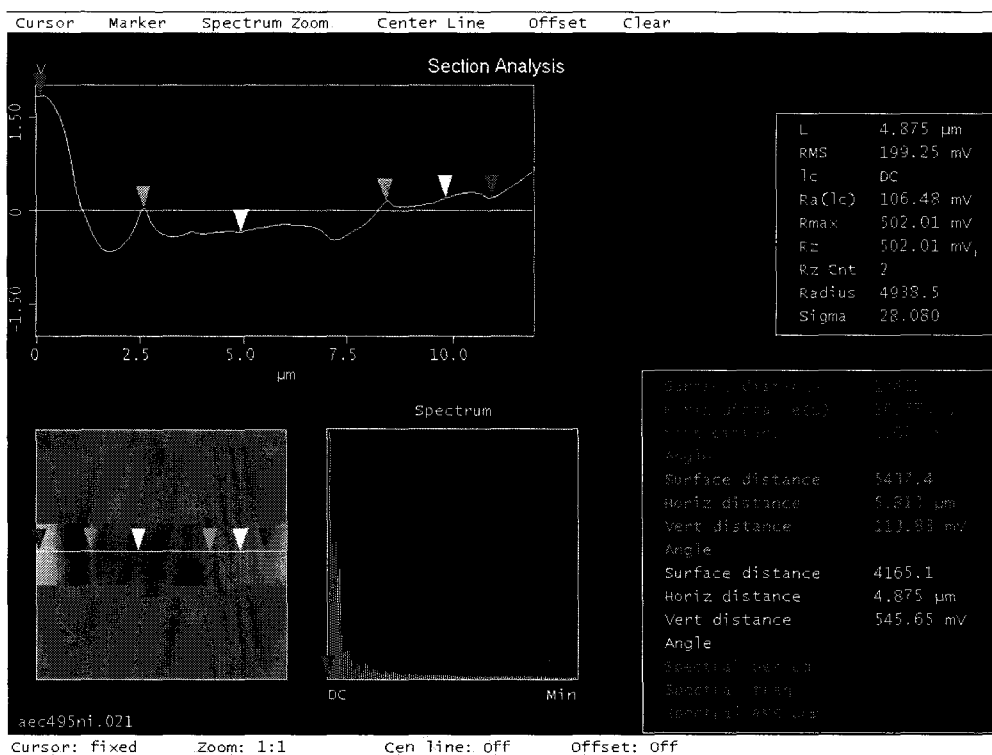


Figure (B; 7) Mesure de potentiel de sortie des électrons par KFM sur le HEMT GaN polarisé en source commune avec  $V_{DS}=15V$  et  $V_{GS}=-3.5V$ . Le courant de drain  $I_{DS}=0.87mA$ , régime pincé.

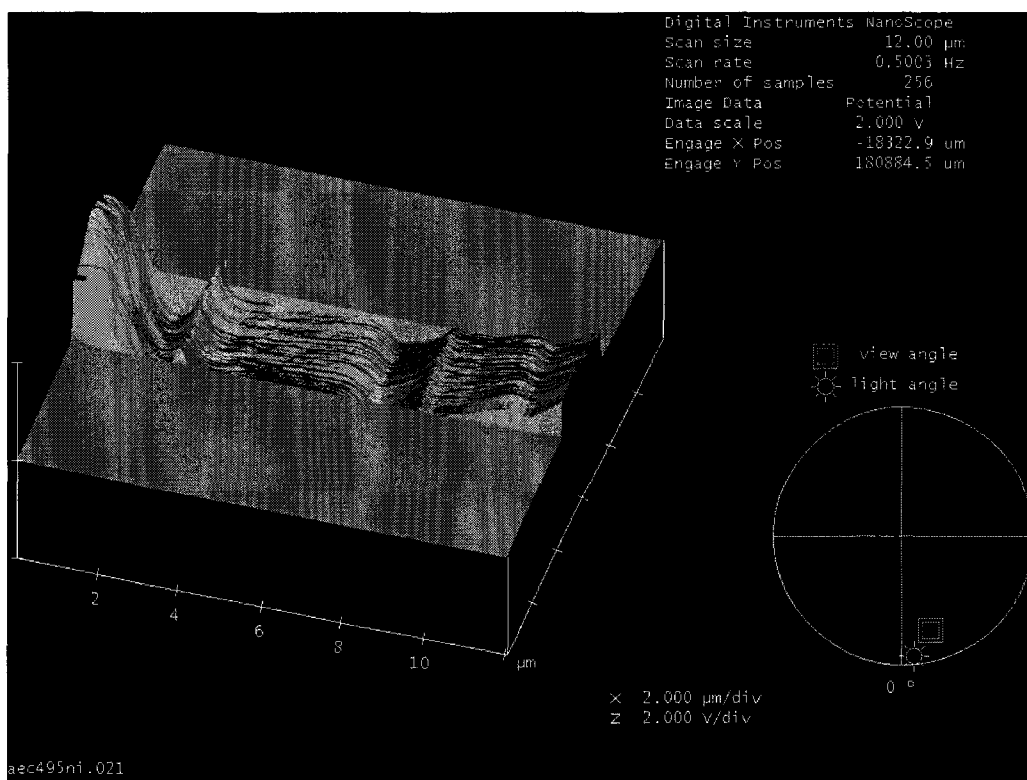


Figure (B; 8) Mesure de potentiel de sortie des électrons par KFM en 3 dimensions sur le HEMT GaN polarisé en source commune avec  $V_{DS}=15V$  et  $V_{GS}=-3.5V$ . Le courant de drain  $I_{DS}=0.87mA$ , régime pincé.

Une mesure identique aux précédentes a été réalisée sur le composant en régime pincé avec une polarisation de drain et de grille de  $V_{DS}=15V$  et  $V_{GS}=-3.5V$ . Nous retrouvons ces polarisations avec un ordre de grandeur en moins sur la mesure de Kelvin présenté sur les figures (B ; 7) et (B ; 8). La polarisation maximum du drain est déterminée sur la partie du plot d'or non passivé.

Cette technique de mesure est complexe car le résultat obtenu est une convolution de la topographie et du potentiel de sortie d'électron couplé à la polarisation du composant.

Cette technique d'analyse va être approfondit pour comprendre quel mode opératoire adopté et quels résultats nous pouvons obtenir et avec quelle précision. [8-9]

Cette étude préliminaire est un bon test de faisabilité qui appelle a une poursuite des analyses sur ce type de méthode avec des systèmes moins complexes, du point de vue de la topographie et du nombre de matériaux en interaction. Un travail va être réalisé pour détecter les effets de piège de surface qui introduisent les effets de « gate lag », imputables à la passivation. Une analyse après l'étape d'épitaxie permet de déterminer les états de charge de surface directement liés au gaz bidimensionnel.

## Références

- [1] Lord Kelvin, 46 (1898) 82
- [2] M.Nonnenmacher, M.P.O'Boyle and H.K. Wickramasinghe, Appl.Phys. Lett., 52 (1991)2921  
O. Vatel and M. Tanimoto, J.Appl. Phys. 77 (1995) 2358
- [3] R.S. Ferguson, K.Fobelets, L.F. Cohen, 'Kelvin probe force microscopy of beveled semiconductors', J.VaC. Sci. Technol. B20(5), Sep/oct 2002 pp2133-2136.
- [4] C.Jiang, H.R.moutinho, D.J. Friedman, J.F.Geisz, M.M.Al-Jassim, 'Measurement of built-in electrical potential in III-V solar cells by scanning Kelvin probe microscopy',Journal of Applied physics, Vol93, 12, pp10035-10040
- [5] G. Lubarsky, R. Shikler, N. Ashkenasy, and Y. Rosenwaks, 'Quantitative evaluation of local charge trapping in dielectric staked gate structures using Kelvin probe force microscopy', J.Vac.Sci.Technol. B20(5), Sep/Oct 2002.
- [6] G ;Koley ? M.G.Spencer,' Scanning Kelvin probe microscopy characterisation of dislocations in III-nitride grown by metalorganic chemical vapor deposition,' Applied Physics letters Vol78, nmu19, pp2873-2875
- [7] B.S. Simpkins, E.T.Yu, P. Waltereit, J.S Speck, 'correlated scanning Kelvin probe and conductive atomic force microscopy studies of dislocations in gallium nitride',Journal of applied physics vol94,Num3 1Aug2003.
- [8] H.O.Jacobs, P.leuchtman, O.J.Homan, A.Stemmer, 'resolution and contrast in Kelvin probe force microscopy', Journal of applied Physics, Vol 84, num3, pp1168-1173.
- [9] I.D.Baikie, P.J.Estrup,' Low cost PC based scanning Kelvin probe', Rewiew of scientific instruments, Vol69, num11, pp3902-3907.

## **Publications et présentations**

### **Brevet:**

J-C.Jacquet, R.Aubry, S.Delage, N.Caillas.

‘Transistor bipolaire à hétérojonction a transfert thermique amélioré’, Enregistrement National 0308621.

### **Publications:**

#### *Journals:*

R. Aubry, J.C. Jacquet, B. Dessertenne, D. Adam, M.A. Poisson, S. Delage, Y. Cordier, F. Semond, J. Massies

‘Thermal characterisation of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs grown on silicon and sapphire substrates based on pulsed I-V measurements’, Eur.Phys. J, AP22, 2003, pp77-82

R. Aubry, C. Dua, J.C. Jacquet, F. Lemaire, P. Galtier, B. Dessertenne, Y. Cordier, M.A. Poisson, S. Delage,

‘Measurement of temperature in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors using micro raman scattering spectroscopy’, Eur.Phys. J, AP (to be publish)

N. Vellas, C. Gaquière, Y. Guhel, M. Werquin, F. Bue, R. Aubry, S. Delage, F. Semond, J.C. De Jaeger.

‘High linearity performance of gallium nitride HEMT devices on silicon substrate at 4 GHz’, IEEE Electron Device Letters, vol.23,No.8, August 2002.

D. Dietzel, R. Meckenstock, S. Chotikaprakhan, J. Bolte, J. Pelzl, R.Aubry, J.C. Jacquet and S. Cassette,

‘Thermal expansion imaging and finite element simulation of hot lines in high power AlGa<sub>N</sub>-HEMT devices’, Super lattices and Microstructures, 2004, in press.

D. Dietzel , S. Chotikaprakhan, R. Meckenstock, J.L. Nzodoum Fotsing, J. Pelzl, R. Aubry, J.C. Jacquet, and S. Cassette.

‘Evaluation of active semiconductor structures by combined scanning thermo-elastic microscopy and finite element simulations’, submitted for publication in J. Phys. IV, 2004.

#### *Proceeding:*

R. Aubry, C. Dua, J.C. Jacquet, F. Lemaire, P. Galtier, B. Dessertenne, Y. Cordier, M.A. Poisson, S. Delage

‘Temperature measurement by micro-Raman scattering spectroscopy in the active zone of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors’, DRIP X, , Eur.Phys. J, AP 2003

R. Aubry, J.C. Jacquet, C. Dua, H.Gerard, B. Dessertenne, M.A. Poisson, Y. Cordier, S. Delage

'Thermal Characterisation of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs using Micro-Raman Scattering spectroscopy and Pulsed I-V Measurements', International Conference on Silicon Carbide and Related Materials, Lyon 2003 (ICSCRM 2003), to be published in Mat. Sci. Forum (2004).

### **Conférences:**

#### Internationales:

R. Aubry, J.C. Jacquet, C. Dua, H.Gerard, B. Dessertenne, M.A. Poisson, Y. Cordier, S. Delage

'Thermal Characterisation of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs using Micro-Raman Scattering spectroscopy and Pulsed I-V Measurements', International Conference on Silicon Carbide and Related Materials, Lyon 2003 (ICSCRM 2003), to be published in Mat. Sci. Forum (2004).

R. Aubry, C. Dua, J.C. Jacquet, F. Lemaire, P. Galtier, B. Dessertenne, Y. Cordier, M.A. Poisson, S. Delage

'Temperature measurement by micro-Raman scattering spectroscopy in the active zone of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors', DRIP X, 29/9 - 3/10/2003 Batz sur Mer, France

J-C. Jacquet, R.Aubry, H.Gérard, E.Delos, N.Rolland, Y.Cordier and S.L.Delage;

'Analytical transport model of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT based on electrical and thermal measurement', GaAs 2004, 11-15 October 2004 Amsterdam Pays bas.

S. Delage, R. Aubry, B. Dessertenne, D. Adam, E. Chartier, M. Surugue, Y. Cordier, D. Pons, 'Development of Ga<sub>N</sub> HEMT technology on Si substrates', IMS 2002, 2-7 juin 2002, Seattle, USA

S.L. Delage, C.Dua, R.Aubry, D.Pons, A.Minko, A.Hoel, C.gaquière, J.C.De Jeager, H.Lahreche, P.Bove, Y.Cordier, L.Di.Ciccio, B.Faure.

'Progress in high power microwave Ga<sub>N</sub> on silicon HEMT Material and Technology', 2004 IEEE MTT-S International Microwave Symposium, 6-11 juin 2004, Forth Worth, USA.

D.Dietziel, R.Meckenstock, S.Chotikaprakhan, J.Bolte, J.Pelzl

R.Aubry, J.C.Jacquet, S.Cassette

'Thermal expansion imaging and finite element simulation of hot lines in high power AlGa<sub>N</sub>-HEMT devices', EURO THERM, Reims, June 2003

M.A. Poisson, M. Tordjman, A. Romann, M. Magis, R. Aubry, S. Delage, J. di Persio, B. Grimbert, C. Gaquière

'LP-MOCVD growth of GaAlN/Ga<sub>N</sub> heterostructures on silicon carbide', The Fifth Int. Conf. On Nitride Semiconductors (ICNS-5), 25-30 mai 2003, Nara, Japon.

M.A. Poisson, A. Romann, M. Tordjman, R. Aubry, M. Magis, J. di Persio, P. Maaskant, B. Corbett

'Growth optimisation of GaInN/Ga<sub>N</sub> MQW RCLED structures. Device performances and reliability', EW-MOVPE X, 8-11 juin 2003, Lecce, Italie.

M.A. Poisson, M. Magis, M. Tordjman, A. Romann, R. Aubry, S. Delage, J. di Persio, B. Grimbert, C. Gaquière

P-MOCVD growth of GaAlN/GaN heterostructures on silicon carbide. Application to HEMT's devices, 2003 Fall Meeting, 1-5 décembre 2003, Boston, USA

M.A. Poisson, M. Magis, M. Tordjman, M. Peschang, R. Aubry, E. Morvan, S.L. Delage, J. di Persio, R. Guéré, B. Grimbert, V. Hoel, E. Delos, D. Ducatteau, C. Gaquière

P-MOCVD growth of GaAlN/GaN heterostructures on silicon carbide. Application to HEMT's devices', 2004 the 12<sup>th</sup> international Conference on Metal Organic Vapor Phase Epitaxy, May 30-June 4, 2004, Lahalua, Hawaii.

C. Gaquière, R. Aubry, Y. Guhel, A. Minko, N. Vellas, M. Werquin, B. Boudart, S. Cassette, Y. Cordier, S.L. Delage, E. Delos, J.C. de Jaeger, D. Ducatteau, H. Gérard, V. Hoël, M.A. Poisson, F. Semond, D. Théron

'Large signal behaviour of gallium nitride based HEMT's devices', WOCSDICE, Chernogolovka, Russie, May 2002

G. Jerolimski, G. Tessier, C. Filloy, R. Aubry, D. Fournier and S. Holé

'Hot spot detection and thermal mapping using thermorefectance on Si and GaN-based devices', Microscale heat transfer, Eurotherm 75, Reims, 8-10 Juillet 2003.

S. Cassette, R. Aubry, J.C. Jacquet, O. Durand, J. Weaver, P. Stopford, D. Fournier, G. Tessier, C. Filloy, G. Jerolimski, S. Holé, G. Mills, M. L. Polignano, I. Mica, H. Pollock, A. Hammiche, J. Pelzl, D. Dietzel, R. Meckenstock, B.K. Bein, S. Chotikaprakhan, N. Fotsing, Microtherm, an European project to develop high resolution temperature measurements on highpower devices and ICS.', Microscale heat transfer, Eurotherm 75, Reims, 8-10 Juillet 2003.

#### Nationales:

R. Aubry, J.C. Jacquet, N. Caillas, C. Dua, H. Gérard, B. Dessertenne, M.A. Poisson, Y. Cordier, D. Floriot, J.C. de Jaeger, S. Delage

Management thermique des transistors HEMT AlGaIn/GaN', GDR SC2G, 16-18 juin 2003, Nice, France (Papier invité)

R. Aubry, J.C. Jacquet, B. Dessertenne, D. Adam, M.A. Poisson, S. Delage, Y. Cordier, F. Semond, J. Massies

'Caractérisation thermique à partir de mesure IV pulsées de transistors HEMT développés sur deux types de substrats : silicium et saphir', Ecole Thématique sur les matériaux nitrures d'éléments III : effets de basses dimensionalités, 25-29 mars 2002, La Plagne, France

R. Aubry, A. Kerlain

'Determination of access resistances as a function of Temperature of AlGaIn/GaN HEMT and SiC MESFET', Ecole Thématique sur les matériaux nitrures d'éléments III : effets de basses dimensionalités, 25-29 mars 2002, La Plagne, France

R. Aubry, C. Dua, F. Lemaire, P. Galtier, S. Delage

'Mesure de la température par diffusion micro-raman de la zone active de transistors HEMT AlGaIn/GaN sur les deux substrats silicium et saphir', 9<sup>e</sup> Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique 29 sept.-2 oct. 2002, Saint Aygulf, France

C. Gaquière, R. Aubry, Y. Guhel, A. Minko, N. Vellas, M Werquin, B. Boudart, S. Cassette, Y.Cordier, S.L. Ddelage, E. Delos, J.C. de Jaeger, D. Ducatteau, H . Gérard, V. Hoël, M.A. Poisson, F. Semond, D. Théron, 'Caractérisation de transistors à effet de champ à base de GaN', Ecole thématique, France, La plagne, 25-29 mars 2002

C. Gaquière, R. Aubry, Y. Guhel, A. Minko, N. Vellas, M Werquin, B. Boudart, S. Cassette, Y.Cordier, S.L. Delage, E. Delos, J.C. de Jaeger, D. Ducatteau, H . Gérard, V. Hoël, M.A. Poisson, F. Semond, D . Théron

'Etude des contacts ohmiques et Schottky sur nitrure de gallium pour composants à effets de champ', GDR Semiconducteurs à large bande interdite, France, Montpellier, 29-31 mai 2002

