



HAL
open science

Etude et développement de capteurs thermiques pour composants de puissance

Charlotte Bryan

► **To cite this version:**

Charlotte Bryan. Etude et développement de capteurs thermiques pour composants de puissance. Génie des procédés. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2020. Français. NNT : 2020GRALI079 . tel-03173170

HAL Id: tel-03173170

<https://theses.hal.science/tel-03173170>

Submitted on 18 Mar 2021

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **2MGE : Matériaux, Mécanique, Génie civil, Electrochimie**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Charlotte BRYAN

Thèse dirigée par **Guillaume Savelli**
et codirigée par **Marc Plissonnier**

préparée au sein du **CEA Grenoble**
dans l'**École Doctorale I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés, Production**

Etude et développement de capteurs thermiques pour composants de puissance

Thèse soutenue publiquement le **17 décembre 2020**,
devant le jury composé de :

Monsieur Jean-Christophe Créber

Directeur de recherche, Grenoble Génie Electrique (G2ELAB), Président

Madame Clotilde Boulanger

Professeur, Institut Jean Lamour (IJL), Rapportrice

Monsieur Katir Ziouche

Professeur, Institut d'électronique, de microélectronique et de nanotechnologie (IEMN), Rapporteur

Madame Marie-Christine Record

Professeur, Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence (IM2NP), Examinatrice

Monsieur Guillaume Savelli

Docteur en sciences, CEA LITEN, Directeur de thèse

Monsieur Marc Plissonnier

Docteur en sciences, CEA LETI, Encadrant de thèse



Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse Guillaume Savelli de m'avoir permis de réaliser ma thèse dans son équipe de thermoélectricité avec Christelle Navone et Pascal Faucherand. J'ai pu, grâce à lui, travailler sur un sujet exceptionnel et avec des personnes qui le sont tout autant. Je remercie également Marc Plissonnier, mon encadrent, et René Escoffier du LC2E pour leur aide et leurs idées précieuses ainsi que Matthew Charles du LMP pour les plaques qu'il a pu me fournir au cours de ces trois ans.

Je voulais également remercier les membres de la PTA pour leur aide et conseils en salle blanche ; Thomas, Nicolas, Delphine, Guillaume, Frédérique, Christophe, Marlène et Jean-Luc en particulier.

Je remercie également Nathalie Pelissier et Nathalie Ladrat et Bastien Chemineau de la PFNC pour la préparation et observations des lames au TEM.

J'aimerais aussi remercier Frédéric Gaillard du LAEH de m'avoir accordé du temps sur la Signatone afin de réaliser les images thermiques avec l'aide de Denis Blachier et Alexis Krakovinsky.

Je souhaite remercier Madame Clotilde Boulanger et Monsieur Katir Ziouche d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit ainsi que Madame Marie-Christine Record et Monsieur Jean-Christophe Crébier d'avoir accepté d'examiner ce travail.

De manière plus informelle je voulais remercier toutes les personnes que j'ai pu croiser au cours de ma thèse.

Sommaire

Introduction Générale	9
Chapitre 1 : Introduction générale à la thermoélectricité et aux composants HEMTs	11
I. Présentation générale de la thermoélectricité.....	13
I.1. Les effets thermoélectriques	13
I.1.a. Historique	13
I.1.b. L'effet Seebeck	14
I.1.c. L'effet Peltier	15
I.1.d. L'Effet Thomson.....	15
I.1.e. Les relations de Kelvin.....	16
I.1.f. L'Effet Joule	16
I.2. Principe de base des dispositifs thermoélectriques	16
I.2.a. Génération et refroidissement thermoélectrique	16
I.2.b. Rendement et facteur de mérite.....	17
i. Rendement de conversion	17
ii. Facteur de mérite.....	19
I.2.c. Fonctionnement des capteurs thermoélectriques.....	21
II. Présentation générale des composants de puissance HEMTs.....	23
II.1. Principe de fonctionnement du HEMT normalement passant	24
II.2. Choix des matériaux pour les HEMTs.....	27
II.2.a. Propriétés requises pour les HEMTs.....	27
i. Tension de claquage	28
ii. Vitesse de saturation des électrons	28
iii. Facteur de Johnson.....	28
iv. Conductivité thermique	28
II.2.b. Caractéristiques des matériaux GaN et AlGaIn/GaN.....	29
i. Dopage	30
ii. Effet de polarisations.....	30
iii. Les caractéristiques de la couche AlGaIn.....	32
II.2.c. Structure des empilements du HEMT	33
i. Substrat.....	34
ii. Couche de nucléation AlN	34
iii. Couches de transitions AlGaIn – GaN	35
iv. Couche de GaN dopée au carbone	35
v. Canal GaN.....	35
vi. Espaceur AlN	35
vii. Couche de passivation Si ₃ N ₄	36

viii. Contact de grille	36
ix. Contacts de source et de drain	37
II.3. Dysfonctionnements dans les circuits électroniques des HEMTs	37
II.3.a. Dégradation de l’emballage des circuits électroniques	37
i. Dégradation de la connexion avec le câblage.....	38
ii. Dégradation de l’emballage	38
II.3.b. Etat de l’art des capteurs de températures en technologie HEMT	38
i. Capteurs thermistants	38
ii. Diodes Schottky	38
iii. Capteurs thermoélectriques	39
II.4. Le GaN en thermoélectricité.....	39
III. Conclusion du chapitre 1	41
IV. Bibliographie du chapitre 1	43
Chapitre 2 : Etude de contacts et des propriétés thermoélectriques des matériaux GaN et AlGaN/GaN	49
I. Etude de contacts pour GaN et AlGaN/GaN.....	50
I.1. Etude théorique	50
I.1.a. Principes de base des contacts ohmiques et Schottky	50
i. Contact Schottky – $\varphi_m > \varphi_s$	51
ii. Contact ohmique – $\varphi_s > \varphi_m$	53
iii. Les limites du modèle de Schottky-Mott	53
iv. Mécanismes de conduction dans un contact Schottky	53
I.1.b. Historique des contacts	55
I.1.c. Influence des lacunes d’azote.....	56
I.1.d. Traitement plasma.....	56
I.1.e. Contacts ohmiques sur hétérostructure AlGaN/GaN.....	56
I.2. Résultats expérimentaux	57
I.2.a. Procédé de fabrication de structures TLM sur les matériaux n-GaN et AlGaN/GaN	60
I.2.b Etude des contacts ohmiques sur GaN	61
i. Etude structurelle des contacts	62
- Contact Ti (95 nm) / Al (200 nm)	62
- Contact Ti (30 nm) / Au (200 nm)	64
- Contact Ti (10 nm) / Au (30 nm) / Al (200 nm)	64
- Résumé.....	66
ii. Etude électrique des contacts	66
I.2.c. Etude des contacts ohmiques sur l’hétérojonction AlGaN/GaN	68
i. Etude structurelle des contacts	71
- Contact Ti (95 nm) / Al (200 nm)	71

- Contact Ti (30 nm) / Au (200 nm)	72
- Contact Ti (10 nm) / Au (30 nm) / Al (200 nm)	73
- Contact Ti (20 nm) / Al (80 nm) / Ni (40 nm) / Au (100 nm).....	74
- Résumé.....	76
ii. Etude électrique des contacts	76
II. Etude des propriétés thermoélectriques du GaN dopé n et de l'AlGaIn/GaN.....	78
II.1. Présentation des appareils de mesures	78
II.1.a. Mesure du coefficient Seebeck et de la résistivité électrique par ZEM-3.....	78
II.1.b. Mesure des propriétés électriques par Van der Pauw / Effet Hall	80
II.2. Mesures des propriétés thermoélectriques des matériaux.....	81
III. Conclusion du chapitre 2.....	87
IV. Bibliographie.....	89
Chapitre 3 : Développement de capteurs thermoélectriques embarqués	95
I. Contexte	96
II. Structures embarquées	96
III. Procédé de fabrication	103
IV. Propriétés thermoélectriques des matériaux (structures tests).....	104
IV.1. Les structures Tests de Résistivité (TR).....	104
IV.1.a. Résistivité des lignes TE	104
IV.1.b. Résistivité des lignes métalliques.....	105
IV.2. Les structures tests pour contact.....	106
IV.2.a. Les structures tests de Chaînes de Contact (CC).....	106
IV.2.b. Les structures tests de résistance de contact (TLM).....	106
IV.3. Les structures Tests des coefficients Seebeck des matériaux ThermoElectricques (TSTE)....	106
V. Caractérisation des capteurs embarqués	107
V.1. Résistance des capteurs μ TESs	107
V.2. Mesure des sensibilités des capteurs par lignes chauffantes	108
V.2.a. Tensions de sortie des capteurs en fonction du courant des lignes chauffantes.....	109
V.2.b. Tensions de sortie des capteurs en fonction de leurs différences de température	109
V.3. Mesure des sensibilités des capteurs par fonctionnement du HEMT	113
V.3.a. Tensions de sortie des capteurs en fonction de la puissance du HEMT	113
V.3.b. Tensions de sortie des capteurs en fonction de leurs différences de température	116
V.4. Discussion sur les performances des capteurs	119
VI. Mesure du flux thermique	121
VII. Conclusion du Chapitre 3.....	124
VIII. Bibliographie	125

Chapitre 4 : Développement de capteurs thermoélectriques autonomes	127
I. Contexte	128
II. Dimensionnement des capteurs	128
III. Structures intégrées	130
IV. Procédé de fabrication.....	133
V. Propriétés thermoélectriques des matériaux (structures tests).....	135
V.1. Les structures tests de résistivité (TR).....	135
V.1.a. Résistivité des lignes TE.....	135
V.1.b. Résistivité des lignes métalliques	136
V.2. Les structures tests pour contact.....	137
V.2.a. Les structures tests de Chaînes de Contact (CC)	137
V.2.b. Les structures tests de résistance de contact (TLM).....	137
V.3. Les structures Tests du coefficient Seebeck du matériau TE (TSTE)	138
VI. Performances des capteurs autonomes	142
VI.1. Résistance des capteurs	142
VI.2. Mesure des sensibilités des capteurs	143
VI.2.a. Tension de sortie des capteurs en fonction du courant des lignes chauffantes.....	144
i. Influence de la largeur des lignes TE	144
ii. Influence de la longueur des capteurs	144
VI.2.b. Tensions de sortie des capteurs en fonction de leur différence de température	147
VI.3. Analyse structurelle des capteurs	150
VII. Conclusion du chapitre 4	153
VIII. Bibliographie	154
Conclusion Générale	155
Annexes	159

Introduction Générale

Depuis le début du siècle, la demande pour les composants de puissance a fortement augmenté. Ces composants sont utilisés dans les circuits intégrés pour le marché de la communication, tel que celui des portables et des chargeurs, c'est-à-dire des applications nécessitant des fréquences de travail élevées de plusieurs GHz et pour des puissances allant jusqu'à 1000 W. A titre d'exemple, ce marché valait 110 millions de dollars en 2019 et devrait atteindre 1244 millions de dollars en 2027. De nouvelles structures et matériaux pour la puissance, comme notamment le nitrure de gallium (GaN) et le carbure de silicium (SiC), ont émergé pour pallier les limites des dispositifs plus classiques à base de silicium, qui, jusque-là, étaient utilisés dans toutes les gammes des composants de puissance. Ces matériaux prometteurs présentent des caractéristiques physiques permettant d'augmenter la densité de puissance des convertisseurs grâce à leur champ de claquage, leur mobilité et leur conductivité thermique élevés. Par exemple, les transistors à base de GaN sont maintenant utilisés principalement pour la tension domestique (250 V). Néanmoins, cette augmentation de puissance est accompagnée d'une production de chaleur importante, pouvant dégrader les dispositifs électroniques. Ces transistors de puissance peuvent en effet surchauffer par effet Joule et mener à la dégradation du câblage par fil et à la détérioration des boîtiers. La gestion de la thermique dans ces dispositifs est donc une problématique majeure, tout comme dans la microélectronique de manière plus générale. Plusieurs dispositifs sont utilisés pour la mesure des températures au sein des circuits électroniques tels que les diodes et les matériaux thermistants, matériaux présentant des variations importantes de résistance en fonction de la température. Cependant, ces systèmes nécessitent un espace dédié dans les boîtiers et un courant pour leur fonctionnement.

Un autre système existe : le capteur thermoélectrique. Ce dispositif à base de matériaux thermoélectriques convertit directement l'énergie thermique en énergie électrique grâce à l'effet Seebeck. Même s'ils ne sont pas encore développés à l'échelle commerciale, les capteurs différentiels de température à base de matériaux thermoélectriques présentent des avantages : ils ne requièrent pas un rendement important et ne nécessitent pas d'énergie extérieure pour fonctionner, à l'inverse des autres méthodes de mesure citées précédemment. Ce type de capteur a déjà été développé avec succès par le passé pour des transistors Complementary Metal Oxide Semiconductor (CMOS), en technologie silicium, mais n'a encore jamais été réalisé en technologie de puissance.

Les travaux présentés dans ce manuscrit visent à développer des capteurs à base de GaN afin de mesurer les flux thermiques dans les circuits de puissance. Ces capteurs ont été intégrés dans les procédés de fabrication des composants tels que les transistors à haute mobilité électrique (High Electron Mobility Transistors ou HEMTs en anglais), tout en tenant compte des contraintes sur le choix des matériaux et sur les règles de dimensionnement à respecter. Il s'agit de la première réalisation de ce type de capteur.

Dans ce contexte, les bases de la thermoélectricité et des transistors HEMTs seront présentés dans un premier chapitre. Tout d'abord, les phénomènes de base des capteurs, à savoir les phénomènes thermoélectriques, seront détaillés. L'histoire de la thermoélectricité sera abordée, suivi d'une présentation des différents effets thermoélectriques : Seebeck, Peltier, Thomson et Joule. Le fonctionnement des capteurs thermoélectriques sera ensuite introduit. La deuxième partie sera dédiée aux transistors de puissance. Le fonctionnement du transistor à effet de champ à grille isolée (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor ou MOSFET en anglais), qui constitue la base du fonctionnement du HEMT, sera d'abord présenté. Les choix de l'empilement AlGaIn / GaN seront discutés, les effets de surchauffe des HEMTs seront abordés, de même que les besoins en gestion thermique au sein des circuits électroniques de puissance. Enfin, une étude bibliographique des propriétés thermoélectriques des matériaux GaN et AlGaIn/GaN sera exposée en fin de chapitre.

Le deuxième chapitre traitera de l'étude du GaN dopé n et du gaz d'électron (2D Electron Gas ou 2DEG en anglais) se trouvant à l'interface entre l'AlGaIn et le GaN, matériaux qui seront par la suite utilisés dans les capteurs. Tout d'abord, une présentation générale sur les contacts Schottky et ohmique ainsi que les mécanismes de transports des électrons au niveau des interfaces semi-conducteur / métal sera

détaillée. Un bref historique des contacts sur GaN sera suivi de l'étude expérimentale réalisée pour l'obtention de contacts ohmiques peu résistifs. Cette étude a été réalisée à la fois pour le matériau n-GaN et pour le gaz d'électron. Pour ces deux matériaux, les différentes phases présentes ont d'abord été identifiées par une étude de Diffraction par Rayons-X (DRX) et par Microscope Electronique à Transmission (MET). Les résistances électriques de contact ont ensuite été mesurées et comparées entre elles par la méthode de mesure de ligne de transfert (Transmission Line Measurement ou TLM en anglais). Enfin, les propriétés électriques et thermoélectriques (densité et mobilité des porteurs de charges, résistivité électrique et coefficient Seebeck), des matériaux 2DEG et n-GaN en fonction de la température ont été mesurées. Ces propriétés ont été obtenues à partir de mesures par effet Hall et d'un système de mesure spécifique des coefficients Seebeck et des résistivités (ZEM-3). Les mesures ont également été réalisées sur un nombre de cycles élevé en température afin de s'assurer de leur reproductibilité après de nombreuses variations de température.

Les capteurs « embarqués », ou capteurs « in-situ », feront l'objet du troisième chapitre. Ces capteurs sont fabriqués en même temps que les transistors HEMTs, l'avantage étant de pouvoir les placer au plus proche des transistors pour une mesure plus précise des températures. Cependant, ceci implique que les capteurs doivent suivre les règles de dimensionnement et de fabrication des composants de puissance en faisant attention à ne pas ajouter d'étapes supplémentaires. Pour des raisons de planning et compte-tenu du fait que d'autres dispositifs pour différents clients étaient également intégrés, les lots comprenant les capteurs et transistors HEMTs ont dû être lancés en début de thèse. Dans ces conditions, ces capteurs n'ont pas pu être optimisés car les études sur les résistances de contact et les propriétés thermoélectriques n'avaient pas encore été menées. Ces capteurs ont donc été dimensionnés en prenant en compte des valeurs décrites dans la littérature. Ces capteurs utilisent le gaz d'électron 2D (2DEG) se trouvant à l'interface entre la couche d'AlGaIn et de GaN. Une description des capteurs et des différentes géométries réalisées sera proposée. Les étapes principales de fabrication seront aussi présentées. Après avoir caractérisé les matériaux en utilisant des structures tests (structures 4 pointes, chaînes de contacts, TLM et mesures du coefficient Seebeck), les mesures de tensions en fonction de la différence de température interne et celles de leur sensibilité seront discutées. Les capteurs ont été caractérisés par deux méthodes de chauffe différentes : la première grâce à des lignes chauffantes et la deuxième en activant le HEMT à côté duquel ils se trouvent, ce qui constitue un cas réel de fonctionnement de ces capteurs. Les mesures ont été réalisées pour des températures environnantes différentes, jusqu'à 270 °C. Une discussion portera ensuite sur les résultats obtenus, en traitant les deux méthodes de chauffe, l'effet de la géométrie et celui de la température. Les flux thermiques générés par le transistor HEMT seront ensuite déterminés par le calcul des résistances thermiques des capteurs.

Le dernier chapitre présentera le développement des capteurs « autonomes ». Ces capteurs n'étant pas fabriqués simultanément avec les composants de puissance, ils ont donc moins de contraintes à respecter que les capteurs embarqués. Deux types de capteurs autonomes ont été fabriqués : un à base du matériau n-GaN et l'autre à base du 2DEG. Ils ont été dimensionnés en tenant compte des mesures expérimentales réalisées sur les matériaux au chapitre 2. Les contacts présentant les résistances les plus faibles obtenues ont également été utilisés. Les étapes de fabrication seront présentées, suivi de la caractérisation des structures tests, similaires à celles du chapitre précédent, et finalement de la caractérisation des capteurs optimisés. Cette dernière a été réalisée en utilisant des lignes chauffantes pour différentes températures environnantes. Enfin une discussion portera sur les résultats obtenus selon les différents paramètres testés. Cette discussion sera corrélée à une analyse structurale des capteurs.

Chapitre 1 : Introduction générale à la thermoélectricité et aux composants HEMTs

I. Présentation générale de la thermoélectricité.....	13
I.1. Les effets thermoélectriques	13
I.1.a. Historique	13
I.1.b. L'effet Seebeck	14
I.1.c. L'effet Peltier	15
I.1.d. L'Effet Thomson.....	15
I.1.e. Les relations de Kelvin.....	16
I.1.f. L'Effet Joule	16
I.2. Principe de base des dispositifs thermoélectriques	16
I.2.a. Génération et refroidissement thermoélectrique	16
I.2.b. Rendement et facteur de mérite.....	17
i. Rendement de conversion	17
ii. Facteur de mérite.....	19
I.2.c. Fonctionnement des capteurs thermoélectriques.....	21
II. Présentation générale des composants de puissance HEMTs.....	23
II.1. Principe de fonctionnement du HEMT normalement passant	24
II.2. Choix des matériaux pour les HEMTs.....	27
II.2.a. Propriétés requises pour les HEMTs.....	27
i. Tension de claquage	28
ii. Vitesse de saturation des électrons.....	28
iii. Facteur de Johnson.....	28
iv. Conductivité thermique	28
II.2.b. Caractéristiques des matériaux GaN et AlGaIn/GaN.....	29
i. Dopage	30
ii. Effet de polarisations.....	30
iii. Les caractéristiques de la couche AlGaIn.....	32
II.2.c. Structure des empilements du HEMT	33
i. Substrat.....	34
ii. Couche de nucléation AlN	34
iii. Couches de transitions AlGaIn – GaN	35
iv. Couche de GaN dopée au carbone	35
v. Canal GaN.....	35
vi. Espaceur AlN	35
vii. Couche de passivation Si ₃ N ₄	36
viii. Contact de grille	36

ix. Contacts de source et de drain	37
II.3. Dysfonctionnements dans les circuits électroniques des HEMTs	37
II.3.a. Dégradation de l’emballage des circuits électroniques	37
i. Dégradation de la connexion avec le câblage.....	38
ii. Dégradation de l’emballage	38
II.3.b. Etat de l’art des capteurs de températures en technologie HEMT	38
i. Capteurs thermistants	38
ii. Diodes Schottky	38
iii. Capteurs thermoélectriques	39
II.4. Le GaN en thermoélectricité.....	39
III. Conclusion du chapitre 1	41
IV. Bibliographie du chapitre 1	43

I. Présentation générale de la thermoélectricité

Ce premier chapitre a pour objectifs de décrire les bases de la thermoélectricité et celles des transistors de puissance. L'histoire de la thermoélectricité sera tout d'abord exposée, suivie des différents effets physiques dont les effets Seebeck, Peltier et Thomson. Le facteur de mérite des matériaux thermoélectriques sera défini à partir des différentes propriétés des matériaux. Finalement, le principe de fonctionnement des capteurs thermoélectriques sera expliqué. Ensuite, les caractéristiques des matériaux utilisés pour les composants de puissances, le GaN et l'hétérojonction AlGaIn/GaN, seront présentées ainsi que le fonctionnement des transistors à haute mobilité (en anglais High Electronic Mobility Transistors : HEMTs). Les problématiques de la surchauffe des transistors de puissance et des flux thermiques élevés au sein des circuits intégrés seront détaillées et les avantages de l'utilisation de capteurs thermoélectriques soulignés.

I.1. Les effets thermoélectriques

I.1.a. Historique

La première expérience présentant un effet thermoélectrique fut établie en 1794 lorsqu'Alessandro Volta (professeur de physique à l'université de Pavie) créa un courant électrique en trempant les deux extrémités d'un arc en fer, dont l'un avait été préalablement trempé dans de l'eau bouillante, dans deux verres d'eau séparés [Anatychuk 10]. Le passage du courant électrique se vérifia par les convulsions d'une grenouille affaiblie qui trempait ses deux extrémités dans les deux verres. Les convulsions de la grenouille cessèrent lorsque la température de l'extrémité chaude de l'arc en fer descendit à la même température que l'eau du verre. Les convulsions de la grenouille étaient dues au passage d'un courant électrique à l'origine thermique. Cette expérience marqua la naissance de la thermoélectricité.

Puis en 1821, le physicien Thomas Seebeck décrivit l'apparition d'une différence de potentiel au sein d'un circuit fermé formé de deux matériaux conducteurs, dont les deux jonctions étaient soumises à des températures différentes [Seebeck 25]. Il observa ce phénomène grâce à la déviation de l'aiguille d'une boussole placée à l'intérieur du circuit. Les explications de ce phénomène données par Thomas Seebeck étaient inexactes : à cette époque, il expliquait la déviation de l'aiguille par un phénomène de « thermomagnétisme » alors qu'en réalité il venait de mettre en évidence le phénomène thermoélectrique. L'aiguille de la boussole déviait du fait de la création d'un champ magnétique formé par la circulation d'un courant dans un circuit fermé, elle-même créée par effet thermoélectrique. En 1823, Hans Ørsted, qui était à l'origine de la découverte de la relation entre l'électricité et le magnétisme, était persuadé de l'origine électrique du phénomène présenté par Seebeck. Il fut le premier à introduire le concept de thermoélectricité [Ørsted 23] et créa le premier générateur thermoélectrique avec Joseph Fourier [Fourier 23]. Thomas Seebeck n'admit jamais la nature électrique de l'effet. Néanmoins, il établit un classement correct de matériaux suivant ce que l'on nomme aujourd'hui le pouvoir thermoélectrique.

Plus tard, en 1834, Jean-Charles Peltier démontra le phénomène inverse : un déplacement de chaleur lors d'une injection de courant dans un matériau. Lui aussi ne sut expliquer l'effet thermoélectrique. Ce fut Heinrich Lenz, quatre ans plus tard, qui démontra expérimentalement un dégagement ou une absorption de chaleur aux extrémités de deux matériaux en contact lorsqu'un courant les traverse. Il fut le premier à faire le lien entre énergies thermique et électrique.

Ensuite, James Prescott Joule démontra en 1840 le phénomène irréversible de la dissipation de chaleur lors du passage du courant dans un matériau. Il indiqua que la chaleur produite par la circulation du courant est proportionnelle au carré de son intensité.

En 1851, les différents effets thermoélectriques, Seebeck, Peltier et Thomson, furent formulés par William Thomson, aussi connu sous le nom de Lord Kelvin, et ensuite admises [Thomson 51]. Il montra que l'effet Seebeck et l'effet Peltier résultaient de deux effets de transport, électrique et thermique, se

produisant simultanément. Il introduisit aussi un troisième effet thermoélectrique : l'effet Thomson, applicable à un matériau donné et non à une jonction.

Edmond Altenkirch calcula les propriétés des matériaux et circuits thermoélectriques en 1909. Il mit en avant la génération d'électricité par effet Seebeck et le refroidissement par effet Peltier.

Maria Telkes et Abram Ioffe développèrent une théorie de transport thermoélectrique dans les semi-conducteurs dans les années 1947-1960 [Telkes 47]. Ceci montra l'intérêt majeur des semi-conducteurs dans le domaine de la thermoélectricité. Cet intérêt s'essouffla à la fin des années 60, dû à l'insuffisance des rendements, aussi bien en terme de génération d'électricité que de refroidissement. Ce n'est seulement que dans les années 90, avec l'avènement des nanomatériaux que l'intérêt pour la thermoélectricité se raviva. L'utilisation de ces matériaux augmenta significativement le rendement, surtout grâce à l'utilisation des super-réseaux $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ [Venkatasubramanian 01], des super-réseaux de boîtes quantiques à base de PbSeTe [Harman 02] et des nanofilms de silicium [Boukai 08].

I.1.b. L'effet Seebeck

L'effet Seebeck, illustré en figure 1.1, génère une différence de potentiel dans un circuit fermé composé de deux matériaux conducteurs reliés en série lorsque les jonctions sont portées à des températures différentes. La différence de potentiel dV est proportionnelle à l'écart de température dT imposé entre les deux jonctions des deux conducteurs. Le coefficient de proportionnalité est appelé le coefficient Seebeck S_{AB} ou pouvoir thermoélectrique tel que :

$$S_{AB}(T) = S_B(T) - S_A(T) = \frac{dV}{dT} \quad (\text{Eq. 1.1})$$

Avec S_A et S_B [V.K^{-1}] les coefficients Seebeck des conducteurs A et B respectivement. Par convention, S est positif si la différence de potentiel provoque un courant circulant dans le sens opposé à celui de la différence de température. La notion de pouvoir thermoélectrique fait référence à la valeur absolue du coefficient Seebeck.

Il est important de noter que le coefficient Seebeck dépend de la température $S(T)$. Pour de faibles différences de température, la dépendance en température du coefficient Seebeck est négligée et on obtient une tension V égale à:

$$V = (S_B - S_A) \times (T_1 - T_2) = S_{AB} \times \Delta T \quad (\text{Eq. 1.2})$$

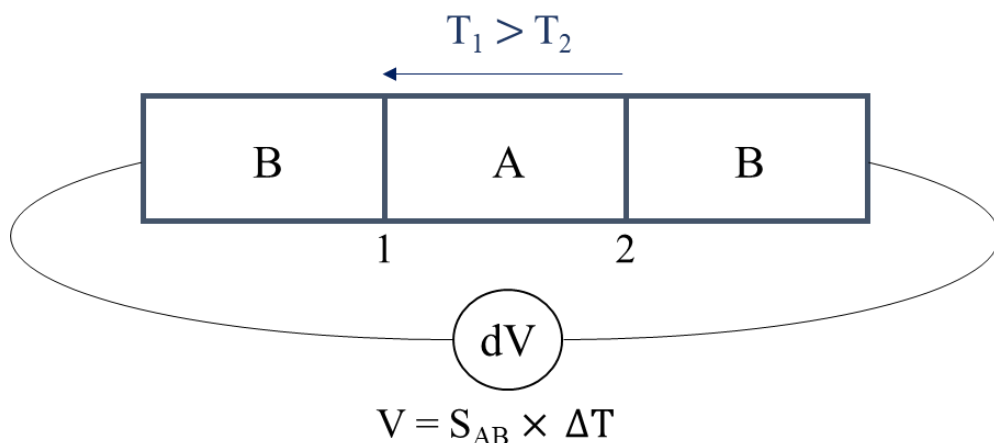


Figure 1.1 : Illustration de l'effet Seebeck.

I.1.c. L'effet Peltier

A l'inverse de l'effet Seebeck, lorsqu'un courant électrique traverse les matériaux conducteurs reliés entre eux, l'effet Peltier, illustré en figure 1.2, crée une absorption de chaleur à une des jonctions et réciproquement un dégagement de chaleur à l'autre jonction. L'absorption et le dégagement de chaleur sont proportionnels à l'intensité du courant I imposé. Le coefficient de proportionnalité est appelé le coefficient Peltier Π tel que :

$$\Pi_{AB}(T) = \Pi_B(T) - \Pi_A(T) = \frac{dQ}{I} \quad (\text{Eq. 1.3})$$

où dQ [W] représente la quantité de la chaleur émise ($-dQ$) ou absorbée ($+dQ$), Π_A et Π_B [V] les coefficients Peltier des conducteurs A et B respectivement et I [A] le courant circulant dans le matériau. Par convention, Π_{AB} est positif si un courant électrique circulant de A vers B entraîne une absorption de chaleur au niveau de la jonction AB et négatif dans le cas contraire. Dans le cas de la figure 1.2, où $\Pi_A > \Pi_B$, cela correspond à un refroidissement de la jonction BA et un réchauffement de la jonction AB.

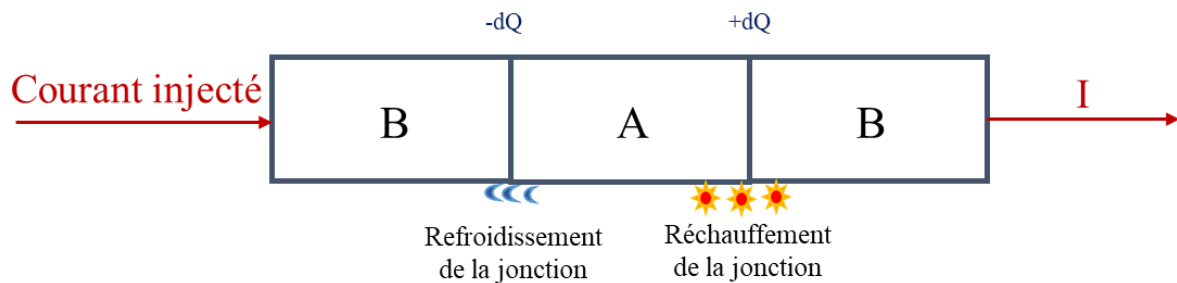


Figure 1.2 : Illustration de l'effet Peltier où $\Pi_A > \Pi_B$.

I.1.d. L'Effet Thomson

L'effet Thomson, représenté en figure 1.3, relate du lien entre l'effet Seebeck et l'effet Peltier. On considère un seul matériau conducteur traversé par un courant I et soumis à un écart de température dT entre ses extrémités. On observe un effet qui dégage la chaleur du milieu extérieur lorsque le courant circule dans le sens de la différence de température et, inversement, absorbe la chaleur quand le courant circule dans le sens inverse de la différence de température. Une quantité de chaleur linéique $\frac{dQ}{dx}$ absorbée ou émise par une portion du conducteur de longueur dx est proportionnelle au produit du gradient thermique $\frac{dT}{dx}$ et à l'intensité du courant I . Le coefficient de proportionnalité est appelé le coefficient de Thomson β tel que :

$$dQ = \beta I \frac{dT}{dx} dx \quad (\text{Eq. 1.4})$$

où dQ [W] représente la quantité de la chaleur émise ($-dQ$) ou absorbée ($+dQ$), β [$V.K^{-1}$] le coefficient de Thomson, $T(x)$ [K] la température au point x du matériau et I [A] le courant circulant dans le matériau. Par convention, β est positif si le conducteur absorbe de la chaleur lorsque le courant circule de l'extrémité chaude vers l'extrémité froide.

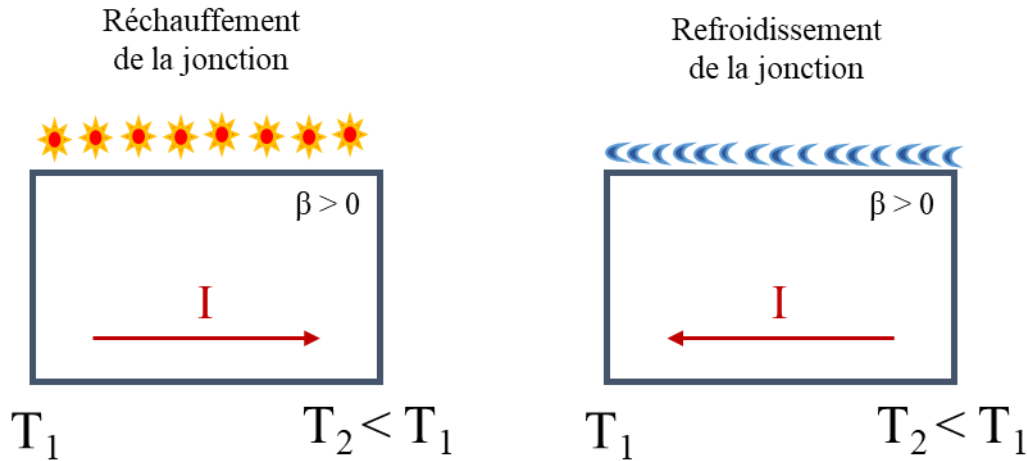


Figure 1.3 : Illustration de l'Effet Thomson.

I.1.e. Les relations de Kelvin

Deux relations de Kelvin relient les trois coefficients thermoélectriques définis précédemment [Thomson 82].

La première relie le coefficient Seebeck et le coefficient Peltier :

$$S_{AB} = \frac{\Pi_{AB}}{T} \quad (\text{Eq. 1.5})$$

La deuxième relie le coefficient Seebeck et le coefficient Thomson :

$$\frac{\partial S_{AB}}{\partial T} = \frac{\beta_A - \beta_B}{T} \quad (\text{Eq. 1.6})$$

Pour établir ces relations, Thomson a fait l'hypothèse de phénomènes thermodynamiquement réversibles, c'est-à-dire sans prendre en compte l'effet Joule ni la conduction thermique, ce qui est contraire à la réalité. Lars Onsager a ensuite effectué des calculs théoriques en 1931 en prenant en compte les processus irréversibles et retrouve les lois de Thomson. Leurs validités ont été démontrées pour plusieurs matériaux thermoélectriques et sont admises pour tous les matériaux utilisés pour des applications thermoélectriques.

I.1.f. L'Effet Joule

Cet effet est lié à la circulation d'un courant électrique (\vec{j}) à travers un matériau de résistivité (ρ) et se traduit par la création d'un flux surfacique de chaleur (q_j) : $\vec{q}_j = \rho \vec{j}^2$ (W/m²). Contrairement aux effets Seebeck et Peltier, l'effet Joule est irréversible et ne peut créer que de la chaleur et non l'absorber.

I.2. Principe de base des dispositifs thermoélectriques

I.2.a. Génération et refroidissement thermoélectrique

A partir de ces effets, des dispositifs thermoélectriques peuvent être mis en place. Un convertisseur thermoélectrique est un système permettant de transformer directement une énergie thermique en énergie électrique et vice versa. Il est généralement constitué de couples de semi-conducteurs n et p

reliés thermiquement en parallèle et électriquement en série. Par convention, les matériaux de type n ont un coefficient Seebeck négatif et les matériaux de type p ont un coefficient Seebeck positif. Ils créent donc un courant en sens opposé, et peuvent alors être mis électriquement en série.

Trois modes de dispositifs thermoélectriques sont possibles : le mode générateur électrique par effet Seebeck, illustré à la figure 1.4.a, pour lequel une énergie électrique est récupérée à partir d'une chaleur fournie, le mode refroidisseur par effet Peltier, illustré à la figure 1.4.b, pour lequel la chaleur est extraite de la source froide en échange de l'énergie électrique et le mode chauffage par effet Peltier dans lequel la chaleur est fournie à la source chaude en échange d'énergie électrique. Ce dernier mode n'ayant aucun avantage par rapport à l'effet Joule n'est généralement pas utilisé.

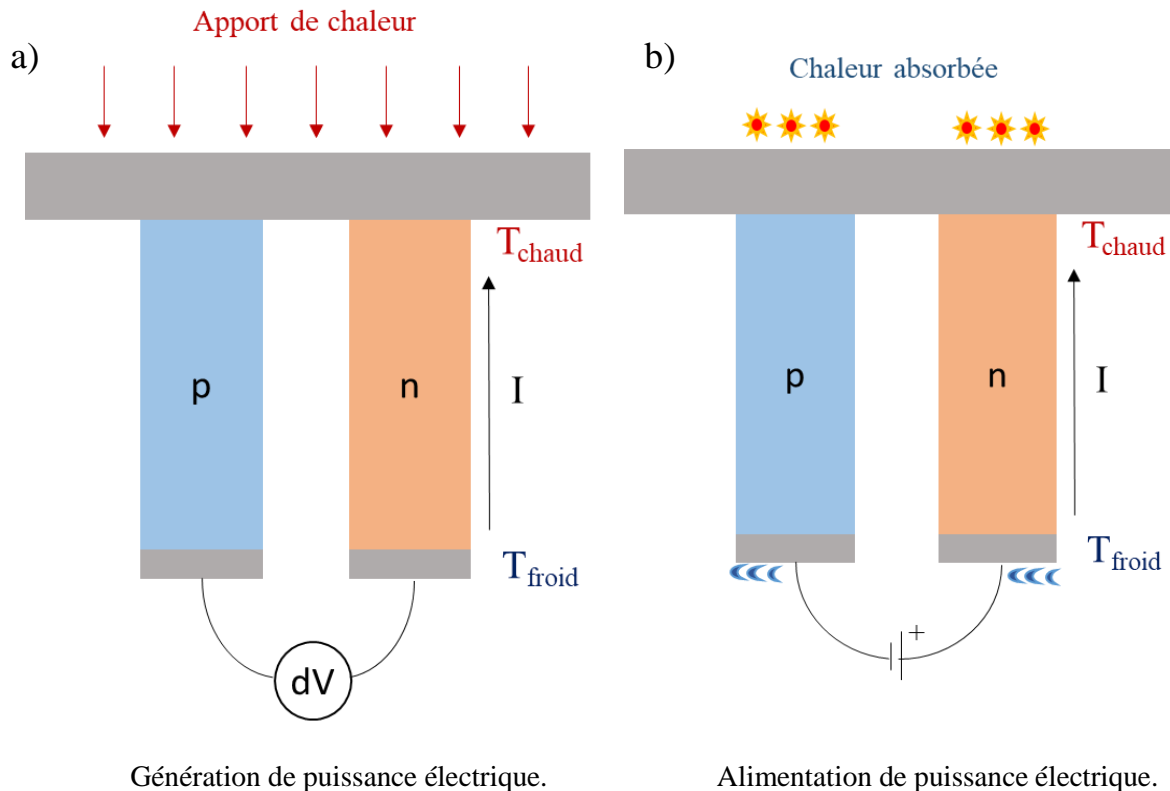


Figure 1.4 : a) Générateur électrique par effet Seebeck, b) Refroidisseur thermoélectrique par effet Peltier.

I.2.b. Rendement et facteur de mérite

i. Rendement de conversion

Son rendement η est défini comme le rapport entre la puissance électrique délivrée dans la charge W sur la puissance thermique absorbée du côté chaud Q_H , soit :

$$\eta = \frac{W}{Q_H} \quad (\text{Eq. 1.7})$$

La puissance électrique W s'exprime en fonction de l'effet Seebeck, de la différence de température ΔT et de la dissipation due à l'effet Joule avec R la résistance électrique totale :

$$W = U \times I + I^2.R = (S_p - S_n) \times \Delta T \times I + I^2.R \quad (\text{Eq. 1.8})$$

La puissance absorbée Q_H est la résultante de la somme de l'effet Seebeck, du flux de chaleur φ , et de la dissipation due à l'effet Joule soit :

$$Q_H = (S_p - S_n) \times I \times T_H + \varphi - I^2 R \quad (\text{Eq. 1.9})$$

Avec φ le flux de chaleur diffusive qui se calcule par le produit de la conductance de chaleur thermique total λ' par la différence de température ΔT :

$$\varphi = \lambda' \times \Delta T \quad (\text{Eq. 1.10})$$

En négligeant les résistances de contact au niveau des jonctions chaudes et froides devant la somme des résistances des bras et en utilisant les équations 1.8, 1.9 et 1.10 dans l'équation 1.7, l'expression suivante du rendement est obtenue :

$$\eta = \frac{(S_p - S_n) \times I \times \Delta T + I^2 R}{(S_p - S_n) \times I \times T_H + \lambda' \times \Delta T - I^2 R} \quad (\text{Eq. 1.11})$$

Par ailleurs, le maximum du rendement peut se mettre sous la forme du produit du rendement de Carnot η_c par le rendement propre au système thermoélectrique η_{th} défini par [Rowe 06] :

$$\eta = \eta_c \times \eta_{th} \quad (\text{Eq. 1.12})$$

Avec le η_c et η_{th} définies par :

$$\eta_c = \frac{T_H - T_C}{T_H} \quad (\text{Eq.1.13})$$

Et :

$$\eta_{th} = \frac{\sqrt{1 + Z_C T_m} - 1}{\sqrt{1 + Z_C T_m} + \frac{T_C}{T_H}} \quad (\text{Eq. 1.14})$$

Ici, Z_C et T_m sont définis comme étant le coefficient de mérite du couple n-p et de la température moyenne, respectivement, soit :

$$Z_c = \frac{S_{np}^2}{\rho \times \lambda} \quad (\text{Eq. 1.15})$$

Et :

$$T_m = \frac{T_H + T_C}{2} \quad (\text{Eq. 1.16})$$

De plus, si les géométries des matériaux n et p sont choisies de manière à minimiser l'absorption de chaleur, alors :

$$Z_C = \frac{S_{np}^2}{\left[\left(\frac{\lambda_n}{\sigma_n} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{\lambda_p}{\sigma_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2} \quad (\text{Eq. 1.17})$$

Où λ_i et σ_i représentent respectivement les conductivités thermiques et électriques du matériau i . De plus, dans la pratique, les deux bras de la jonction ont des paramètres thermoélectriques similaires ce qui introduit le concept de facteur de mérite ZT adimensionnel défini par :

$$ZT = \frac{\sigma \times S^2}{\lambda} T \quad (\text{Eq. 1.18})$$

Où σ [S.m^{-1}] et λ [$\text{W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$] représentent respectivement la conductivité électrique et thermique du matériau et S [V.K^{-1}] son coefficient Seebeck. Les meilleurs matériaux thermoélectriques sont donc ceux qui possèdent un ZT le plus élevé, c'est-à-dire ayant une bonne conductivité électrique et un coefficient Seebeck élevé et une conductivité thermique la plus faible possible.

ii. Facteur de mérite

Les matériaux thermoélectriques sont définis par leur facteur de mérite adimensionnel ZT (voir Eq. 1.18). L'équation de ce facteur de mérite définit un produit nommé facteur de puissance exprimée en $\text{W.m}^{-1}\text{.K}^{-2}$:

$$FP = \sigma \times S^2 \quad (\text{Eq. 1.19})$$

Le coefficient Seebeck a été décrit précédemment, en partie I.1.b, et correspond à :

$$S = \frac{U}{\Delta T} \quad (\text{Eq. 1.20})$$

La conductivité électrique σ est donnée pour des semi-conducteurs de type n et de type p par les formules suivantes :

$$\sigma_n = (q \times n \times \mu_n) \quad (\text{Eq. 1.21})$$

$$\sigma_p = (q \times p \times \mu_p) \quad (\text{Eq. 1.22})$$

Avec n et p les densités de porteurs majoritaires, q la charge des porteurs majoritaires et μ la mobilité des porteurs majoritaires. La mobilité s'exprime sous la forme :

$$\mu_{n,p} = \frac{q \times \tau_{n,p}}{m_{n,p}^*} \quad (\text{Eq. 1.23})$$

Avec $\tau_{n,p}$ le temps de relaxation des porteurs n et p et $m_{n,p}^*$ leur masse effective.

La conductivité thermique est la somme de deux contributions : la conductivité thermique électronique, notée λ_e , et la conductivité thermique du réseau, notée λ_l :

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_l \quad (\text{Eq. 1.24})$$

La conductivité thermique électronique et la conductivité électrique sont directement liées, les électrons étant vecteurs à la fois du courant électrique et de la chaleur. La loi de Wiedemann-Franz exprime ce lien entre σ et λ . Cette loi est valable si on montre que les électrons sont uniquement diffusés par les

impuretés et ne changent pas d'énergie après collision. Si les électrons interagissent entre eux, ou avec les phonons ou s'il y a collision inélastique, la loi de Wiedemann-Franz ne s'applique plus [Lee 04]. A température suffisamment basse, les collisions avec les impuretés sont dominantes dans le transport et la loi de Wiedemann-Franz est vérifiée et s'écrit sous la forme :

$$\lambda_e = L_0 \times \sigma \times T \quad (\text{Eq. 1.25})$$

Où T [K] représente la température, σ [S.m^{-1}] la conductivité électrique et L_0 le nombre de Lorentz.

Pour les métaux, L_0 est une constante : dans le modèle de l'électron libre, $L_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi k_B}{e}\right)^2$ en [$\text{V}^2.\text{K}^{-2}$] et pour les semi-conducteurs, L_0 dépend de l'énergie des porteurs ε et de la conductivité électrique $\sigma(\varepsilon)$ [Whitlow 95] : $L_0 = \frac{k_B^2}{e^2} \left(\frac{\int \varepsilon^2 \sigma(\varepsilon) \partial \varepsilon \times \int \sigma(\varepsilon) \partial \varepsilon - (\int \varepsilon^2 \sigma(\varepsilon) \partial \varepsilon)^2}{(\sigma(\varepsilon) \partial \varepsilon)^2} \right)$.

Les paramètres λ et σ sont donc dépendants, et tout comme S , sont aussi fonction de la concentration des porteurs de charges. Ceci sera décrit dans le paragraphe suivant.

En combinant la loi de Wiedemann-Franz et l'expression du coefficient de mérite ZT , on obtient l'expression suivante :

$$ZT = \frac{S^2}{L_0} \left(1 + \frac{\lambda_l}{\lambda_e}\right)^{-1} \quad (\text{Eq 1.26})$$

Cette expression met en évidence l'importance d'obtenir une faible conductivité thermique, notamment par la comparaison des conductivités thermiques électroniques et du réseau.

Par ailleurs, l'expression usuelle simplifiée de la conductivité thermique du réseau est donnée par :

$$\lambda_l = \frac{1}{3} C_v \times \langle v \rangle \times L \quad (\text{Eq. 1.27})$$

Avec C_v [$\text{J.K}^{-1}.\text{m}^{-3}$] la capacité calorifique des phonons, $\langle v \rangle$ [m.s^{-1}] la vitesse moyenne des phonons et L [m] le libre parcours moyen des phonons.

L'équation 1.25 démontre qu'il est impossible de diminuer la conductivité thermique électronique sans en faire de même pour la conductivité électrique. Il faut donc diminuer la conductivité thermique du réseau. Ceci peut être fait grâce à l'utilisation de nanomatériaux tels que les multi-puits quantiques, les nano-fils ou les plots quantiques qui vont perturber la diffusion des phonons afin de réduire la conductivité thermique du réseau sans altérer la conduction électrique du matériau.

Les meilleurs matériaux thermoélectriques sont ceux ayant les ZT les plus élevés, c'est-à-dire ceux avec un fort pouvoir thermoélectrique, une bonne conductivité électrique et une faible conductivité thermique. L'évolution des trois paramètres majeurs ainsi que du facteur de puissance est représentée à la figure 1.5 en fonction du nombre de porteurs dans le matériau. On remarque que le coefficient Seebeck et la conductivité électrique évoluent de façon opposée en fonction de la concentration de porteurs : le coefficient Seebeck diminue alors que la conductivité électrique augmente. Le meilleur pouvoir thermoélectrique est donc atteint pour des matériaux à concentration de porteurs faibles alors que les meilleures conductivité électrique et conductivité thermique sont obtenues pour des matériaux à concentration de porteurs forts. Un compromis entre ces différents paramètres pour obtenir les matériaux thermoélectriques les plus performants doit être fait. Sur la figure 1.5, ceux-ci apparaissent à des concentrations en porteurs entre 10^{18} et 10^{20} cm^{-3} .

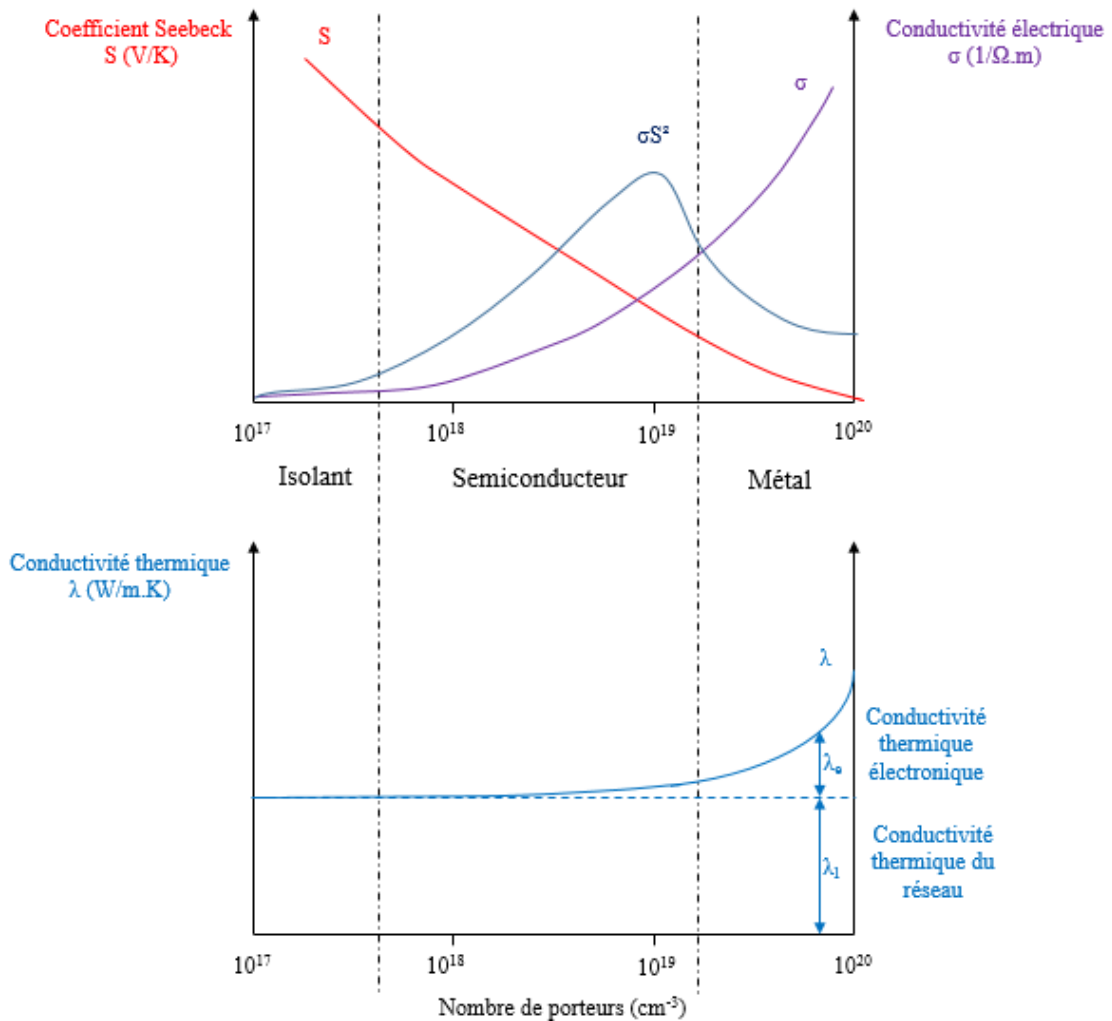


Figure 1.5 : Evolution des propriétés thermoélectriques en fonction du nombre de porteurs [Rowe 06].

I.2.c. Fonctionnement des capteurs thermoélectriques

Les convertisseurs thermoélectriques peuvent être utilisés en tant que capteurs de température et de flux thermique.

A l'échelle microscopique, les capteurs sont généralement planaires (2D) pour mesurer une différence de température dans le plan. Ils sont constitués de lignes connectées électriquement en série et thermiquement en parallèle. Ces lignes sont souvent des semi-conducteurs de type p et de type n reliées entre elles par des connexions métalliques pour former des jonctions np. Un gradient de température s'instaure entre la source chaude (par exemple un transistor) et l'atmosphère ambiante, agissant comme source « froide », comme l'illustre schématiquement la figure 1.6. Le gradient de température va créer un courant au sein du capteur. La différence de potentiel entre l'entrée et la sortie du capteur est directement proportionnelle à ce dernier, permettant ainsi de mesurer la température et le flux thermique émis par le transistor. Le flux thermique est la puissance qui traverse une surface au cours d'un transfert thermique, c'est-à-dire l'énergie thermique (Q) transférée par unité de temps (Δt) : $\varphi = \frac{Q}{\Delta t}$. Le flux thermique s'exprime en W.

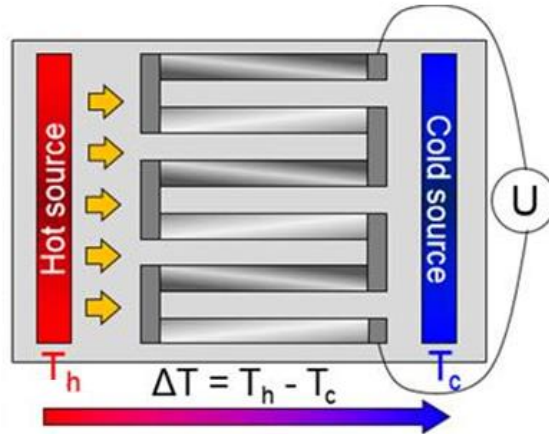


Figure 1.6 : Représentation schématique d'une vue de dessus d'un capteur thermoélectrique 2D [Savelli 20].

La différence de potentiel U est donnée par :

$$U = N \cdot S_{np} \cdot \Delta T \quad (\text{Eq. 1.28})$$

Ou encore :

$$U = N \cdot S_{np} \cdot \varphi \cdot R_{th} \quad (\text{Eq 1.29})$$

Où N représente le nombre de jonctions, $S_{np} = S_p - S_n$ le coefficient Seebeck d'une jonction ou couple [$V \cdot K^{-1}$], ΔT [K] la différence de température au sein du transistor, φ [W] le flux thermique traversant longitudinalement le capteur et R_{th} [$K \cdot W^{-1}$] la résistance thermique du capteur.

Ces capteurs peuvent donc aussi bien mesurer une différence de température à un instant précis que mesurer le flux thermique, permettant à l'utilisateur d'obtenir plus d'informations sur la dynamique thermique du système, à savoir notamment si les températures augmentent ou diminuent et si le système peut être amené à atteindre des températures critiques.

Il existe quatre principaux critères pour caractériser un capteur thermoélectrique [Savelli 20] :

- La sensibilité S_e pour évaluer sa précision :

$$S_e = N \cdot S_{np} = \frac{U}{\Delta T} \quad (\text{Eq. 1.30})$$

Cette définition de la sensibilité, pour laquelle nous avons opté, s'exprime en V/K permettant de comparer la sensibilité des capteurs thermoélectriques avec celle des diodes [Rao 16].

La sensibilité peut aussi se calculer en prenant en compte les flux de chaleur mesurés et s'exprimer en V/W.

Pour prendre en compte la surface des capteurs, un facteur de tension (FT) peut aussi être utilisé :

$$FT = \frac{N \cdot S_{np}}{L \cdot l} = \frac{U}{\Delta T \cdot L \cdot l} = \frac{U}{\varphi \cdot R_{th} \cdot L \cdot l} \quad (\text{Eq. 1.31})$$

Avec L et l la longueur et la largeur des capteurs, respectivement. Ce facteur de tension s'exprime alors en $V/(K \cdot m^2)$ ou en $V/(W \cdot m^2)$.

- La résistance électrique interne R_{int} afin d'être compatible aux circuits de lecture des capteurs :

$$R_{\text{int}} = N \cdot \frac{(\rho_n + \rho_p) \cdot L}{\left(\frac{e_n}{l_n} + \frac{e_p}{l_p}\right)} + 2N \cdot (R_{\text{connexions}} + R_{\text{cn}} + R_{\text{cp}}) \quad (\text{Eq. 1.32})$$

Avec L la longueur des lignes, l leur largeur, e leur épaisseur, ρ_n et ρ_p les résistivités électriques des matériaux de type n et p , respectivement, $R_{\text{connexions}}$ la résistance électrique d'une connexion métallique entre deux lignes et R_{cn} , R_{cp} les résistances électriques de contact entre le métal et le semi-conducteur dopé n et p , respectivement.

- La surface S : le capteur est intégré dans le circuit, il existe donc une contrainte d'intégration.
- Le temps de réponse t pour une transmission de l'information la plus rapide possible en cas de surchauffe du transistor.

A titre d'exemple, des capteurs thermoélectriques à base de silicium ont déjà été développés précédemment au laboratoire pour des technologies Complementary Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS). La figure 1.7 présente des images prises par microscope électronique à balayage (MEB) de tels capteurs thermoélectriques (ou μTES pour micro ThermoElectric Sensors) [Savelli 20].

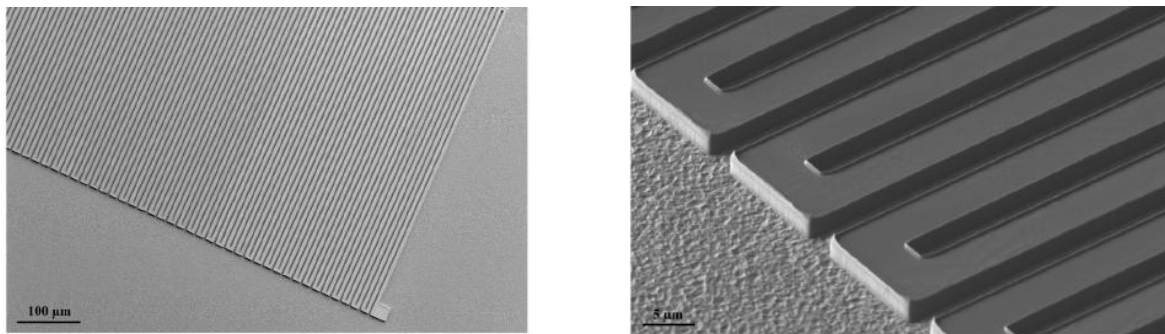


Figure 1.7 : Image au MEB de μTES en technologie en silicium [Savelli 20].

Ces capteurs ont été développés à partir du matériau SiGe et incorpore des nanoparticules de TiSi_2 afin de former des super-réseaux de boîtes quantiques (ou quantum dot superlattice QDSL en anglais). Ils présentent une sensibilité très élevée de $173 \text{ mV} \cdot \text{K}^{-1}$ avec un temps de réponse inférieur à 4 ms pour une surface de $2,5 \text{ mm}^2$.

A partir de ce savoir-faire, l'objectif de la thèse est de développer des capteurs thermoélectriques pour mesurer les flux thermiques des transistors en technologie GaN , aussi appelés High Electron Mobility Transistors (HEMTs).

II. Présentation générale des composants de puissance HEMTs

De façon générale, l'électronique de puissance définit les circuits et composants permettant d'effectuer des fonctions de type redresseur, onduleur, hacheur, alimentation à découpage dans des gammes de fréquence et de puissance variables.

Le matériau GaN fut découvert pour la première fois dans les années 1920 et fût élaboré dans les années 1930 à coût très élevé. Les processus de fabrication de l'époque ne permettaient pas d'obtenir de bonnes structures cristallographiques du matériau, empêchant l'avancée de la technologie GaN . Ce ne fût que dans les années 1990 [Detchprohm 92] que l'utilisation du GaN accéléra lors de l'invention de la diode électroluminescente (LED) pour l'éclairage blanc par Nakamura, Akasali et Amano. Aujourd'hui le GaN

est utilisé pour des transistors et diodes de puissance qui permettent de dépasser les performances en technologie de puissance des composants à base de silicium. Ces composants sont utilisés dans les circuits intégrés pour le marché de la communication, tel que pour les portables et les chargeurs, c'est-à-dire des applications nécessitant des fréquences de travail élevées de plusieurs GHz [World 12] et pour des puissances allant jusqu'à 10^3 W comme l'illustre la figure 1.8. Cette figure illustre aussi le positionnement du GaN par rapport aux matériaux concurrents dont le carbure de silicium (SiC) et les dispositifs à base de silicium tels que les transistors MOSFETs (Metal Oxide Semi-conductor Field Effect Transistors) et IGBTs (Insulated Gate Bipolar Transistors). Le marché du GaN est en pleine croissance, avec de nombreux acteurs qui investissent dans cette technologie (Panasonic, STMicroelectronics, ExaGaN, Siltronic pour en nommer quelques un). Le marché du GaN valait 110 millions de dollars en 2019 et devrait atteindre 1244 millions de dollars en 2027 [Allied market research 2020].

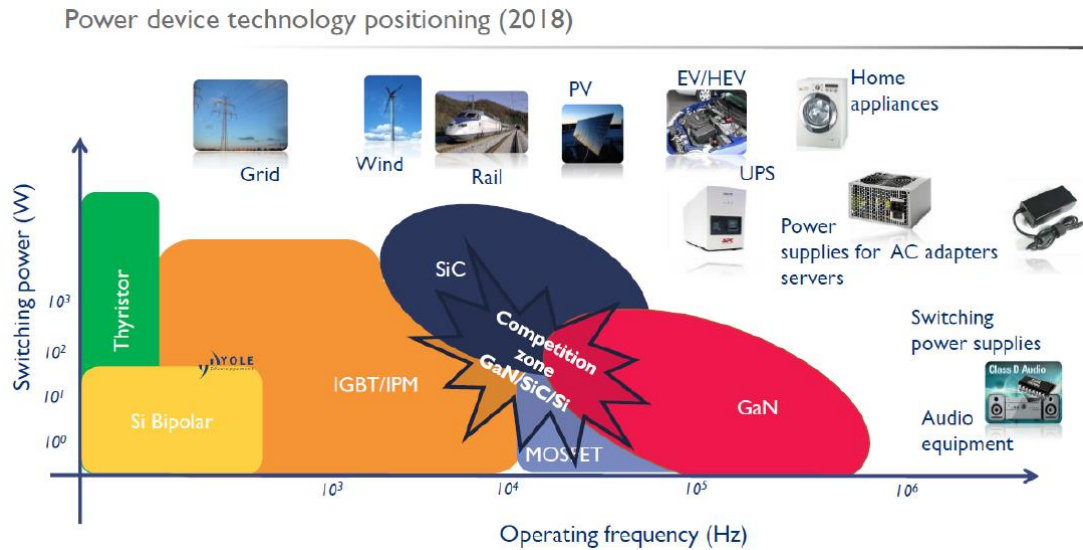


Figure 1.8 : Illustration des puissances et fréquences de fonctionnement de transistors à base de Si, SiC et GaN [Yole 18].

II.1. Principe de fonctionnement du HEMT normalement passant

Les HEMTs fonctionnent sous effet de champs comme les MOSFETs. Pour comprendre le fonctionnement des HEMTs, le fonctionnement des MOSFETs sera donc d'abord présenté.

Le MOSFET est composé d'un substrat, en général du silicium, d'une couche active constituée de silicium dopé p qui joue le rôle du canal, et de deux zones fortement dopées n sous les électrodes de drain et de source, comme illustré en figure 1.9. Inversement, la couche active peut être dopée n et les zones fortement dopées p.

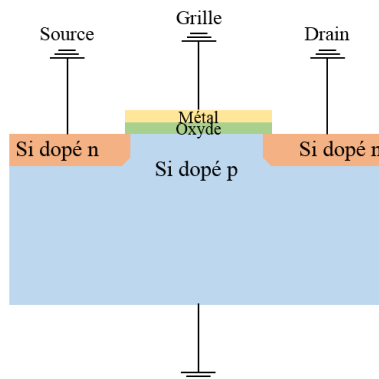


Figure 1.9 : Schéma d'une coupe transversale d'un transistor MOSFET.

Le principe du MOSFET repose sur la modulation du courant entre le drain et la source dans le canal par la tension de grille. Ce courant est modulé par le contact Schottky de l'électrode de grille. Celle-ci est constituée de l'empilement d'un métal sur une couche d'oxyde se trouvant sur le semi-conducteur dopé p. Lorsqu'on applique une tension V_G suffisamment élevée ($> V_t$, la tension de seuil, c'est-à-dire la tension à partir de laquelle le transistor conduit le courant électrique), une couche d'inversion est créée, c'est-à-dire qu'il existe une zone entre la source et le drain traversant la région dopée p ayant comme porteurs majoritaires des électrons, comme illustré en Figure 1.10. Lorsqu'aucun potentiel n'est appliqué entre la source et le drain, le potentiel en surface est uniforme.

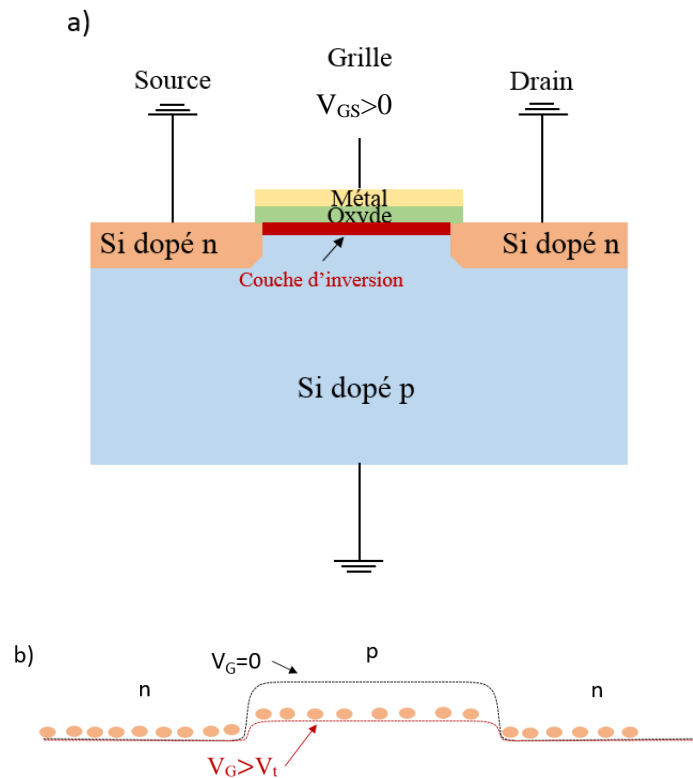


Figure 1.10 : Schéma d'une coupe transversale d'un transistor MOSFET lors de la création d'une couche d'inversion lorsque $V_G > V_t$ (a) et schéma des bandes d'énergies au niveau des interfaces npn pour $V_G > V_t$ (b).

Un transport d'électrons de la source vers le drain n'existe que lorsqu'une tension $V_{SD} > 0$ est appliquée. La couche d'inversion est alors évacuée dans le drain. Les électrons sont injectés continuellement du fait de l'abaissement de la barrière de diffusion côté source, illustré en figure 1.11. Ils constituent le canal du transistor. Les électrons sont récoltés dans le drain et donnent naissance au courant I_{DS} proportionnel à V_{DS} , le transistor est alors en régime linéaire. La polarisation de la grille va moduler le courant source-drain.

Ces transistors approchent la puissance maximale qu'ils peuvent livrer par rapport aux matériaux utilisés et à leurs tailles minimales. Ainsi les recherches se sont tournées vers des matériaux à grand gap tels que le carbure de silicium (SiC) et le nitrure de gallium (GaN). Ces matériaux présentent un champ de claquage (champ minimal rendant le matériau conducteur) et une vitesse de saturation élevés, se prêtant bien à l'électronique de puissance.

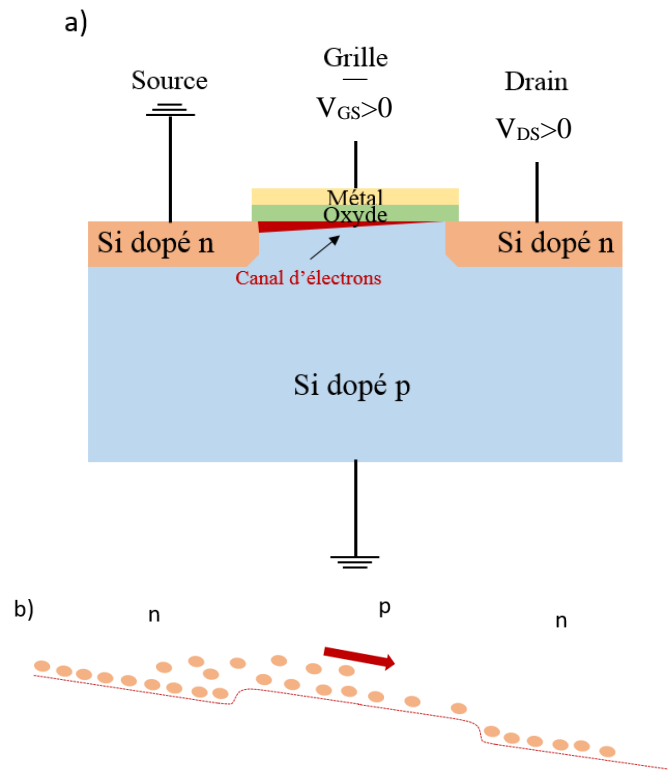


Figure 1.11 : Schéma d'une coupe transversale d'un transistor MOSFET lors de la circulation du courant de la source vers le drain lorsque $V_G > V_t$ et $V_{GS} > 0$ (a), schéma des bandes d'énergies au niveau des interfaces npn (b).

De nos jours, les HEMTs sont commercialisés et utilisés comme transistors de puissance. Les HEMTs sont des transistors à effet de champ utilisant un gaz d'électrons bidimensionnel au sein d'une hétérojonction AlGaN/GaN comme canal pour le transport des électrons au lieu d'un semi-conducteur massif dopé. Une hétérojonction est une jonction entre deux matériaux ayant des énergies de gap différentes. La Figure 1.12 représente une jonction entre le GaN et l'AlGaN. Ici, la jonction se fait entre un matériau à grand gap – l'AlGaN, appelé barrière, et un matériau à petit gap - le GaN, appelé canal. A l'interface, une discontinuité de bande est observée due à la différence en énergie de gap des deux matériaux.

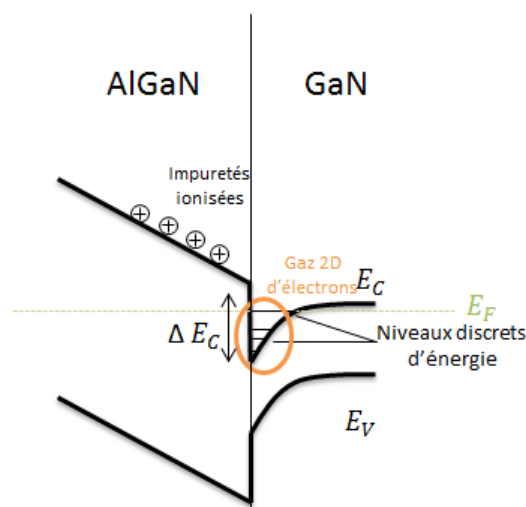


Figure 1.12 : Schéma d'une hétérojonction entre le GaN et l'AlGaN.

Les polarisations au sein du matériau et cette discontinuité des bandes de conduction et de valence à l'interface des deux matériaux permettent de créer et confiner spatialement les électrons libres qui se propagent dans le canal à l'interface des deux matériaux. Un gaz d'électron bidimensionnel (2DEG : two Dimensional Electron Gas) se forme dans ce puits, les porteurs de charges proviennent de la surface du matériau GaN. Les électrons sont en effet restreints dans le plan de l'hétérojonction. Cette séparation limite les chocs entre les ions fixes et les électrons, la mobilité des électrons est alors bien plus importante que dans un semi-conducteur massif. Les HEMTs présentent donc une mobilité supérieure à celle des MOSFETs.

L'effet du transistor HEMT est obtenu en modulant la densité du 2DEG, c'est-à-dire du courant I_{ds} par la tension appliquée à la grille. Une tension négative de la grille $V_G < 0$ va créer une zone désertée qui vide le gaz d'électrons jusqu'au pincement du canal.

Le but d'un transistor de puissance est de se rapprocher au maximum d'un interrupteur idéal. C'est-à-dire qu'à l'état passant, lorsque le courant passe de la source au drain, il lui faut une résistance la plus faible possible. Et à l'état bloqué, il lui faut un courant le plus faible possible grâce à une résistance très importante donc à une tension de claquage du matériau élevée afin de supporter les hautes tensions de la grille. La formation du gaz d'électrons à l'interface entre le GaN et l'AlGaN est expliquée avec plus de détails dans la suite du manuscrit.

II.2. Choix des matériaux pour les HEMTs

II.2.a. Propriétés requises pour les HEMTs

Le choix des matériaux pour cette hétérojonction va déterminer la puissance et la fréquence de fonctionnement des HEMTs. Plusieurs paramètres sont essentiels afin d'améliorer leurs caractéristiques. Le tableau 1.1 récapitule les valeurs des caractéristiques physiques de différents matériaux susceptibles d'être utilisés dans un HEMT.

Tableau 1.1 : Tableau des caractéristiques physiques du Si, GaAs, InP, SiC, GaN et AlN [Renesson 14].

Propriétés (300K)	Si	GaAs	InP	SiC	GaN	AlN
E_g (eV)	1,12	1,43	1,35	3,25	3,43	6
F_{cl} (MV/cm)	0,3	0,4	0,45	3	3,4	12
V_{sat} ($\times 10^7$ cm/s)	1	1	1	2	1,75	1,5
JFM	1	1,8	2,3	400	625	5184
μ ($cm^2/V.s$)	1500	8500 10000*	4600 10000**	800	1000 2000***	300
n_s (cm^{-2})		2.10^{11} *	3.10^{12} **		10^{13} ***	
λ (W/cm.K)	1,5	0,5	0,7	4,9	1,5	2

* l'hétérojonction d'AlGaAs/GaAs, ** l'hétérojonction d'InAlAs/InGaAs et *** l'hétérojonction d'AlGaN/GaN.

Avec E_g : l'énergie de bande interdite, F_{cl} : le champ de claquage, V_{sat} : la vitesse de saturation des électrons, JFM : le facteur de mérite de Johnson, μ : la mobilité des électrons, n_s : la densité d'électrons par unité de surface et λ : la conductivité thermique.

i. Tension de claquage

Pour satisfaire à une puissance élevée, il faut que le HEMT permette le passage d'un fort courant et présente une tension de claquage élevée. La tension de claquage se traduit par la tension maximale que peut supporter le matériau avant de se détériorer de manière irréversible. Au-delà de cette tension de claquage, le courant électrique n'est plus contrôlé. Cette tension est reliée à l'énergie de bande interdite du semi-conducteur de la manière suivante : $E_c \propto E_g^{3/2}$ avec E_c le champ de claquage et E_g la largeur de bande du matériau. Plus cette énergie de bande interdite est élevée, plus la tension de claquage sera élevée. Les matériaux à énergies de bandes élevées sont donc favorisés. Le SiC, GaN et AlN ont des énergies de bande élevées, leur permettant d'avoir une tension de claquage importante.

ii. Vitesse de saturation des électrons

Pour des applications à fréquences importantes, les matériaux ont besoin d'une vitesse de saturation ainsi qu'une mobilité électronique élevées. Sous faible champ électrique, la vitesse de dérive des électrons augmente linéairement avec le champ E et s'exprime de la façon suivante : $v_d = \mu \cdot E$ avec μ la mobilité des électrons et E le champ électrique. A fort champ électrique, la vitesse des électrons ne conserve pas ce comportement linéaire. Il y a une augmentation non linéaire de la vitesse puis les électrons atteignent une vitesse de déplacement maximale qu'on appelle vitesse de saturation. Elle dépend alors du champ électrique : $V = \mu(E) \times E$. Si on augmente encore le champ électronique, la vitesse des électrons diminue. Le GaN a une valeur de V_{sat} élevée, il est donc bien adapté à un fonctionnement à haute fréquence, qui dépend aussi du dopage et de la température [Bhupkar 97].

La fréquence de travail du HEMT est proportionnelle à la vitesse des électrons dans le canal sous la grille. Les mobilités électroniques du GaN et du SiC (1000 et 800 $\text{cm}^2/\text{V.s}$, respectivement) sont nettement inférieures à celles du GaAs et de l'InP (8500 et 4600 $\text{cm}^2/\text{V.s}$, respectivement) mais la possibilité des matériaux III-N de créer un gaz d'électrons 2D confiné en utilisant une hétérojonction permet de supprimer les effets de diffusion par impuretés ionisées et donc d'augmenter considérablement la mobilité. Une hétérojonction AlGaIn/GaN peut avoir une mobilité de 2000 $\text{cm}^2/\text{V.s}$, rendant ce matériau plus intéressant.

iii. Facteur de Johnson

Le facteur de mérite de Johnson (JFM) représente le potentiel d'un semi-conducteur en termes de puissances délivrées à haute fréquence, et peuvent être comparés dans le tableau 1.1. Il prend en compte le champ de claquage (F_{cl}) - champ auquel la tension de claquage se produit - et la vitesse de saturation des électrons (V_{sat}).

$$JFM = \left(\frac{F_{cl} \cdot V_{sat}}{2\pi} \right)^2 \quad (\text{Eq 1.33})$$

Vu leur facteur de mérite de Johnson, l'AlN et le GaN seraient les deux matériaux de préférence pour des dispositifs à haute puissance et fréquence.

iv. Conductivité thermique

La conductivité thermique permet de représenter la capacité du matériau à évacuer la chaleur provenant de la puissance dissipée du composant. Pour les applications à forte puissance, la chaleur doit être évacuée facilement, la conductivité du matériau est un critère très important. Le SiC a une conductivité thermique de 4,9 W/cm.K à température ambiante, elle est largement supérieure aux autres matériaux, c'est donc le matériau le plus adapté aux applications à haute température.

Le choix d'un matériau est donc sujet à de nombreux compromis. En tenant compte des valeurs de la mobilité électrique des matériaux, l'hétérojonction d'AlGaAs sur GaAs a souvent été utilisée, cependant cette structure nécessite le dopage de la couche barrière d'AlGaAs pour former une zone à forte densité électrique [Hsu 01]. D'autres matériaux III-V sont utilisés de nos jours tels que le phosphure d'indium InP et le nitrure de gallium GaN car ceux-ci présentent des facteurs de Johnson bien supérieurs à celui du GaAs. Bien que l'AlN présente un facteur de mérite de Johnson beaucoup plus élevé, il est difficile de trouver des échantillons de taille raisonnable ayant des propriétés électroniques contrôlées. La mobilité des électrons de l'AlGaN/GaN est 5 fois inférieure à celle de l'AlGaAs/GaAs ou de l'InAlAs/InGaAs mais sa densité de porteur de gaz 2D est nettement supérieure et sa vitesse électronique est aussi plus grande, ce qui est un grand avantage pour atteindre une puissance de sortie élevée. De plus, aucun dopage n'est nécessaire pour faire apparaître ce 2DEG entre l'AlGaN et le GaN, les propriétés piézoélectriques sont à l'origine de cette création. Celles-ci sont présentées dans le paragraphe suivant. Une conductivité thermique élevée est importante pour pouvoir évacuer la chaleur dissipée par le composant. Le SiC est donc préféré pour des applications à haute puissance, mais la technologie SiC nécessite un procédé de fabrication complexe contrairement au GaN qui peut, de nos jours, être épitaxié sur du Si. Le GaN présente donc des valeurs très intéressantes en termes de tenue de tension (champ de claquage élevé) et de fréquence de fonctionnement (vitesse de saturation élevée). Le SiC pourrait être un concurrent majeur et a fait l'objet de nombreuses recherches grâce à sa conductivité thermique élevée mais sa fabrication reste plus complexe et coûteuse.

Le GaN est donc le matériau avec le meilleur compromis caractéristiques / fabrication. De ce fait, une hétérojonction d'AlGaN/GaN est très intéressante pour les transistors de puissance à haute fréquence et puissance.

II.2.b. Caractéristiques des matériaux GaN et AlGaN/GaN

Le nitrure de gallium est un composé binaire de la famille III-V et plus particulièrement des III-N, c'est-à-dire de la colonne III du tableau périodique de Mendeleïev pour le gallium et la colonne V ou N pour le nitrure. Le GaN peut se trouver sous plusieurs structures cristallines : la structure hexagonale würtzite et la structure cubique blende de zinc. La structure la plus stable thermodynamiquement est la structure würtzite grâce à la forte ionicité des liaisons, représentée à la figure 1.13. Dans cette structure, chaque atome est lié à quatre atomes de l'autre élément pour former un tétraèdre. La maille élémentaire hexagonale dirigée selon l'axe c , est caractérisée par deux paramètres de maille : $a_0 = 3.198 \text{ \AA}$ et $c_0 = 5.185 \text{ \AA}$ qui correspondent à la distance entre deux atomes de même nature. La phase würtzite est constituée de deux sous-réseaux hexagonaux, un pour le Ga et l'autre pour le N espacé d'une distance $u = 3/8$ [Nguyen 14]. Le cristal est Ga-face si un atome de Ga occupe la position haute dans l'axe $[0001]$ pour chaque bi-couche, ou N-face si l'atome d'azote occupe cette position, les deux structures sont représentées à la figure 1.13.

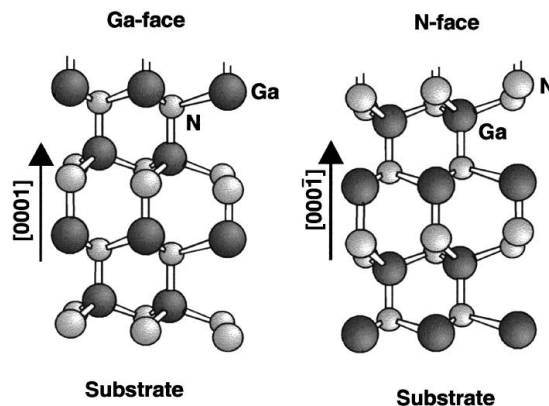


Figure 1.13 : Crystallisation en phase würtzite de composés III-N en Ga-face (a) et en N-face (b) [Ambacher 98].

i. Dopage

Avec un gap de 3,4 eV [Fritsch 03], la densité de porteurs intrinsèques dans le GaN est théoriquement très faible à environ 10^{-10} cm^{-3} . En pratique, lors de la croissance du GaN, des défauts tels que l'incorporation d'impuretés, l'apparition de lacunes de gallium ou d'azote, des atomes de gallium en position interstitielle, etc. apparaissent et créent des états électroniques dans la région du gap. De ce fait, le GaN est dopé de type n. On parle donc de GaN non intentionnellement dopé (NID) dont la densité électronique est de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} , cette valeur pouvant changer suivant les modes et conditions de croissance [Renneson 14].

Un dopage contrôlé par plusieurs atomes tels que le Si, le Ge ou l'O permet de doper de type n le GaN afin d'atteindre des valeurs de 10^{19} cm^{-3} . Le silicium est le plus couramment utilisé de manière reproductible [Look 03, Mohammad 04].

Afin de doper le GaN de type p, l'atome de Mg est utilisé mais celui-ci n'est pas encore complètement maîtrisé et il est difficile d'obtenir des couches ayant des densités de trous au-dessus de 10^{18} cm^{-3} , le GaN étant fortement dégradé pour des concentrations de Mg supérieures à 10^{20} cm^{-3} .

ii. Effet de polarisations

a. Polarisation spontanée

Il existe un champ de polarisation spontanée P_{sp} qui est, entre autre, à l'origine du gaz 2D. Cette polarisation apparait grâce au non alignement de l'atome central avec le barycentre des charges du tétraèdre. Dans le réseau cristallin, le GaN est composé d'un cation Ga^{3+} et d'un anion N^{3-} reliés par une liaison covalent-ionique. L'électronégativité de l'azote est plus élevée par rapport au gallium, la liaison qui relie un atome de gallium et un atome d'azote est donc polaire, ce qui entraîne la formation d'un dipôle et donc une polarisation spontanée dans le matériau. La polarisation est inversée si le matériau est Ga-face ou N-face, pointant dans l'axe $[000-1]$ dans le cas du Ga-face et dans l'axe $[0001]$ dans le cas du N-face (voir figure 1.14).

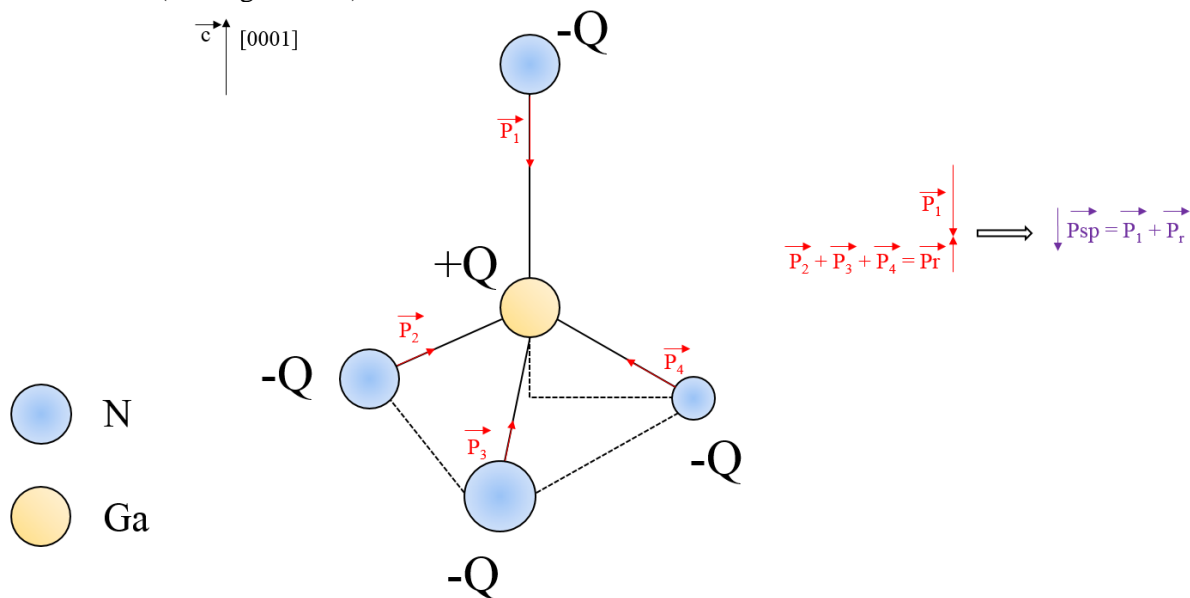


Figure 1.14 : Schéma des contributions des moments dipolaires dans la structure GaN Ga-face.

Au sein du matériau, les charges se compensent, mais à la surface, des densités surfaciques (σ) de signes opposés apparaissent.

$$\sigma = \vec{P} \cdot \vec{n} \tag{Eq. 1.34}$$

Avec \vec{P} la polarisation et \vec{n} le vecteur unitaire normal à la surface orienté vers l'extérieur. La valeur de la polarisation spontanée du GaN est estimée à un champ de l'ordre de 3 MV/cm et une densité surfacique de charge de $1,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ [Nguyen 14].

b. Polarisation piézoélectrique

Un deuxième type de polarisation, la polarisation piézoélectrique P_{pe} , peut se superposer à la polarisation spontanée lors d'une déformation des structures cristallines qui apparaît sous l'application d'une contrainte externe. La piézoélectricité est cette propriété qu'ont les matériaux à se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique, et inversement. La croissance du matériau AlGaN sur le GaN va entraîner l'apparition d'une contrainte mécanique à cause d'une différence de leurs paramètres de maille. Cette contrainte mécanique perturbe le cristal du matériau qui va répondre à cette contrainte par un champ électrique appelé polarisation piézoélectrique. Puisque le paramètre de maille $a(\text{GaN}) = 3,198 \text{ \AA}$ est supérieur à celui de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ qui va de 3,1 Å pour $x = 1$ à 3,198 Å pour $x = 0$ [Renesson 13], la couche supérieure d'AlGaN subit une contrainte mécanique de tension lors de son épitaxie sur le GaN, ce qui crée une polarisation électrique. Le GaN, ayant une épaisseur 100 fois plus élevée que l'AlGaN, est considéré comme non soumis à des contraintes mécaniques. La polarisation piézoélectrique s'exprime de la manière suivante [Ambacher 98] :

$$P_{pe} = e_{33} \cdot \varepsilon_3 + e_{13} \cdot (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (\text{Eq. 1.35})$$

Avec les constantes piézoélectriques e_{33} et e_{13} et des déformations suivant l'axe c : $\varepsilon_3 = (c - c_0)/c_0$ et suivant le plan transversal $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = (a - a_0)/a_0$ où a_0 et c_0 les paramètres de maille sans contrainte.

La déformation suivant l'axe c et celle dans le plan transversal sont reliées par les constantes diélectriques C_{33} et C_{13} du GaN grâce à l'expression suivante : $\varepsilon_3 = -2 \cdot \frac{C_{13}}{C_{33}} \cdot \varepsilon_1$. L'équation 1.35 peut donc s'écrire sous la forme :

$$P_{pe} = 2 \cdot \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (\text{Eq. 1.36})$$

Le terme $e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}$ est toujours négatif [Bernardini 97], le signe de la polarisation piézoélectrique dépend donc de la différence $a - a_0$. Pour un stress en tension où a est supérieur à a_0 , la polarisation piézoélectrique est négative suivant l'axe c et positive dans le cas d'une compression.

La polarisation piézoélectrique est dans le même sens que la polarisation spontanée dans le cas d'une configuration Ga-face et opposé dans le cas d'une N-face. Dans la pratique, on réalise donc du GaN en Ga-face.

Dans ces conditions, cette nouvelle polarisation dans l'AlGaN est dans la direction c [0001] comme la polarisation spontanée. Elles s'ajoutent pour donner une polarisation totale [Lehmann 15] :

$$P_{totale} = P_{sp} + P_{pe} \quad (\text{Eq. 1.37})$$

La polarisation dépend du paramètre de maille de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, ce paramètre de maille change en fonction du pourcentage d'aluminium dans le matériau. La polarisation spontanée de l'AlGaN augmente alors en fonction de sa teneur en aluminium.

Le champ électrique ainsi créé fait apparaître une forte densité de porteurs dans le canal à l'interface entre l'AlGaN et le GaN. A l'interface des deux matériaux, coté AlGaN, il y a formation d'une grande densité de charges positives, due à la double polarisation. Celle-ci est compensée dans la zone de l'interface coté GaN par les électrons libres, donnant naissance à un gaz d'électrons bidimensionnel. Il n'y a pas de dopage intentionnel des matériaux, les électrons libres proviennent des défauts intrinsèques, des impuretés de la couche tampon GaN et de la barrière AlGaN et des états de surface [Renesson 14]. Les polarisations et la discontinuité de charge aux interfaces AlGaN/GaN et air/AlGaN sont représentées sur la figure 1.15.

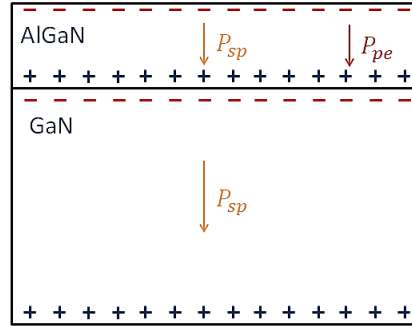


Figure 1.15: Représentation de l'empilement AlGaN/GaN avec les charges surfaciques induites par polarisation.

Une charge surfacique apparaît due aux différentes polarisations des couches d'AlGaN et de GaN. Il en résulte une charge surfacique positive sur la face inférieure de l'AlGaN et une charge négative obtenue en surface supérieure du GaN pour compenser. Les charges surfaciques côté GaN créent le gaz 2D d'électrons, qui est donc présent sans application de tension sur le dispositif. Les HEMTs AlGaN/GaN sont naturellement conducteurs. La densité surfacique de charge de polarisation σ [C/m²] peut être directement déduite à partir des vecteurs de polarisation.

D'après d'Ambacher, la charge surfacique entre l'AlGaN et le GaN peut se calculer de la façon suivante [Ambacher 98] :

$$\sigma^+ = P_{(\text{AlGaN})} - P_{(\text{GaN})} = [P_{sp(\text{AlGaN})} + P_{pe(\text{AlGaN})}] - [P_{sp(t \text{ GaN})} + P_{pe(\text{GaN})}] \quad (\text{Eq. 1.38})$$

On considère que la couche de GaN est relaxée due à son épaisseur, elle a donc une polarisation piézoélectrique nulle. La charge surfacique devient :

$$\sigma^+ = P_{sp(\text{AlGaN})} + P_{pe(\text{AlGaN})} - P_{sp(\text{GaN})} \quad (\text{Eq. 1.39})$$

La charge surfacique ici est bien positive car $P_{sp(\text{AlGaN})}$ est toujours supérieure à $P_{sp(\text{GaN})}$.

iii. Les caractéristiques de la couche AlGaN

La polarisation piézoélectrique augmente avec la concentration en aluminium de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ jusqu'à $x = 0,34$ [Arulkumaran 03]. Il faut au minimum 15 % d'aluminium dans l'AlGaN pour avoir un confinement des porteurs à l'hétérojonction. En augmentant le taux d'aluminium, la polarisation piézoélectrique au sein de la couche d'AlGaN et la différence de gap des deux matériaux augmentent, ce qui accroît la densité et le confinement des électrons dans le 2DEG. Cependant, il y a des limites : au-delà de 35 % d'aluminium dans l'AlGaN, le désaccord de maille entre la couche barrière et la couche de GaN est trop grande ce qui produit une interface trop rugueuse et génère des défauts. L'impact des diffusions élastiques liées au désordre de l'alliage augmente ce qui a pour conséquence d'augmenter la résistance dans le canal [Asgari 03]. Des travaux montrent qu'une épaisseur minimale de 3-5 nm est nécessaire à la formation du gaz d'électrons. La densité électronique du 2DEG croît ensuite rapidement avec l'épaisseur de la couche d'AlGaN avant de saturer à partir de 25 nm d'AlGaN [Zhang 00, Ibbetson 00]. L'épaisseur standard d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x = 0,2 - 0,3$) est de 20 à 30 nm épitaxiée sur GaN ce qui engendre une densité de gaz d'électron de l'ordre de 10^{13} cm^{-2} [Nagase 15]. Les charges surfaciques créent le gaz 2D d'électrons, il est donc présent sans dopage intentionnel. Il n'y a donc pas d'introduction d'impureté nuisible à la mobilité des porteurs de charges contrairement aux hétérojonctions AlGaAs/GaAs [Hsu 01]. Le champ créé par la polarisation piézoélectrique qui dépend linéairement de la déformation du paramètre de maille a , est d'environ 2 MV/cm [Ambacher 98], ce qui est du même ordre de grandeur que le champ créé par polarisation spontanée d'environ 3 MV/cm. Elle peut renforcer la polarisation spontanée si la couche est en tension ou l'affaiblir si elle est en compression.

II.2.c. Structure des empilements du HEMT

L'un des intérêts des matériaux III-N est la formation de 2DEG à l'interface de l'hétérojonction avec d'autres semi-conducteurs III-N. Ce gaz d'électrons permet d'obtenir une densité et une mobilité élevée de porteurs. La mobilité est l'un des paramètres fondamentaux dans le choix des matériaux dans la microélectronique, c'est l'indicateur de la pureté du réseau d'un semi-conducteur.

La mobilité élevée de l'hétérojonction AlGaN/GaN permet d'avoir une résistivité faible due à la proportionnalité inverse :

$$\rho = \frac{1}{e.n.\mu} \quad (\text{Eq. 1.40})$$

Avec e la charge élémentaire, n la densité d'électrons libres et μ la mobilité des électrons.

Dans le cas des matériaux AlGaN/GaN, on utilise souvent la notion de résistance de couche (sheet resistance en anglais), notée R_s , qui est la résistance en ohm d'un matériau de surface carrée et d'épaisseur t . Cette grandeur permet de comparer les propriétés électriques des matériaux de tailles différentes. On obtient cette grandeur grâce à des mesures quatre pointes, elle est homogène à des ohms mais s'exprime en Ω / \square où \square correspond à une surface carrée telle que la longueur L est égale à la largeur W . La résistance en Ω totale d'un matériau de longueur L , de largeur W et d'épaisseur t s'écrit :

$$R = R_s \frac{L}{W} = \frac{\rho}{t} \cdot \frac{L}{W} \quad (\text{Eq. 1.41})$$

La valeur typique de résistance de couche pour les HEMTs est de l'ordre de $380 \Omega / \square$ pour un taux d'aluminium de 22 % pour la barrière AlGaN [Lorin 19].

La figure 1.16 présente schématiquement un HEMT utilisant un empilement standard d'AlGaN/GaN. Le HEMT utilise le gaz d'électron comme canal du transistor au lieu d'un matériau massif dopé comme pour les transistors FETs. On retrouve les trois contacts : source, drain et grille, décrits précédemment pour les MOSFETs, pour la fonction interrupteur du canal. On accède au canal 2DEG grâce aux deux contacts ohmiques source et drain et celui-ci est piloté par la grille qui est un contact Schottky.

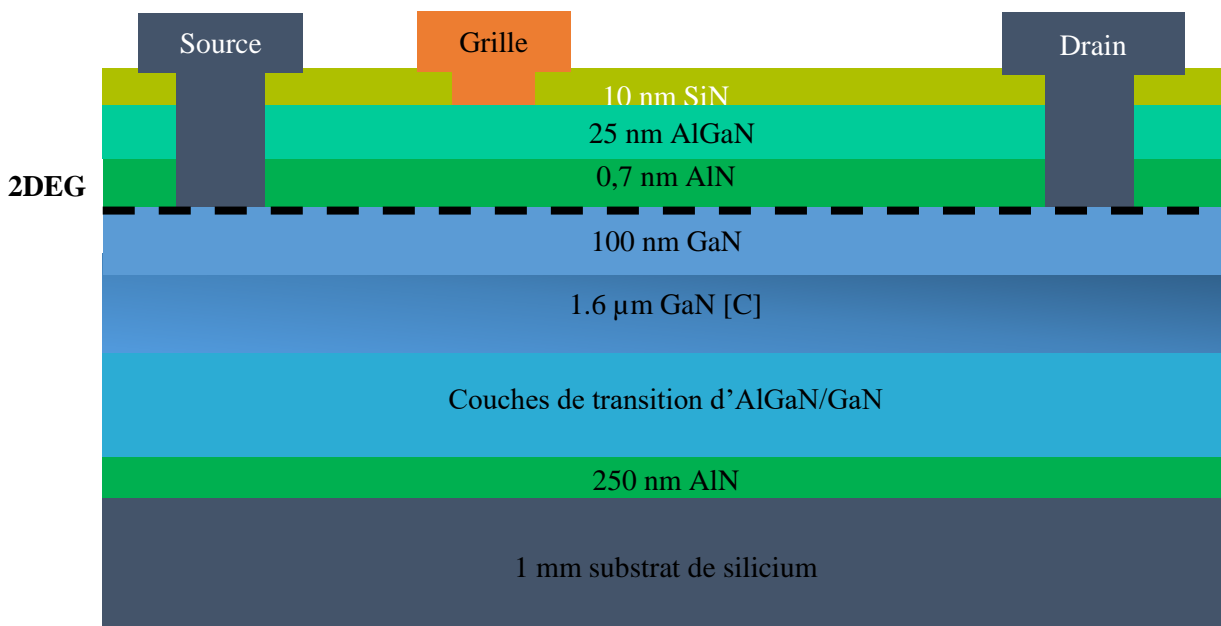


Figure 1.16 : Schéma en coupe de la structure HEMT.

i. Substrat

L'empilement des différentes couches peut actuellement se faire sur un substrat de silicium (Si), saphir (Al_2O_3), carbure de silicium (SiC) ou de nitrure de gallium (GaN). Leurs principales caractéristiques par rapport à l'épitaxie sont : le paramètre de maille pour qualifier le désaccord de maille avec le GaN, le coefficient d'expansion thermique et la conductivité thermique, présentées dans le tableau 1.2.

Tableau 1.2 : Caractéristiques des substrats pour la croissance du GaN [Nguyen 14, Meneghini 17].

Matériaux	Paramètre de maille (Å)	Désaccord de maille avec le GaN (%)	Coefficient d'expansion thermique (10^{-6} K^{-1})	Conductivité thermique ($\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
Al_2O_3	a = 4,758 c = 12,99	16	7,5 8,5	0,5
SiC	a = 3,08 c = 15,12	3,1	4,2 4,68	4,9
Si	5,4301	-17	3,59	1,5
GaN	a = 3,189 c = 5,185	0	5,59 3,17	1,3

Le saphir était initialement utilisé pour la croissance du GaN dans le domaine de l'optoélectronique (telle que pour la réalisation des DEL par S. Nakamura et al. en 1994) dû à sa transparence. Cependant, il possède une conductivité thermique faible ($0,5 \text{ W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$), donc inefficace pour une dissipation de chaleur venant du transistor en fonctionnement, ce qui limite son utilisation pour les dispositifs de puissance.

Le SiC est le substrat le plus utilisé par les technologues du fait de son faible désaccord de maille, de 3,4 % avec le GaN, ce qui permet d'utiliser des couches minces sans création de défauts. Le SiC a un coefficient d'expansion thermique le plus proche du GaN, néanmoins celui-ci fait apparaître des contraintes lors du refroidissement et des fissures se forment pour des couches épaisses $> 3\text{-}5 \mu\text{m}$ [Baron 09]. Le SiC a une conductivité thermique très élevée, de $4,9 \text{ W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$, ce qui permet une bonne dissipation de la chaleur mais il reste cependant très coûteux.

Le GaN présente une bonne conductivité thermique et évidemment aucune différence de paramètre de maille ne sera présente, c'est le matériau le plus adapté mais son coût est élevé.

Le silicium présente des inconvénients : le désaccord de maille important mène à une réalisation de nombreuses couches tampons afin de permettre la relaxation des contraintes. La différence du coefficient d'expansion thermique est élevée, ce qui entraîne des fissures lors du refroidissement à cause des contraintes. Le silicium (111) présente cependant un bon compromis entre la conductivité thermique et le prix. Celui-ci est aussi disponible en grande taille - substrat de 200 mm - et la croissance de GaN sur Si permet l'intégration de dispositifs à base d'éléments III-N avec de nombreuses technologies de la filière silicium. Le laboratoire a opté pour ce choix de substrat.

ii. Couche de nucléation AlN

Le GaN est épitaxié par en phase vapeur aux organométalliques (Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy ou MOVPE) à $1000 \text{ }^\circ\text{C}$. Un effet qui empêche le GaN d'être épitaxié directement sur le silicium est l'effet de « melt back etching » qui se produit par la réaction du gallium. Cet effet produit de nombreux défauts et trous dans le film et le substrat de silicium. La nucléation est le phénomène selon lequel apparaissent les premiers germes cristallins d'une phase solide ou d'un composé. La couche de nucléation d'AlN va permettre la croissance du GaN. Une couche d'AlN est donc en premier lieu épitaxiée afin d'éviter les interactions pouvant se produire entre le GaN et le substrat de silicium

[Watanabe 93]. De plus l'AlN possède un paramètre de maille plus petit que celui du GaN et permet donc aussi d'induire une contrainte de compression et d'éviter la formation de fissures.

Des couches d'environ 300 nm sont donc épitaxiées sur le substrat de silicium avant la croissance des couches de nitrure de gallium.

iii. Couches de transitions AlGaN – GaN

Le Si présente un fort désaccord de maille de 17 % avec le GaN. Il est donc nécessaire d'épitaxier des couches tampons entre le substrat en silicium et les couches actives, afin d'atténuer la différence de maille des deux couches. Des couches de transition AlGaN – GaN de type super réseaux contraints sont épitaxiées entre la couche de nucléation et les couches actives afin d'améliorer la tenue en tension du HEMT et la réduction des fuites [Nifa 2018].

iv. Couche de GaN dopée au carbone

Bien que théoriquement le GaN présente un champ de claquage élevé, de 3,3 MV/cm, dans la pratique le courant de fuite augmente progressivement avant d'atteindre le claquage et atteint des valeurs très importantes ($1 \text{ mA} \cdot \text{mm}^{-1}$). Ce courant de fuite peut être expliqué par la non-idéalité du GaN créée par a) des défauts natifs du réseau cristallin tels que des lacunes de gallium ou d'azote, b) des impuretés non intentionnelles présentes dans le GaN telles que le carbone et l'hydrogène présents dans les gaz des précurseurs lors de l'épitaxie ou c) des défauts tels que les dislocations. Le GaN se trouve être de type n à cause de ces défauts. Pour rendre le GaN plus résistif, diminuer les courants de fuite à travers l'épitaxie et augmenter la tension de claquage, le GaN est dopé au carbone.

v. Canal GaN

Le GaN canal est épitaxié sur le GaN dopé C par implantation. Son épaisseur est comprise entre 100 nm et 400 nm.

vi. Espaceur AlN

Pour augmenter les performances du HEMT, une couche de l'ordre du nm d'AlN peut être insérée entre l'AlGaN et le GaN [Nifa 18]. Cette couche d'AlN va augmenter le confinement des électrons dans le canal afin de limiter la pénétration des électrons dans la barrière. L'énergie de gap de l'AlN est de 6,2 eV à 300 K (largement supérieure à celle du GaN et de l'AlGaN quelque soit le taux d'aluminium), ce qui crée un écartement des bandes plus important. La figure 1.17 représente la différence entre la structure de bande entre l'hétérojonction AlGaN/GaN et AlGaN/AlN/GaN. L'ajout de la couche d'AlN permet de diminuer l'effet de diffusion d'alliage et d'augmenter la concentration du 2DEG. La couche d'AlN va aussi limiter les effets de diffusions dus au désordre d'alliage de l'AlGaN, qui réduit la mobilité du 2DEG [Shen 01].

L'épaisseur optimale de la couche d'AlN est de 1 nm pour un effet bénéfique sur la mobilité. En effet, une dégradation de la mobilité associée à la relaxation de l'ensemble AlN/AlGaN apparaît pour des couches d'épaisseurs supérieures [Miyoshi 06].

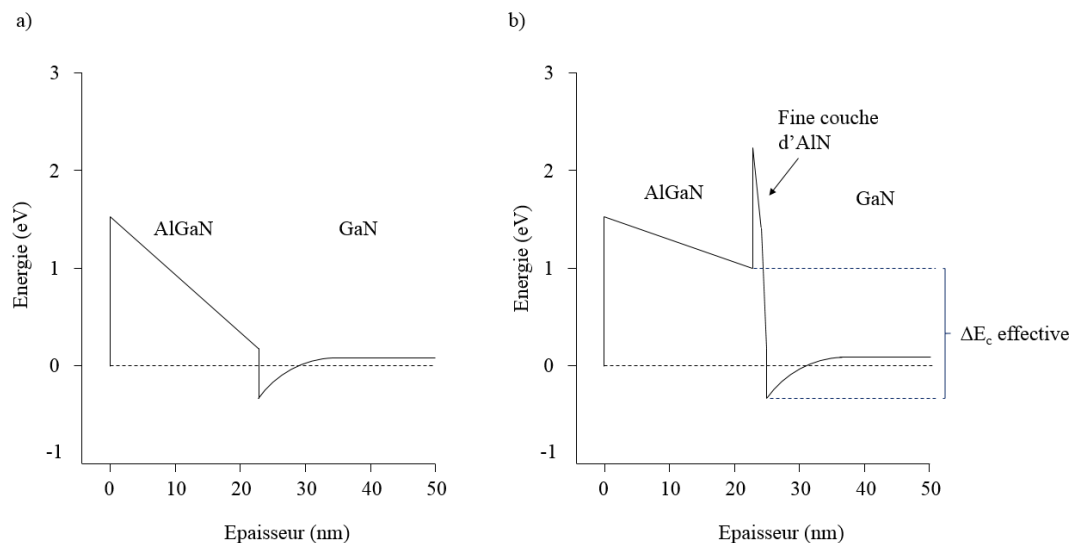


Figure 1.17 : Représentation schématique des bandes de conduction de l'hétérojonction AlGaN/GaN (a) et de l'hétérojonction AlGaN/AlN/GaN (b). La couche d'AlN augmente le ΔE_c entre l'AlGaN et le GaN.

vii. Couche de passivation Si_3N_4

Une couche de passivation de Si_3N_4 est utilisée pour réduire les courants d'effondrement (current collapse) [Hu 00]. L'effondrement de courant correspond à une réduction temporaire du courant source-drain et limite la puissance de sortie du dispositif à hautes fréquences. Ce phénomène est dû aux pièges à la surface de l'AlGaN, tels que les liaisons pendantes. Des couches de passivation telles que le Si_3N_4 , et l' Al_2O_3 [Hashizum 03] vont permettre de compléter les liaisons pendantes d'azote à la surface de l'AlGaN. De plus, les couches de Si_3N_4 permettent d'augmenter les contraintes de tension de la couche d'AlGaN et ainsi la densité du gaz d'électrons [Jeon 05].

viii. Contact de grille

La grille se situe plus proche de la source que du drain car la haute tension est appliquée sur le drain. Puisque le gaz d'électrons est présent à son état naturel, les HEMTs sont en état passant lorsque les tensions de grille sont nulles. Les HEMTs AlGaN/GaN sont donc naturellement conducteurs. On appelle les dispositifs sans procédé spécifique des dispositifs « normally-on ». Il faut donc appliquer des tensions négatives sur la grille pour que le transistor ne laisse pas passer de courant, ce qui n'est pas viable au niveau sécurité pour des applications de puissance. Des transistors « normally-off » sont donc développés afin de limiter les tensions de contrôles. Plusieurs solutions peuvent être adoptées pour obtenir des transistors « normally-off » telles que des HEMTs à grille p-GaN, le montage cascade et le Metal-Oxyde-Semiconducteur Channel au niveau de la grille (MOSC-HEMT). Nous décrirons uniquement le MOSC-HEMT, qui est la solution utilisée au laboratoire [Chu 12, Lager 12, Meneghesso 16].

Afin de fabriquer les MOSCs, la couche de passivation SiN et la couche d'AlGaN sont gravées au niveau de la grille, afin de supprimer le 2DEG sous la grille. En gravant l'AlGaN, les charges de polarisation positives sont supprimées, ce qui permet de dépléter le 2DEG en dessous de la grille à tension nulle. Une couche de diélectrique est ensuite déposée, voir figure 1.18. Des oxydes à haute permittivité diélectrique (afin de minimiser l'épaisseur de ces couches) tels que l'oxyde d'aluminium Al_2O_3 et le HfO_2 sont utilisés. Au laboratoire, une couche d' Al_2O_3 , qui a une différence de bande plus élevée que l'AlGaN, est utilisée, ce qui permet aussi de réduire les courants de fuites de grille. La couche d'oxyde est recuite et le métal de grille est ensuite déposé. Le métal de grille est composé de 60 nm de TiN puis de 300 nm de W.

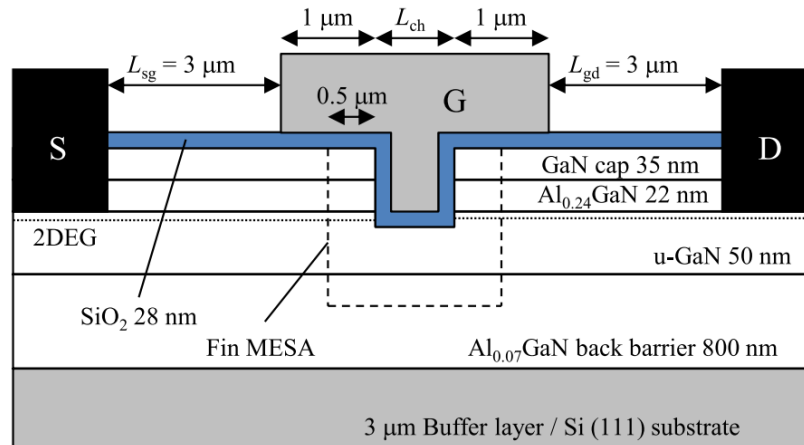


Figure 1.18 : Vue de coupe d'un MOSC-HEMT. L'AlGaN est complètement gravé au niveau du contact de grille et une couche diélectrique de SiO₂ est déposée [Takashima 13].

ix. Contacts de source et de drain

Ces contacts donnent accès au canal 2DEG. Il est nécessaire d'obtenir des contacts ohmiques, peu résistifs et indépendants de la température. Ces contacts doivent aussi posséder une bonne stabilité mécanique afin de résister aux chocs thermiques et ne pas subir d'effet d'électromigration sous champs électriques élevés. Un alliage de Ti et Al effectué à une température de 500 °C est utilisé. Avant le dépôt, l'AlGaN peut être gravé légèrement pour rapprocher le contact du 2DEG afin d'abaisser les résistances de contacts.

Une étude plus approfondie des contacts ohmiques sur les matériaux AlGaN/GaN est présentée au chapitre 2.

Les transistors HEMTs sont intégrés dans les circuits pour fonctionner en tant que robinets et comme amplificateurs utilisant de très faibles tensions de contrôles. Les HEMTs peuvent aussi opérer à des tensions plus élevées que les transistors MOSFETs traditionnels.

II.3. Dysfonctionnements dans les circuits électroniques des HEMTs

Les HEMTs présentent de nombreux avantages tels qu'une haute puissance de sortie, une fréquence de travail élevé et un champ de claquage élevé. Les HEMTs AlGaN/GaN sont aussi peu coûteux à réaliser. Cependant, certains défis apparaissent, notamment la gestion de la thermique.

II.3.a. Dégradation de l'emballage des circuits électroniques

La température au sein des transistors provient de deux effets : la température ambiante et l'auto-échauffement du composant par effet Joule. La température interne des HEMTs en fonctionnement peut être mesurée grâce à des méthodes de spectroscopie Raman et peut atteindre des températures de plus de 400 à 500 °C [Berthet 11]. Les températures maximales sont atteintes dans le canal entre la grille et le drain [Nigam 17]. L'auto-échauffement des structures en fonctionnement provoque à très haute température des courants de fuite au niveau de la grille, la dégradation de la tension de claquage et diminue le courant de saturation dans le canal [Jang 19]. Atteignant une certaine température, les transistors peuvent par la suite cesser de fonctionner mais avant d'atteindre ces températures, le packaging va être dégradé et empêchera le bon fonctionnement du circuit global. Les dégradations du packaging comprennent les deux points suivants.

i. Dégradation de la connexion avec le câblage

Les contacts du HEMT (drain, source et grille) peuvent être reliés au système de contrôle par des fils de câblage ou « wire bonding » en anglais. Ces fils sont le plus souvent en aluminium, or ou cuivre et sont reliés à la puce par ultra-son (US). Pour fixer les fils, ils sont d'abord positionnés sur les contacts du HEMT et ensuite soumis à des US de telle manière à ce que les atomes des fils s'allient avec les métaux de la grille, source ou drain. Cette soudure se détache à 200 °C. Il faut absolument éviter ces températures afin que les fils ne se détachent des puces [Yamada 07].

Une autre manière de connecter les puces au système de contrôle est l'utilisation de billes SAC – composées de Sn, Ag et Cu. Les billes sont déposées sur une couche de Cu sur les contacts de grille, drain et source, et sont chauffées à 180 °C afin d'être collées d'un côté sur les contacts du circuit intégré et de l'autre sur une carte avec les conducteurs imprimés [Lai 96]. Cette technique se nomme « Flip Chip » ou « Bump bonding ». Ce système se dégrade au-delà de 300 °C.

ii. Dégradation de l'emballage

Les puces sont installées dans des boîtiers plastiques TO265. Si les HEMTs dépassent les 150 °C, les boîtiers fondent et se déforment.

Il faut donc éviter d'atteindre des températures au-dessus de 150 °C pour ne pas détériorer les boîtiers ni le câblage.

II.3.b. Etat de l'art des capteurs de températures en technologie HEMT

Des systèmes de mesures de températures sont déjà utilisés pour des circuits électroniques à haute puissance, tels que des systèmes à base de matériaux thermistants (raccourci pour résistor thermique « thermal resistor » en anglais) [Wang 18] ainsi que des diodes Schottky [Chvala 19].

i. Capteurs thermistants

Les capteurs thermistants sont composés de matériaux dont la résistance augmente avec la température. Le platine est généralement utilisé grâce à sa stabilité et sa réponse linéaire [Arenas 14]. La résistance du matériau est mesurée afin de connaître la température ambiante.

Ce type de capteur présente plusieurs désavantages par rapport aux capteurs thermoélectriques.

Le premier inconvénient vient du fait que des mesures I-V doivent être effectuées afin d'avoir la valeur de résistance des thermistants et ensuite pouvoir remonter à la température. Un apport en courant externe est donc nécessaire pour faire fonctionner ces capteurs, contrairement aux capteurs thermoélectriques, qui sont gratuits en consommation grâce à l'effet Seebeck.

De plus, les capteurs à base de matériaux thermistants permettent d'obtenir seulement la température à un temps précis et non un flux thermique, il n'y a donc pas la même prédictibilité de température qu'on peut obtenir avec des capteurs thermoélectriques.

Le dernier inconvénient vient du fait que les capteurs thermistants ne sont pas fabriqués en même temps que les transistors, il faut donc rajouter des étapes de fabrications supplémentaires aux étapes des circuits électroniques, ce qui augmente le coût de fabrication.

ii. Diodes Schottky

Les diodes Schottky sont utilisées pour la mesure de température des circuits électroniques. Le dopage p du GaN n'étant pas encore maîtrisé, les diodes np ne peuvent pas être fabriquées en technologie de puissance. Des diodes Schottky (interface métal / semi-conducteur) sont donc développées afin de mesurer les températures des HEMTs [Chvala 19]. La tension de sortie directe des diodes Schottky dépend de la température ambiante. Il faut donc, comme pour les capteurs à base de thermistants, injecter du courant pour les faire fonctionner et mesurer la température à un temps donné.

De plus, les diodes sont souvent faites sur une puce séparée, il faut donc prévoir de l'espace en conséquence dans le boîtier à côté des circuits électroniques des HEMTs. Leur incorporation aux circuits est plus complexe et donc moins intéressante au niveau industriel.

iii. Capteurs thermoélectriques

A ce jour, il n'existe pas encore de capteur thermoélectrique adapté aux technologies des composants de puissance dans l'état de l'art. En utilisant des matériaux présentant des propriétés thermoélectriques (TE), des capteurs TE convertissent directement les gradients de température en tension électrique. La différence de potentiel à l'entrée et à la sortie du capteur est donc directement proportionnelle à la différence de température au sein de celui-ci. Les capteurs thermoélectriques n'ont pas besoin d'être alimentés, mesurent des différences de températures et des flux thermiques et peuvent être fabriqués in-situ, c'est-à-dire en même temps que les HEMTs, leur permettant donc d'être positionnés au plus proche des transistors. Le flux thermique peut être mesuré, ce qui permet de prédire les variations de température et d'anticiper les températures critiques. Les capteurs thermoélectriques de type embarqués peuvent être fabriqués en même temps que les HEMTs et sur la même puce, ils sont intégrés au procédé de fabrication des HEMTs. Ils apportent donc une fonctionnalité supplémentaire au circuit électronique sans changer les processus de fabrication des dispositifs de puissance, sans apport d'énergie supplémentaire, et sans augmentation du coût de fabrication.

II.4. Le GaN en thermoélectricité

Le GaN et le 2DEG ont pour l'instant été très peu utilisés pour des applications thermoélectriques. Le seul dispositif dans la littérature consiste au développement d'un générateur thermoélectrique à base de GaN sur un substrat en saphire par Szein et al [Szein 09]. Ce dispositif permet d'obtenir une tension de sortie de 0,3 V avec un gradient de température de 30 K et une puissance de sortie de 2,1 μ W.

Des études des propriétés thermoélectriques des matériaux GaN et 2DEG sont présents dans la littérature, cependant, ces propriétés dépendent de nombreux paramètres des matériaux. Les paramètres les plus importants sont : le substrat – le désaccord de maille entre le substrat et les couches actives va engendrer une densité plus ou moins grande de dislocations qui a une conséquence sur le facteur de diffusion et donc sur le coefficient Seebeck [Kucukgok 13], la température, le dopage, l'épaisseur des couches, le taux d'Al dans la couche d'AlGaIn formant le 2DEG, etc. A titre d'exemple, la figure 1.19 représente l'influence de la densité de porteurs sur les propriétés thermoélectriques du GaN [Liu 05].

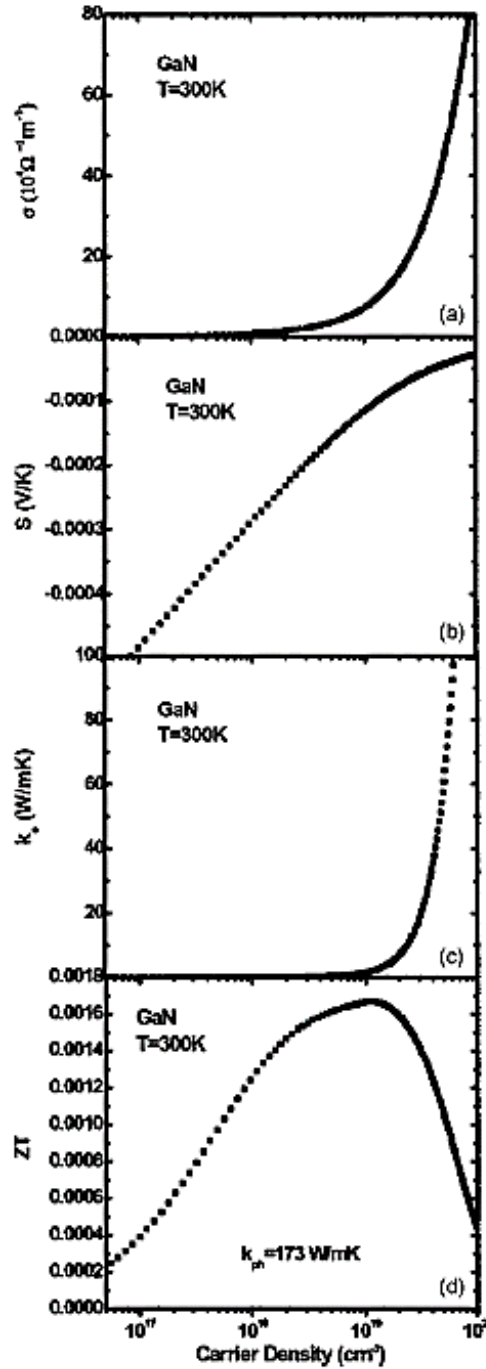


Figure 1.19 : Caractéristiques thermoélectriques du GaN: (a) conductivité électronique, (b) coefficient Seebeck, (c) conductivité thermique électronique et (d) facteur de mérite ZT, en fonction de la densité de porteurs de charges à $T = 300 \text{ K}$ et une densité de dislocations de 5.10^8 cm^{-2} [Liu 05].

Le tableau 1.3 récapitule les différentes valeurs trouvées à 300 K dans la littérature, avec S le coefficient Seebeck, κ la conductivité thermique, σ la conductivité électrique, FP le facteur de puissance, ZT le facteur de mérite et D l'épaisseur des couches étudiées, c'est à dire l'épaisseur du GaN, de l'AlGaIn ou du 2DEG.

Tableau 1.3 : Propriétés thermoélectriques des matériaux GaN, AlGaN et 2DEG.

	S ($\mu\text{V/K}$)	κ ($\frac{\text{W}}{\text{K}\cdot\text{cm}}$)	σ ($\frac{1}{\Omega\cdot\text{cm}}$)	FP ($\frac{\text{mW}}{\text{m}\cdot\text{K}^2}$)	ZT (10^{-3})	N (cm^{-3})	D (μm)	Substrat	Référence
GaN	-300	1,95	200	1,8	1,3	$5\cdot 10^{18}$		Al_2O_3	[W. Liu 05]
$\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$	-200	0,06	500	2	5	$5\cdot 10^{18}$		Al_2O_3	[W. Liu 05]
GaN	-304		3,96	$3,65\cdot 10^{-2}$		10^{16}	2	Al_2O_3	[Hurwitz 10]
n - GaN	-209		17,48	$7,64\cdot 10^{-2}$		$>10^{16}$	3	Al_2O_3	[Hurwitz 10]
n - GaN	-330		7			$2\cdot 10^{18}$		Al_2O_3	[Brandt 98]
p - GaN	90			$0,7\cdot 10^{-1}$		$5\cdot 10^{19}$		Al_2O_3	[Brandt 98]
GaN	-50		70	$0,2\cdot 10^{-1}$		$1,5\cdot 10^{18}$	400	Al_2O_3	[Kucukgok 13]
GaN	-105		70	$0,8\cdot 10^{-1}$		$2\cdot 10^{18}$	2	Al_2O_3	[Kucukgok 13]
$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$ (30 nm) / GaN (1 μm)	-240					$2,5\cdot 10^{19}$	5,7 nm (calculé)	Al_2O_3	[Nagase 15]
$\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{N}$ (20 nm) / GaN (900 nm)	-90		6030	9		$2,5\cdot 10^{19}$	2 nm (calculé)	SiC	[Ohta 17]
$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ (30 nm) / GaN (1,2 μm)	-120	1,35	4900		0,019	$1,73\cdot 10^{19}$	6,1 nm (calculé)	Si	[Yalamarthy 18]
$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ (30 nm) / GaN (100 nm)	-90	0,45	4600		0,025	$2,07\cdot 10^{19}$	4,4 nm (calculé)	Si	[Yalamarthy 18]

On s'aperçoit que les caractéristiques thermoélectriques trouvées dans la littérature, coefficient Seebeck, conductivité thermique et conductivité électrique, sont grandement dispersées et dépendent d'un nombre extensif de paramètres. Le coefficient Seebeck varie de $-90 \mu\text{V/K}$ à $300 \mu\text{V/K}$ pour le GaN dopé n sur un substrat en saphir à température ambiante et varie de $-90 \mu\text{V/K}$ à $-240 \mu\text{V/K}$ pour l'hétérojonction à température ambiante.

Une étude sur les propriétés TE de ces matériaux est donc nécessaire pour dimensionner au mieux les capteurs qui les intégreront, ce qui sera notamment présenté au chapitre suivant.

III. Conclusion du chapitre 1

En première partie, les trois effets thermoélectriques, Seebeck, Peltier et Thomson, ont d'abord été présentés ainsi que les grandeurs thermoélectriques principales. Les systèmes thermoélectriques ont

ensuite été évoqués dont le capteur thermique qui délivre une tension proportionnelle à la différence de température le traversant.

Les transistors de puissance « HEMTs » ont été décrits dans une seconde partie. La structure cristalline du GaN et la formation du gaz d'électron 2D à l'interface d'une couche de GaN et d'une couche d'AlGaN ont été expliquées.

Les HEMTs AlGaN/GaN permettent d'obtenir des puissances de fonctionnement élevés, cependant ils peuvent atteindre des températures de fonctionnement élevées (150-200 °C). Ces températures peuvent détériorer les HEMTs et donc baisser leurs puissances de sortie. Des systèmes ont été développés pour mesurer la température des HEMTs afin d'éviter leur surchauffe. Cependant, ces capteurs consomment de l'énergie pour fonctionner et peuvent nécessiter beaucoup de surface.

L'objectif de la thèse est de développer des capteurs de flux thermiques en technologie GaN, compatibles avec les procédés de fabrication des HEMTs. Ces capteurs actifs s'autoalimentent en utilisant une énergie thermique afin de délivrer une énergie électrique grâce à l'effet Seebeck. Ces capteurs peuvent mesurer une quantité de flux thermique proportionnel à celui des HEMTs. Grâce aux mesures de flux thermiques, une anticipation des surchauffes des transistors peut être établie afin d'éviter la détérioration de ceux-ci. Une cartographie thermique des circuits intégrés peut aussi être réalisée.

IV. Bibliographie du chapitre 1

- [Allied market research 2020] Allied research market
GaN Power Device Market by Device (GaN Power Discrete Devices, GaN Power ICs, GaN Power Module), Industry Vertical (Consumer Electronics, IT & Telecommunication, Automotive, Aerospace & Defense, and Others): Global Opportunity Analysis and Industry Forecast, 2020–2027
<https://www.alliedmarketresearch.com/gallium-nitride-GaN-power-devicemarket>.
- [Ambacher 98] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L.F. Eastmann, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck
Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures
Journal of Applied Physics, vol. 85, no. 6, p. 3222, 1998.
- [Anatychuk 10] L. Anatychuk, J. Stockholm et G. Pastorino
On the discovery of thermoelectricity by A. Volta.
Proceedings of the 8th European Conference on Thermoelectrics, pages 15-18, Côme, Italie, 2010.
- [Arenas 14] O. Arenas, A. Al Alam, A. Thevenot, Y. Cordier, A. Jaouad, V. Amiwez, H. Maher, R. Arès et F. Boone
Integration of micro resistance thermometer detectors in AlGaIn/GaN devices.
Journal of the electron devices society, vol. 2, No. 6, 2014
- [Arulkumaran 03] S. Arulkumaran, T. Egawa et H. Ishikawa
Characterization of different Al content $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures and high-electron-mobility transistors on sapphire
Journal of Vacuum Science & Technology B, vol. 21, p. 888, 2003.
- [Asgari 03] A. Asgari, M. Kalafi, and L. Faraone,
Effects of partially occupied sub-bands on two-dimensional electron mobility in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{GaN}$ heterostructures
Journal of Applied Physics, 95, 1185, 2004
- [Astre 12] G. Astre
Fiabilité des dispositifs HEMT en technologie GaN
Thèse de doctorat de l'université de Toulouse, 2012
- [Baron 09] N. Baron
Optimisation de l'épitaxie sous jets moléculaires d'hétérostructures à base de Ga: application aux transistors à haute mobilité d'électrons sur substrat silicium
Thèse de doctorat de l'Université de Nice-Sophia Antipolis, 2009.
- [Bapkar 97] U. V. Bapkar et M. Shur
Monte carlo calculation of velocity-field characteristics of wurtzite GaN
Journal of Applied Physics 82, 1649 (1997)
- [Bernardini 97] F. Bernardini, V. Fiorentini et D. Vanderbilt
Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides
Physical Review B 56.16 (oct. 1997),R10024-R10027

- [Berthet 11] F. Berthet, Y. Guhel, H. Gualous, B. Boudard, J.L. Trolet, L. Piccione, C. Gaquière
Characterization of the self-heating of AlGaIn/GaN HEMTs during an electrical stress by using Raman spectroscopy
Microelectronics Reliability, 51, 1796-1800, 2011
- [Boukai 08] A. I. Boukai, Y. Bunimovich, J. Tahir-Kheli, J.-K. Yu, W. A. Goddard III et J. R. Heath
Silicon nanowires as efficient thermoelectric materials.
Nature, 451(7175):168-171, 2008.
- [Brandt 98] M. S. Brandt, P. Herbst, H. Angerer, O. Ambacher et M. Stutzmann
Thermopower investigation of n- and p- type GaN
Physical review V, vol. 58, num 12
- [Chu 12] R. Chu
Normally-off GaN-on-Si metal-insulator-semiconductor field-effect transistor with 600-V blocking capability at 200 C
2012 24th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs.
Juin 2012,p.237-240
- [Chvala 19] A. Chvala, R. Szobolovsky, J. Kovac, M. Florovic, J. Marek, L. Cernaj, D. Donoval, J. Kovac, C. Dua, S. L. Delage et J-C. Jacquet
Advanced Characterization Techniques and Analysis of Thermal Properties of AlGaIn/GaN Multifinger Power HEMTs on SiC Substrate Supported by Three-Dimensional Simulation
Journal of Electronic Packaging, 2019, Vol. 141 / 031007-1
- [Detchprohm 92] T. Detchprohm, K. Hiramatsu, H. Amano et I. Akasaki
Hydride vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using a ZnO buffer layer
Applied Physics Letters, 61, 2688 (1992)
- [Fourier 23] J. Fourier et H. Ørsted
Sur quelques nouvelles expériences thermo-électriques faites par M. le Baron Fourier et M. Ørsted (Notice lue à l'Académie des Sciences par M. Ørsted).
Annales de Chimie et de Physique, 22:375-389, 1823.
- [Fritsch 03] D. Fritsch, H. Schmidt, M. Grundmann
Band-structure pseudopotential calculation of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN
Physical review B 67, 235205 (2003)
- [Harman 02] T. C. Harman, P. J. Taylor, M. P. Walsh et B. E. LaForge
Quantum dot superlattice thermoelectric materials and devices.
Science, 297(5590):2229-2232, 2002.
- [Hashizume 03] T. Hashizume, S. Ootomo, H. Hasegawa
Suppression of current collapse in insulated gate AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors using ultrathin Al₂O₃ dielectric
Applied Physics Letters, vol. 83, no 14, p. 2952–2954, 2003.
- [Hsu 01] H. Hsu, W. Walukiewicz
Effects of polarization fields on transport properties in AlGaIn/GaN heterostructures

- Journal of Applied Physics, vol 89 no. 3, 1783, 2001
- [Hu 01] X. Hu, A. Koudymov, G. Simin, J. Yang, M. Asif Khan
Si₃N₄/AlGa_N/Ga_N metal–insulator–semiconductor heterostructure field–effect transistors
Applied Physics Letters, vol. 79, no 17, p. 2832–2834, 2001.
- [Hurwitz 10] E. N. Hurwitz, M. Asghar, A. Melton, B. Kucukgok, L. Su, M. Oroc, M. Jamil, N. Lu et I. T. Ferguson
Thermopower study of Ga_N based materials for next-generation thermoelectric devices and applications
Journal of electronic materials, vol. 40, No. 5, 2011
- [Ibbetson 00] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra
Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors
Applied Physics Letters, vol. 77, no. 2, p. 250, 2000
- [Jang 19] K.W. Jang, I.T. Hwang, H.J. Kim, S.H. Lee, J.W. Lim, H.S ; Kim
Thermal analysis and operational characteristics of an AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistor with copper-filled structures: simulation study.
Micromachines, 11, 53, 2020
- [Jeon 05] C. M. Jeon, J-L. Lee
Effects of tensile stress induced by silicon nitride passivation on electrical characteristics of AlGa_N/ Ga_N heterostructure field-effect transistors
Applied Physics Letters, vol. 86, no. 17, p. 172101, 2005
- [Koley 05] G. Koley and M. G. Spencer
On the origin of the two-dimensional electron gas at the AlGa_N/Ga_N heterostructure interface
Applied Physics Letters, vol. 86, no. 4, p. 042107, 2005.
- [Kucukgok 13] B. Kucukgok, B. Wang, A. G. Melton, N. Lu et I. T Ferguson
Comparaison of thermoelectric properties of Ga_N and ZnO samples
Physica Status Solidi C, 11, No. 3-4, 894-897 (2014)
- [Lagger 12] P. Lagger
Towards understanding the origin of threshold voltage instability of AlGa_N/Ga_N MIS-HEMTs
International Electron Devices Meeting. Déc. 2012, p.13.1.1-13.1.4.
- [Lai 96] L. Zonghe, J. Liu
Anisotropically conductive adhesive flic-chip bonding bonding on rigid and flexible printed circuit substrates.
IEEE Transaction on components, packaging, and manufacturing technology – Part B, vol. 19, no. 3, 1996
- [Lee 04] K.K. Lee, A.S. Alexandrov, W. Y. Liang
Breakdown of the Wiedemann-Franz law in strongly-coupled electron-phonon system, application to the cuprates
The European Physical Journal B, Vol. 39, No.4, pp.459, (2004).
- [Lehmann 15] J. Lehmann

- Caractérisation électrique d'hétérostructure AlGa_N/Ga_N pour des applications de puissance
Thèse de doctorat de l'université Grenoble Alpes, 2015
- [Lorin 19] T. Lorin
Contribution à la compréhension et à la réduction de l'effet de current collapse dans les HEMTs et diodes à base d'hétérojonction AlGa_N/Ga_N sur substrat silicium pour des applications de puissance
Thèse de doctorat de l'Université de Grenoble Alpes, 2019
- [Meneghini 17] M. Meneghini, G. Meneghesso et E. Zanoni
Power GaN Devices : Materials, Applications and Reliability
Power Electronics and Power Systems. Springer International Publishing, 2017.
- [Meneghesso 16] G. Meneghesso
Reliability of power devices : Bias-induced threshold voltage instability and dielectric breakdown in GaN MIS-HEMTs
2016 IEEE International Integrated Reliability Workshop (IIRW).
Oct.2016,p.35-40
- [Miyoshi 06] M. Miyoshi, T. Egawa et H. Ishikawa
Study on mobility enhancement in MOVPE-grown AlGa_N/Al_N/Ga_N HEMT structures using a thin Al_N interfacial layer
Solid-State Electronics 50.9-10 (sept.2006),p.1515-1521
- [Mohammad 04] S. N. Mohammad
Contact mechanisms and design principles for alloyed ohmic contacts to n-GaN
Journal of Applied Physics, vol. 95, no. 12, p. 7940, 2000
- [Nagase 15] K. Nagase, S. Takado, K. Nakahara
Thermoelectric enhancement in the two-dimensional electron gas of AlGa_N/Ga_N heterostructures
Physica status solidi A 213, no 4, 1088-1092, 2016.
- [Nigam 17] A. Nigam, T. N. Bhat, S. Rajamani, S. B. Dolmanan, S. Tripathy, M. Kumar
Effects of self-heating of AlGa_N/Ga_N HEMT on Si(111) substrate.
AIP Advances 7, 085015, 2017
- [Nifa 18] I. Nifa
Caractérisation et modélisation du gaz 2D des dispositifs MIS-HEMTs sur Ga_N
Thèse de doctorat de l'Université de Grenoble Alpes, 2018.
- [Nguyen 14] T. D. H. Nguyen
Réalisation et caractérisation de HEMTs AlGa_N/Ga_N sur silicium pour applications à haute tension
Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud - Paris XI, 2013.
- [Ørsted 23] H. Ørsted
Nouvelles expériences de M. Seebeck sur les actions électro-magnétiques (Note communiquée par M. Ørsted).
Annales de Chimie et de Physique, 22:199-201,1823.
- [Ohta 17] H. Ohta, S. W. Kim, S. Kaneti, A. Yamamoto, T. Hashizume
High thermoelectric power factor of high mobility 2D electron gas
Advanced Science, 2008, 5, 1700696

- [Renesson 14] S. Rennesson
Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs à base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques
Thèse de doctorat de l'Université de Nice-Sophia Antipolis, 2014.
- [Rowe 06] D. M. Rowe
CRC Handbook of Thermoelectrics
CRC Press, Boca Raton, FL, (2006)
- [Rao 16] S. Rao, L. D. Benedetto, G. Pangallo, A. Rubino, S. Bellone et F. G. Della Corte
85–440 K Temperature Sensor Based on a 4H-SiC Schottky Diode
IEEE Sensors Journal, Vol. 16, No. 17, September 1, 2016
- [Savelli 07] G. Savelli
Etude et développement de composants thermoélectriques à base de couches minces.
Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 2007.
- [Savelli 20] G. Savelli, J-P. Colonna, M. Keller, P. Coudrain, D. Wendler, J. Goepfert, Y. Manoli, P. Faucherand et A. Royer
Integrated thermoelectric sensors on quantum dot superlattice for thermal management applications
Journal of Physics D: Applied Physics, 53 (2020) 445101
- [Seebeck 25] T. J. Seebeck
Magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperatur-Differenz.
Abhandlungen der Königlichen Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin aus den Jahren 1822 und 1823, pages 265-373. 1825.
- [Shen 01] L. Shen, S. Heikman, B. Moran, R. Coffie, N.-Q. Zhang, D. Buttari, I. P. Smorchkova, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra
AlGaIn/AlN/GaN High-Power Microwave HEMT
IEEE Electron Device Letters, vol. 22, no. 10, 2001
- [Sztein 09] A. Sztein, H. Ohta, J. sonoda, A. Ramu, J. E. Bowers, S. P. DenBaars et S. Nakamura
GaN-based integrated thermoelectric device for micro-power generation
Applied Physics Express 2 (2009) 111003
- [Takashima 13] S. Takashim, Z. Li et T. P. Chow
Sidewall Dominated Characteristics on Fin-Gate AlGaIn/GaN MOS-Channel-HEMTs
IEEE transactions on electron devices, vol. 60, No. 10, 2013
- [Telkes 47] M. Telkes
The efficiency of thermoelectric generators. I.
Journal of Applied Physics, 18(12):1116, 1947.
- [Thomson 51] W. Thomson
On a mechanical theory of thermoelectric currents.

- In Proceedings of the Royal Society of Edinburgh, pages 91-98, 1851.
- [Thomson 82] W. Thomson
On the dynamical theory of heat
Mathematical and Physical Papers, Vol. 1, p. 232, (1882).
- [Venkatasubramanian 01] R. Venkatasubramanian, E. Siivola, T. Colpitts et B. O'Quinn
Thin-film thermoelectric devices with high room-temperature figures of merit.
Nature, 413(6856):597-602, 2001.
- [Wang 18] C.C. Wang, Z.Y. Hou, J.-C. You
A High-Precision CMOS Temperature Sensor with Thermistor Linear Calibration in the (-5 °C, 120 °C) Temperature Range
Sensors, vol. 18, n° 7, p. 2165, 2018.
- [Watanabe 93] A. Watanabe
The growth of single crystalline GaN on a Si substrate using AlN as an intermediate layer
Journal of Crystal Growth 128.1 (mar.1993),p.391- 396.
- [Whitlow 95] L. W. Whitlow, T. Hirano
Superlattice applications to thermoelectricity
Journal of Applied Physics, Vol.78, No.9, pp.5460, (1995).
- [Wold 12] World Telecommunication
Transistor HEMT en GaN pour les applications Haut Débit
https://world-telecommunication.blogspot.com/2012/11/transistor-hemt-en-gan-pour-les_16.html
- [Yalamarthy 18] A. S. Yalamarthy, H. So, M. M. Rojo, A. J. Suria, X. Xu, E. Pop et D. G. Senesky
Tuning Electrical and thermal transport in AlGaIn/GaN heterostructures via buffer layer engineering
Advanced Functional Materials, 2018, 28, 1705823
- [Yamada 07] Y. Yamada, Y. Takaku, Y. Yagi, I. Nakagawa, T. Atsumi, M. Shirai, I. Ohnuma, K. Ishida
Reliability of wire-bonding and solder joint for high temperature operation of power semiconductor device
Microelectronics Reliability 47 (2007) 2147-2151
- [Yole 18] Yole development
URL : http://www.yole.fr/PowerGaN_IndustryUpdate.aspx.
- [Zhang 00] Y. Zhang, I. P. Smorchkova, C. R. Elsass, S. Keller, J. P. Ibbetson, S. Denbaars, U. K. Mishra, J. Singh
Charge control and mobility in AlGaIn/GaN transistors: Experimental and theoretical studies
Journal of Applied Physics, vol. 87, no. 11, p. 7981, 2000

Chapitre 2 : Etude de contacts et des propriétés thermoélectriques des matériaux GaN et AlGaN/GaN

I. Etude de contacts pour GaN et AlGaN/GaN.....	50
I.1. Etude théorique	50
I.1.a. Principes de base des contacts ohmiques et Schottky	50
i. Contact Schottky – $\phi_m > \phi_s$	51
ii. Contact ohmique – $\phi_s > \phi_m$	52
iii. Les limites du modèle de Schottky-Mott	53
iv. Mécanismes de conduction dans un contact Schottky	53
I.1.b. Historique des contacts	55
I.1.c. Influence des lacunes d’azote.....	56
I.1.d. Traitement plasma.....	56
I.1.e. Contacts ohmiques sur hétérostructure AlGaN/GaN.....	56
I.2. Résultats expérimentaux	57
I.2.a. Procédé de fabrication de structures TLM sur les matériaux n-GaN et AlGaN/GaN	60
I.2.b Etude des contacts ohmiques sur GaN	61
i. Etude structurelle des contacts	62
- Contact Ti (95 nm) / Al (200 nm)	62
- Contact Ti (30 nm) / Au (200 nm)	64
- Contact Ti (10 nm) / Au (30 nm) / Al (200 nm)	64
- Résumé.....	66
ii. Etude électrique des contacts	66
I.2.c. Etude des contacts ohmiques sur l’hétérojonction AlGaN/GaN	68
i. Etude structurelle des contacts	71
- Contact Ti (95 nm) / Al (200 nm)	71
- Contact Ti (30 nm) / Au (200 nm)	72
- Contact Ti (10 nm) / Au (30 nm) / Al (200 nm)	73
- Contact Ti (20 nm) / Al (80 nm) / Ni (40 nm) / Au (100 nm).....	74
- Résumé.....	76
ii. Etude électrique des contacts	76
II. Etude des propriétés thermoélectriques du GaN dopé n et de l’AlGaN/GaN.....	78
II.1. Présentation des appareils de mesures	78
II.1.a. Mesure du coefficient Seebeck et de la résistivité électrique par ZEM-3.....	78
II.1.b. Mesure des propriétés électriques par Van der Pauw / Effet Hall	80
II.2. Mesures des propriétés thermoélectriques des matériaux.....	81
III. Conclusion du chapitre 2.....	87
IV. Bibliographie.....	89

I. Etude de contacts pour GaN et AlGaIn/GaN

Un contact ohmique est un contact entre un métal et un semi-conducteur ayant une très faible résistance de contact et ayant un courant le traversant proportionnel à la tension qui lui est appliquée. La fabrication de contacts électriques à faible résistance de contact est essentielle afin de minimiser la résistance électrique totale des capteurs. Une résistance élevée engendre des pertes de puissance conséquentes, puissance qui peut être transformée en énergie thermique par effet Joule et entraîner au réchauffement du circuit.

Les contacts doivent aussi être mécaniquement stables, bien adhérer à la surface du semi-conducteur, ne pas s'oxyder au cours du temps et avoir une surface lisse. Ils doivent être thermiquement stables afin de fonctionner à des températures élevées : comme déjà présenté dans le premier chapitre, les dispositifs de puissance peuvent chauffer jusqu'à 300 °C. Les contacts doivent donc garder leurs caractéristiques électriques avec le temps et les changements de température.

La résistance de contact varie énormément en fonction de différents paramètres des métaux utilisés pour les contacts (tels que leur épaisseur, leur composition, le ratio entre les différents métaux...) et des semi-conducteurs sur lesquels ils sont déposés (tels que leur dopage, l'épaisseur de la concentration en aluminium des couches AlGaIn pour les hétérojonctions AlGaIn/GaN, etc.). Une étude de contacts pour chaque matériau est essentielle pour obtenir les contacts les moins résistifs afin d'éviter les surchauffes dans les systèmes.

Dans la première partie de ce chapitre, une étude théorique des contacts Schottky et ohmique sera présentée. En deuxième partie, l'étude de contact sur nos matériaux sera présentée. Celle-ci est composée de caractérisations structurelles et électriques pour le matériau n-GaN et pour l'hétérostructure AlGaIn/GaN. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude des propriétés thermoélectriques des matériaux en utilisant les contacts présentés en première partie.

I.1. Etude théorique

I.1.a. Principes de base des contacts ohmiques et Schottky

Le problème essentiel dans l'étude de l'hétérojonction est la barrière de potentiel qui existe à l'interface des différents matériaux – métaux / semi-conducteurs. La barrière conditionne le passage des électrons et des trous d'un matériau à l'autre. Celle-ci se détermine en comparant l'énergie qu'il faut fournir à un électron de chacun des matériaux pour l'extraire de ces matériaux et l'en éloigner infiniment [Nguyen 13].

Dans un métal, tous les ions constituant le métal exercent un ensemble de forces, dont la résultante est nulle, sur les électrons de conduction. Les électrons sont libres de se déplacer sous l'action de champs électriques. A 0 Kelvin, les électrons libres sont situés au-dessus du niveau de Fermi. Pour extraire un électron, il faut donc lui fournir une énergie suffisante pour l'extraire du niveau de Fermi et l'envoyer jusqu'au niveau du vide ; cette énergie s'appelle le travail de sortie, noté ϕ_m (voir figure 2.1). Lorsque l'électron est au niveau du vide, sa force électrostatique est négligeable. Le travail de sortie est une valeur caractéristique du métal.

Dans le cas d'un semi-conducteur, le travail de sortie ϕ_s est défini de la même manière, mais ce n'est pas un paramètre spécifique pour les semi-conducteurs car le niveau de Fermi varie avec le niveau de dopage du semi-conducteur. Notons aussi qu'il n'y a pas d'électron au niveau de Fermi, sauf pour les semi-conducteurs dégénérés. Un nouveau paramètre est introduit qui est l'affinité électronique χ , celui-ci représente l'énergie nécessaire pour extraire un électron situé en bas de la bande de conduction et l'envoyer jusqu'au niveau du vide. Cette valeur (voir figure 2.1) est une grandeur spécifique du semi-conducteur. Pour une couche épitaxiée et peu stressée de GaN, on considère généralement χ_{GaN} à peu près égale à 4,1eV [Bougrov 01].

Selon le modèle de Schottky-Mott, un contact peut être de type Schottky ou de type ohmique. Lorsqu'on met en contact le métal et le semi-conducteur, il y a échange entre les porteurs des deux matériaux jusqu'à ce qu'il y ait un équilibre thermodynamique dans toute la structure. Le niveau de Fermi est alors constant.

La figure 2.1 représente les bandes d'énergies d'un métal et d'un semi-conducteur de type n. Les deux matériaux ne sont pas en contact.

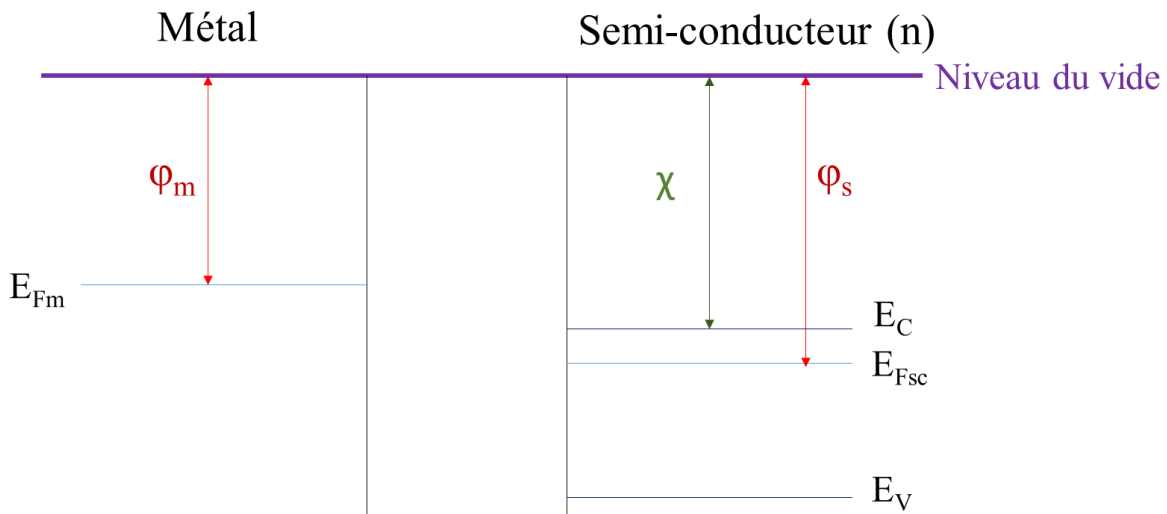


Figure 2.1 : Schéma des bandes d'énergie d'un métal et d'un semi-conducteur de type n sans contact [Mott 39].

i. Contact Schottky – $\phi_m > \phi_s$

Si on considère le cas où le travail de sortie du métal est plus grand que celui du semi-conducteur (de type n). Lorsqu'on met en contact le métal et le semi-conducteur, des électrons du semi-conducteur vont passer du côté du métal. Il y a donc une accumulation d'électrons côté métal très proche de l'interface métal/semi-conducteur sur quelques centaines de picomètres. Du côté du semi-conducteur, la densité en électrons est extrêmement faible. Un dipôle électrostatique est créé et agit comme une barrière de potentiel sur les électrons en empêchant leur migration d'un matériau à l'autre. La barrière augmente avec la charge électronique transférée jusqu'à atteindre un équilibre lorsque les niveaux de Fermi du métal et du semi-conducteur sont alignés, comme illustré à la figure 2.2.

Au niveau de l'interface métal / semi-conducteur côté semi-conducteur, une zone de charge de l'espace (ZCE sur le schéma) s'est établie ; la distance énergétique de E_F à E_C est fortement modifiée et se rétablit au-delà de la ZCE. Du côté du métal, la densité électronique est de trois à quatre ordres de grandeur supérieure à celle du semi-conducteur, l'étendue et le potentiel de la zone de charge d'espace peuvent être négligés.

Un électron doit passer une barrière de potentiel ϕ_b , appelée barrière de Schottky, pour passer du métal au semi-conducteur. Cette barrière de Schottky est égale à la différence entre le travail de sortie du métal et l'affinité électronique du semi-conducteur :

$$\phi_b = \phi_m - \chi \tag{Eq. 2.1}$$

La hauteur de la barrière de Schottky ne dépend pas du positionnement du niveau de Fermi, elle n'est pas affectée par la polarisation imposée aux bornes de la jonction métal-semi-conducteur.

La barrière de potentiel que doit passer un électron pour aller du semi-conducteur au métal est plus faible, elle est égale à :

$$\phi_b = \phi_m - \phi_s \tag{Eq. 2.2}$$

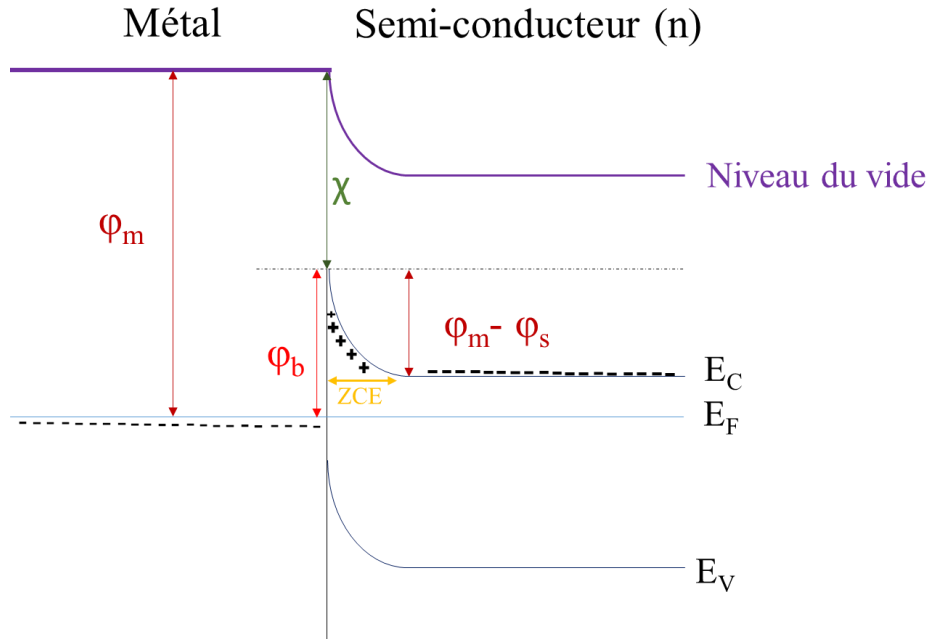


Figure 2.2 : Schéma des bandes d'énergie d'un métal et d'un semi-conducteur de type n en contact à l'équilibre thermoélectrique avec $\phi_m > \phi_s$ [Mott 39].

La hauteur est moins élevée que la barrière Schottky mais dépend de la polarisation aux bornes de la jonction. Les variations de la hauteur de cette barrière peuvent expliquer le comportement électrique de ce type de jonction.

- Polarisation directe

En imposant une tension entre le métal et le semi-conducteur $V_{MS} > 0$, le champ électrique créé va venir compenser celui créé par la ZCE. Le niveau de Fermi est relevé de eV_{MS} , la barrière de potentiel du semi-conducteur au métal est donc abaissée et les électrons pourront franchir plus facilement la barrière pour aller au métal.

- Polarisation inverse

Dans le cas inverse, $V_{MS} < 0$, le champ électrique induit s'ajoute à la ZCE. Le niveau de Fermi est abaissé de $|eV_{MS}|$ et la barrière de potentiel du semi-conducteur vers le métal est relevée.

Le contact de type Schottky présente une caractéristique courant – tension non linéaire avec en polarisation inverse un courant très faible, et en polarisation directe un seuil pour effacer la barrière puis une caractéristique linéaire.

ii. Contact ohmique – $\phi_s > \phi_m$

Prenons maintenant le cas où le travail de sortie du métal est inférieur à celui du semi-conducteur de type n (figure 2.3). Lorsqu'on met en contact les deux matériaux, les électrons passent du métal au semi-conducteur. Une zone d'accumulation d'électrons (ZAE) se forme dans le semi-conducteur au voisinage de l'interface jusqu'à atteindre l'équilibre thermodynamique et donc un niveau de Fermi constant dans toute la structure. Le champ électrique induit provoque la courbure des bandes d'énergie du semi-conducteur vers le bas.

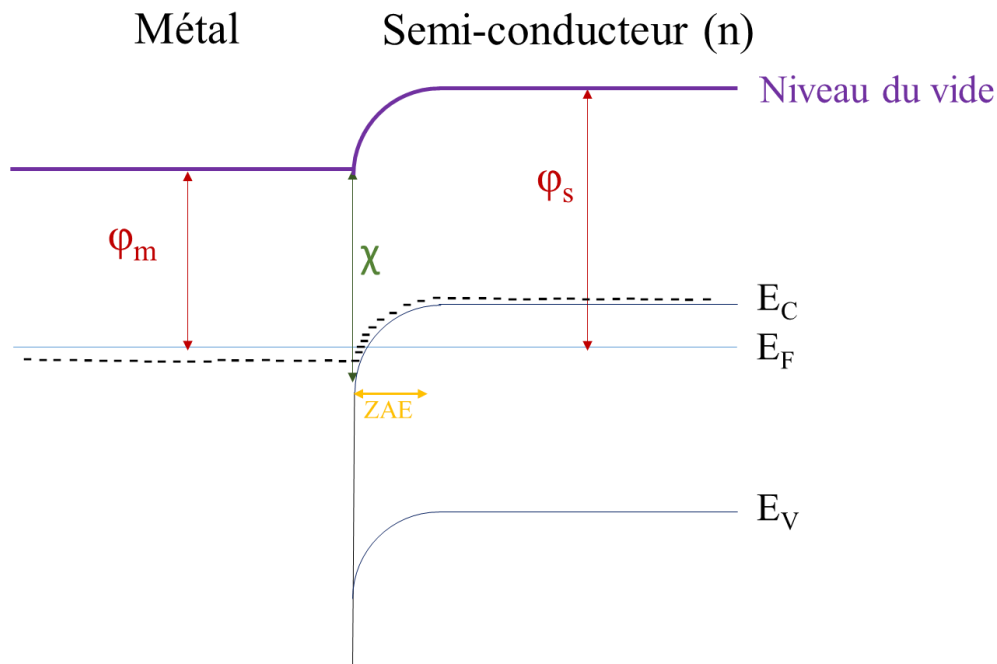


Figure 2.3 : Schéma des bandes d'énergie d'un métal et d'un semi-conducteur de type n en contact à l'équilibre thermoélectrique avec $\varphi_m < \varphi_s$ [Mott 39].

Une couche d'accumulation d'électrons à l'interface du côté du semi-conducteur existe. Il n'y a dans ce cas pas de barrière qui empêche la circulation des porteurs dans la structure. On a un contact ohmique avec une caractéristique $I(V)$ linéaire.

iii. Les limites du modèle de Schottky-Mott

Le modèle de Schottky-Mott prédit simplement le comportement de contacts métal sur semi-conducteurs. Cependant ce modèle n'est pas toujours vérifié, le dépôt d'un métal ayant $\varphi_m < \varphi_s$ ne réalise pas toujours un contact ohmique. Des phénomènes qui ne sont pas pris en compte dans le modèle Schottky-Mott peuvent venir perturber l'équilibre des bandes. D'autres modèles prennent en compte ces effets tels que le modèle de Bardeen – qui prend en compte l'influence des états de surface du semi-conducteur introduits notamment par les liaisons pendantes [Bardeen 47], et le modèle de Kurtin – qui prend en compte l'effet résultant de la différence d'électronégativité dans les semi-conducteurs présentant des liaisons iono-covalentes [Kurtin 69].

iv. Mécanismes de conduction dans un contact Schottky

La formation de contacts ohmiques est donc freinée par différents effets parasites qui ne sont pas pris en compte dans les modèles simples. L'obtention d'un contact ohmique théorique sur du GaN est peu probable, il faut alors simplifier le passage des électrons à travers la barrière de potentiel. Les électrons issus de l'intérieur du semi-conducteur traversent la barrière de potentiel suivant différentes méthodes. La hauteur de la barrière de Schottky et le dopage du semi-conducteur N_D va jouer un rôle important sur le passage des électrons. En fonction de ce dopage, différents mécanismes de transport peuvent se produire dus à l'épaisseur des zones de charges d'espace.

En général, pour les semi-conducteurs faiblement dopés : $N_D < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, le transport par émission thermoionique domine (figure 2.4-a). La zone de charge est trop épaisse pour que les porteurs de charge traversent la barrière, ils doivent être excités thermiquement pour passer au-dessus des barrières [Greco 16]. A une température T , l'énergie thermique permet aux électrons d'acquérir une énergie cinétique supérieure à la barrière de potentiel, leur permettant de la franchir. La densité de courant émise J_{thermo} est donnée par la loi de Richardson :

$$J_{\text{thermo}} \propto T^2 e^{\frac{-\Phi_b}{kT}} \quad (\text{Eq. 2.3})$$

Pour des dopages intermédiaires : $10^{17} < N_D < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, l'effet tunnel activé thermiquement domine, et les porteurs de charge sont excités thermiquement jusqu'à une énergie où la barrière est suffisamment fine afin qu'ils puissent passer par effet tunnel (figure 2.4-b) [Greco 16]. Dans ce cas, la densité de courant dépend de la température, de la hauteur de la barrière et de son épaisseur.

Pour les semi-conducteurs fortement dopés : $N_D > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, le transport par effet tunnel direct domine, c'est-à-dire que la barrière de Schottky est assez fine pour que les porteurs de charges puissent directement passer d'un matériau à l'autre par effet tunnel (figure 2.4-c) [Greco 16]. La densité de courant par effet tunnel direct J_{tunnel} diminue exponentiellement avec l'épaisseur h de la barrière de potentiel.

$$J_{\text{tunnel}} \propto e^{-h} \quad (\text{Eq. 2.4})$$

Finalement le transport peut se faire en deux étapes successives : 1) effet tunnel assisté par défauts grâce aux défauts localisés de la bande interdite. Les électrons sautent successivement d'un de ces états localisés à un autre dans la bande interdite du semi-conducteur et passe la barrière de potentiel de cette façon (figure 2.4-d). La densité de courant dépend du type d'impuretés et de leurs concentrations dans le matériau ; 2) la recombinaison des paires électron-trou assistée par des défauts : les centres profonds des semi-conducteurs peuvent être le siège de mécanismes de génération-recombinaison (figure 2.4-d) [Nguyen 13].

Les mécanismes de conduction des électrons dépendent donc de la hauteur de la barrière Schottky, son épaisseur, la densité d'impuretés dans le matériau semi-conducteur et de la température T de la jonction. Certains de ces paramètres peuvent être liés : le dopage d'un matériau, qui est la solution la plus communément utilisée pour établir un contact ohmique, va réduire la taille de la ZCE, favorisant la conduction basée sur l'effet tunnel, et aussi augmenter la concentration d'impuretés ionisées dans le matériau, favorisant la conduction par effet tunnel assisté par défauts.

Pour des contacts ohmiques, l'effet tunnel direct, ne dépendant pas de la température, est le mode de conduction de préférence. Une barrière de Schottky basse et fine est nécessaire. Un fort niveau de dopage dans le semi-conducteur (d'au moins 10^{18} à 10^{19} cm^{-3}) permet d'avoir ces conditions. Le silicium est utilisé pour doper le GaN de type n, cependant le silicium crée de fortes contraintes au sein du matériau lorsqu'il dépasse les $10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$. Il est donc difficile d'atteindre un dopage élevé, et d'obtenir un effet tunnel direct, il est donc essentiel d'avoir une barrière la plus faible possible [Thierry-Jebali 12].

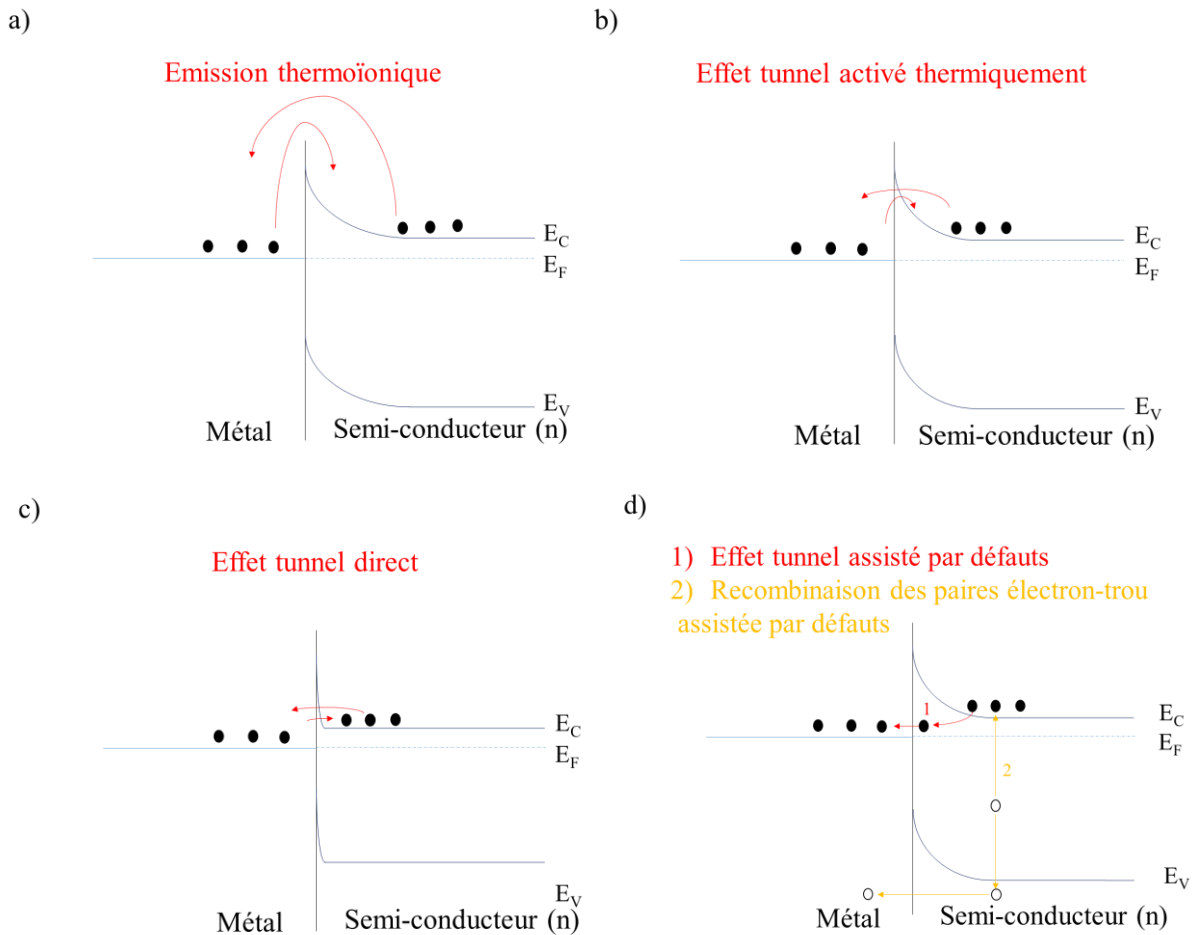


Figure 2.4 : Schéma des principaux mécanismes de conduction des électrons dans un contact Schottky [Bertrand 16].

I.1.b. Historique des contacts

De nombreuses études ont été réalisées afin d'établir des contacts peu résistifs sur les matériaux GaN. Les recherches ont commencé pas des monocouches et se sont complexifiées au cours du temps pour obtenir des couches composées de quatre à six métallisations différentes. Chaque contact présente des avantages et des inconvénients, que ce soit les étapes de fabrication, les métaux utilisés, la stabilité et la résistance répondant aux exigences des applications.

Les premiers contacts furent fabriqués à partir d'une monocouche d'aluminium. L'aluminium présente un travail de sortie de 4,28 eV, suffisamment bas pour obtenir un contact ohmique même sans recuit. Ces résistances de contact sont de 10^{-3} - $10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ [Foresi 93] [Luther 97]. Une monocouche de titane a ensuite été utilisée. Malgré sa résistance plus élevée que l'aluminium et une affinité supérieure avec l'oxygène, son travail de sortie est intéressant dû à sa valeur faible : 4,33 eV. Un recuit de 900 °C à 950 °C est nécessaire pour obtenir des résistances de contact du même ordre que celui de l'aluminium (on trouve des valeurs réparties entre $2 \cdot 10^{-4}$ à $7 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ [Liu 98]). Cette diminution de résistance de contact serait due à la formation d'une couche de TiN à l'interface entre le contact et le semi-conducteur, à partir du titane et de l'azote du GaN. Certains émettent l'hypothèse que les lacunes d'azote au sein du GaN agissent en tant que donneurs. Ce dopage supplémentaire affinerait la barrière de potentiel ce qui permettrait le passage des électrons par effet tunnel direct, diminuant la résistance du contact. Cependant, les conclusions diffèrent d'une publication à l'autre. La forte réaction entre le Ti et le GaN

lors du recuit peut créer des couches TiN trop épaisses et ainsi des cavités sous le TiN qui dégradent la surface du contact [Van Deale 05].

Les bicouches Ti/Al ont ensuite été utilisées afin d'avoir des résultats électriques corrects et une meilleure résistance à l'oxydation que le Ti seul. Il faut un recuit à 600 °C afin d'atteindre les mêmes résistances de contacts que la monocouche d'aluminium. De plus, une phase de TiAl₃ bien plus résistante à l'oxydation et thermiquement plus stable que l'aluminium est créée [Liu 98]. En présence d'aluminium, la réaction entre le Ti et le GaN diminue, ce qui empêche la formation des cavités sous la couche de TiN [Van Deale 05].

Les études de contact se sont ensuite tournées vers les couches de Ti/Al/Au. Les couches de Ti et Al sont déposées pour leur bonne conductivité électrique et la couche supplémentaire d'or est utilisée afin de réduire l'oxydation sans utilisation de four thermique pour monter à des températures de formation du TiAl₃. Cependant l'or peut facilement diffuser à travers les couches métalliques de titane et aluminium pour venir en contact avec le GaN. L'or à une forte hauteur de barrière sur GaN donc pourrait augmenter la barrière de résistance du contact. Afin de bloquer cette diffusion de l'or, une barrière métallique de diffusion est déposée entre l'aluminium et le titane. Ces contacts sont donc sous la forme : Ti/Al/M/Au, M étant le métal barrière, souvent le nickel, le titane ou le molybdène [Greco 16]. Les résistances de contact utilisant le nickel descendent jusqu'à 10⁻⁷ Ω.cm² lors de recuit à 900 °C sous N₂. Une couche de TiN est observée à l'interface GaN/métal pour chacun de ces empilements. Les contacts utilisant le nickel sont cependant sujets à controverse dû à sa toxicité.

I.1.c. Influence des lacunes d'azote

Le modèle actuel le plus répandu est le modèle de Jenkins et Dow [Jenkins 89] qui propose que lors d'un recuit de contact à base de couches Ti/Al, le titane réagit avec l'azote du GaN pour former du TiN. Des lacunes d'azote au sein du GaN sont alors formées. Le GaN se comporte donc comme un donneur. Un surdopage du GaN proche de l'interface GaN/contact apparaît, ce qui diminue la résistance de contact. Aucune preuve n'existe concernant la formation de telles lacunes lors de la formation de TiN mais cette théorie est retenue faute de ne pas avoir d'autre explication. Mohny et al [Mohny 98] ont démontré que le dépôt de TiN directement sur la surface du GaN ne permet pas d'obtenir des contacts ohmiques performants, l'abaissement de la résistance de contact se fait donc lors d'une réaction entre le titane et le nitrure de gallium.

I.1.d. Traitement plasma

Le traitement par plasma est un traitement répandu pour une amélioration du contact ohmique. La surface des matériaux subit un traitement plasma afin de retirer les couches d'oxyde natif et surtout afin de créer des lacunes en surface en éliminant un atome depuis le cristal. Dans le cas des semi-conducteurs III-V, la formation de lacunes d'azote va créer des zones dopées favorables à un contact ohmique.

I.1.e. Contacts ohmiques sur hétérostructure AlGaIn/GaN

Les empilements métalliques pour les contacts ohmiques pour l'hétérostructure AlGaIn/GaN sont basés sur ceux pour le GaN de type n. Cependant le gaz d'électrons se trouve sous la couche de 25 nm d'AlGaIn dont le gap est supérieur à celui du GaN : 3,4 eV pour le GaN et de 3,4 à 6,2 eV pour l'Al_xGa_{1-x}In en fonction de x [Ruvimov 98], lui donnant un caractère plus isolant. Les contacts peuvent être réalisés de plusieurs manières : ils peuvent être latéraux ou verticaux.

Pour les contacts verticaux, ou non-encastrés, les métaux de contacts sont déposés sur la couche d'AlGaIn suivi d'un recuit (voir figure 2.5-a).

Les contacts latéraux, ou encastrés, se font en gravant la couche de GaN et en déposant les métaux sur le GaN. Le flux d'électrons se fait donc sur les côtés des contacts (voir figure 2.5-b).

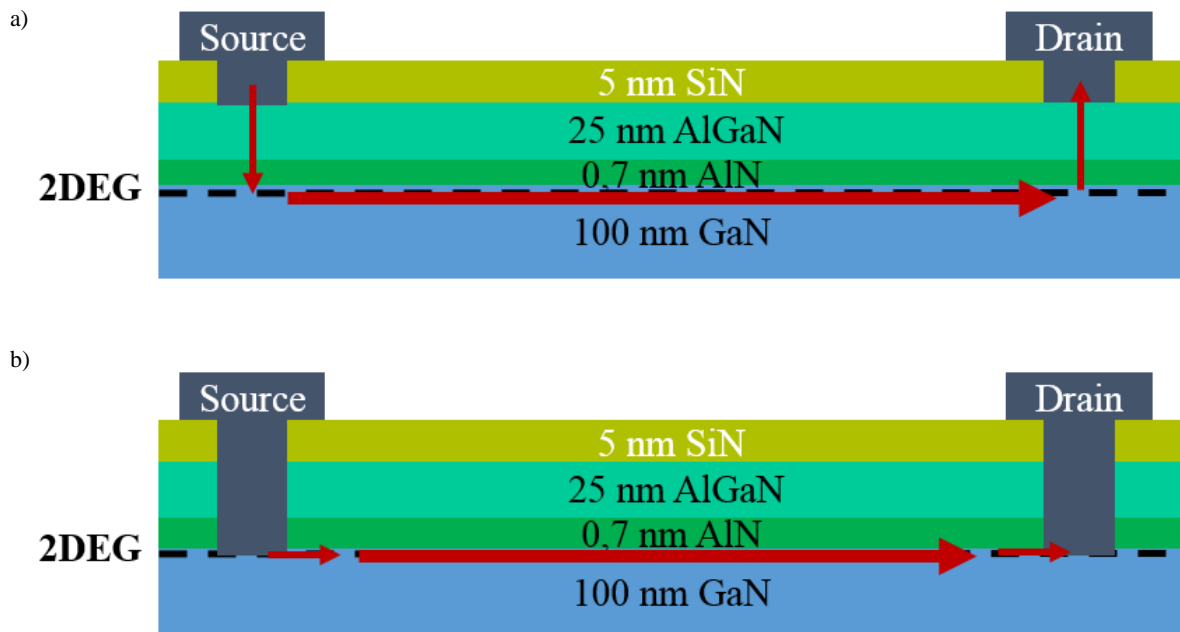


Figure 2.5 : Schémas d'un contact vertical (a) et d'un contact latéral (b) sur hétérostructure AlGaN/GaN.

La surface d'échange du contact vertical est en effet plus grande que celle du contact latéral : sa surface d'échange est égale à la largeur du plot métallique, de quelque μm , alors que la surface d'échange du contact latéral est égale à l'épaisseur du gaz d'électrons, donc de l'ordre du nm. Cependant le contact latéral a l'avantage d'être en contact direct avec le 2DEG.

Pour le contact non-encasté, il est essentiel d'utiliser un métal de faible travail de sortie pour diminuer la hauteur de la barrière de Schottky et aussi d'augmenter la concentration de dopage de la couche d'AlGaN à son interface avec le contact, afin de faciliter le passage par tunnel direct, notamment par la formation de lacunes d'azote en formant des phases TiN.

Dans la littérature, les mêmes empilements que sur les matériaux GaN de type n sont décrits : Ti/Al et Ti/Al/M/Au. Les résistances de contacts sur l'hétérojonction AlGaN/GaN sont extrêmement réparties, allant de $10^{-3} \Omega\cdot\text{cm}^2$ à $10^{-7} \Omega\cdot\text{cm}^2$ [Greco 16]. Ces valeurs dépendent fortement des paramètres de l'hétérostructure.

I.2. Résultats expérimentaux

Une maîtrise des contacts ohmiques est essentielle au développement d'un composant électronique à base d'un matériau semi-conducteur. De nombreuses études de contacts sur les matériaux GaN sont décrites dans la littérature, cependant la qualité des contacts dépend largement des paramètres du matériau semi-conducteur, tels que la concentration du dopage et l'épaisseur des couches actives. Ces paramètres ainsi que la disparité des procédés de réalisation de ces contacts rendent l'exploitation des données bibliographiques difficile. Une étude de contacts sur nos matériaux est donc essentielle. Un contact ohmique idéal a une résistance de contact nulle, or un contact réel présente toujours une résistance de contact qu'il faut minimiser en choisissant les bonnes conditions de réalisation. La résistance de contact doit être négligeable par rapport aux autres termes résistifs dans le composant. Un bon contact permet d'obtenir une résistance de contact faible ainsi qu'une stabilité avec le temps dans les conditions auxquelles le composant est exposé au cours de sa vie, notamment des variations de température dans notre cas.

L'AlGaN/GaN et le n-GaN sont tous les deux des matériaux de type n, les mêmes métaux peuvent donc être utilisés pour obtenir des contacts ohmiques. Les contacts métalliques testés sont déposés sur les matériaux par évaporation. Les empilements et recuits étudiés sont :

- Ti (95 nm) / Al (200 nm) recuit à 500 °C pendant 120 s, étudié car utilisé au laboratoire comme contacts électriques des HEMTs,
- Ti (10 nm) / Au (30 nm) / Al (200 nm), aussi utilisé au laboratoire pour une technique spécifique de caractérisation de matériaux,
- Ti (30 nm) / Au (200 nm) recuit à 735 °C pendant 30 s, fréquemment décrit dans la littérature [Greco 16],
- Ti (20 nm) / Al (80 nm) / Ni (40 nm) / Au (100 nm) recuit à 850 °C pendant 30 s ou 50 s, aussi fréquemment décrit dans la littérature [Greco 16].

Tous les recuits sont faits sous azote pour éviter de les oxyder. Le titane sert de couche d'accroche, car il adhère bien au GaN et car il présente également un faible travail de sortie de 4,33 eV [Greco 16]. L'aluminium présente une faible résistivité, de $2,8 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$, et un travail de sortie faible, de 4,28 eV [Greco 16]. Cependant ces deux métaux ne peuvent être utilisés seuls : l'aluminium s'oxyde trop rapidement (surtout aux hautes températures auxquelles les capteurs seront soumis lors de leur utilisation) et le titane forme des cavités à son interface lors des recuits, ce qui diminue fortement le contact mécanique [Greco 13]. Les multicouches sont donc favorisées, résistant mieux à l'oxydation et favorisant des phases stables lors du recuit. A noter que certains des contacts que nous avons choisis ci-dessus utilisent de l'or : même si ce matériau n'est pas utilisé industriellement, il figure dans l'état de l'art, d'où notre choix de l'étudier.

Le tableau 2.1 représente les valeurs de résistivité électrique et de travail de sortie des différentes phases des contacts pouvant apparaître. Les métaux à faible travail de sortie vont permettre de créer une jonction métal / semi-conducteur avec une faible barrière de Schottky. Lors des recuits, on cherche donc à créer de nouvelles phases avec de faibles travaux de sortie telles que le TiN.

Tableau 2.1 : Résistivité électrique et travail de sortie de différentes phases métalliques.

Phase	Résistivité électrique 300 K ($\Omega \cdot \text{cm}$)	Travail de sortie (eV)	Références
Al	$2,8 \cdot 10^{-6}$	4,2	[Lide 03]
Ti	$42 \cdot 10^{-6}$	4,32	[Lide 03]
Au	$2,4 \cdot 10^{-6}$	4,8	[Brudnyi 18]
Ni	$8,7 \cdot 10^{-6}$	4,95	[Brudnyi 18]
TiN	$10 \cdot 10^{-6}$	3,74	[Mohammad 04], [Kostov 20], [Greco 16]
AlNi	$110 \cdot 10^{-6}$	-	[Roccaforte 06]
AuAl ₂	$26 \cdot 10^{-6}$	-	[Roccaforte 06]
AuGa ₂	$12,9 \cdot 10^{-6}$	4,63	[Jan 62], [Jeffrey 84]
TiAl ₃	$20 \cdot 10^{-6}$	-	[Powell 98]
TiAu ₄	-	-	
TiAlN	$200 \cdot 10^{-6}$	-	[Lee 07]

Une étude structurale a été établie afin de mieux comprendre la formation des différentes phases après chaque recuit. Une étude par Diffraction aux Rayons-X (DRX), en utilisant le Bruker D8 Advance, est avant tout réalisée sur chaque contact afin de déterminer les différentes phases présentes. Les mesures $\theta 2\theta$ sont réalisées avec un faisceau de 40 kV et 30 mA et un pas de 0.01° . Le GaN et l'AlGaN ayant des pics DRX à 36° et 73° , les spectres DRX pour nos échantillons sont réalisés entre 37° et 70° , intervalle représenté schématiquement en figure 2.6, afin d'être sûr de prendre en compte uniquement les phases des contacts métalliques.

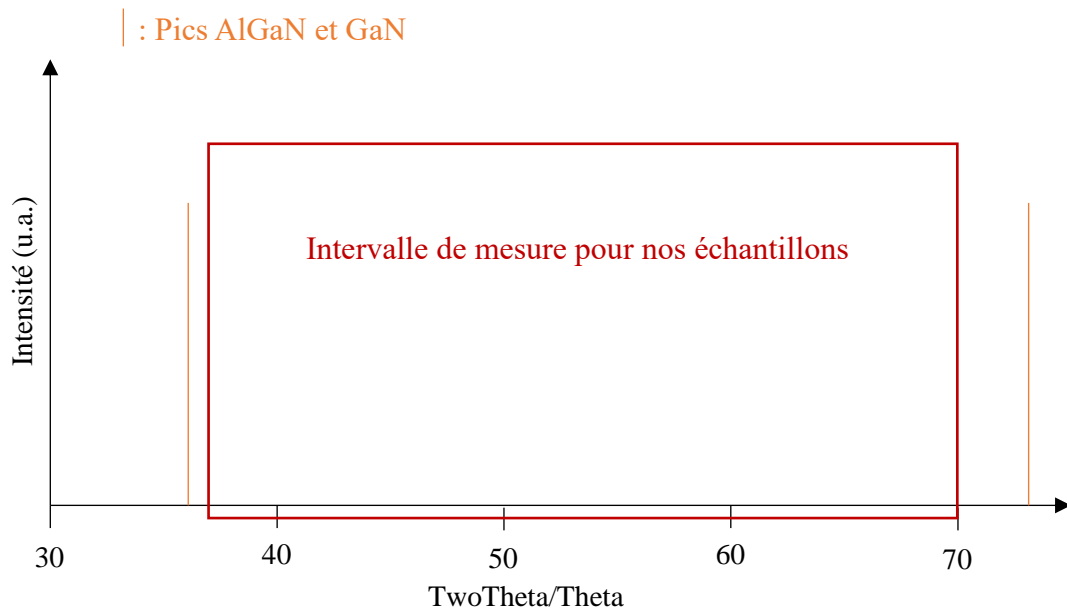


Figure 2.6 : Représentation schématique des pics AlGaN et GaN sur un spectre $\theta 2\theta$ DRX et localisation de l'intervalle de mesure choisi pour nos échantillons.

Une étude par Microscope Electronique par Transmission (MET), avec le FEI Tecnai Osiris 200 kV, a ensuite été réalisée sur la majorité des échantillons afin d'identifier la localisation spatiale des différentes phases avant et après recuits. Les lames ont été préparées par sonde ionique focalisée (Focused Ion Beam (FIB) en anglais). La résistance de tous les contacts avant et après recuit a été ensuite mesurée à l'aide de la technique Transmission Line Measurement (TLM), consistant à mesurer les résistances entre plusieurs contacts séparés par des espacements différents. La résistance mesurée est la somme de la résistance de contact du premier contact, de la résistance du semi-conducteur entre les deux contacts, et de la résistance du deuxième contact. Les résistances mesurées sont alors tracées en fonction de leurs espacements. La pente représente la résistance carrée du semi-conducteur et l'intersection avec l'axe des ordonnées correspond à deux fois la résistance de contact [Reeves 82]. Un exemple de motif TLM de 2 mm de longueur utilisé pour nos mesures est représenté à la figure 2.7. Les contacts sont espacés de 60, 70, 80, 90, 100, 200, 300 et 400 μm entre eux. Le procédé de fabrication de ces motifs sur nos matériaux est décrit ci-dessous.

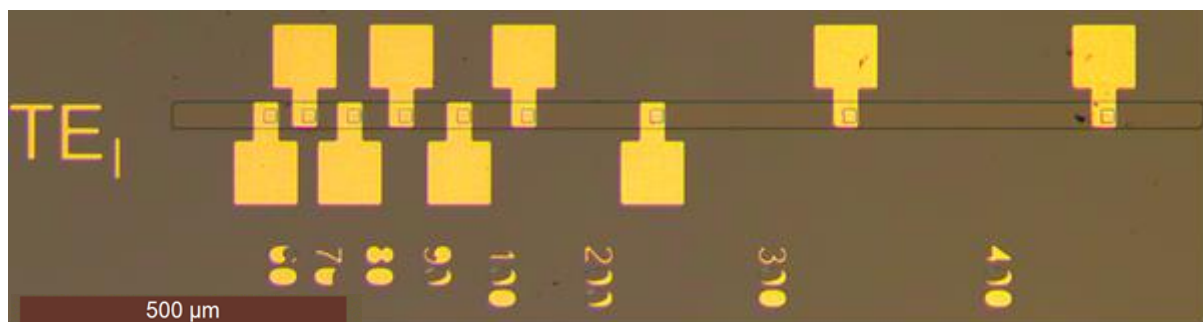


Figure 2.7 : Image au microscope optique d'un motif TLM.

I.2.a. Procédé de fabrication de structures TLM sur les matériaux n-GaN et AlGaIn/GaN

Les structures TLM sont fabriquées en salle blanche à partir de masques photolithographiques chromés. Les différentes étapes du processus sont décrites ci-dessous et illustrées à la figure 2.8.

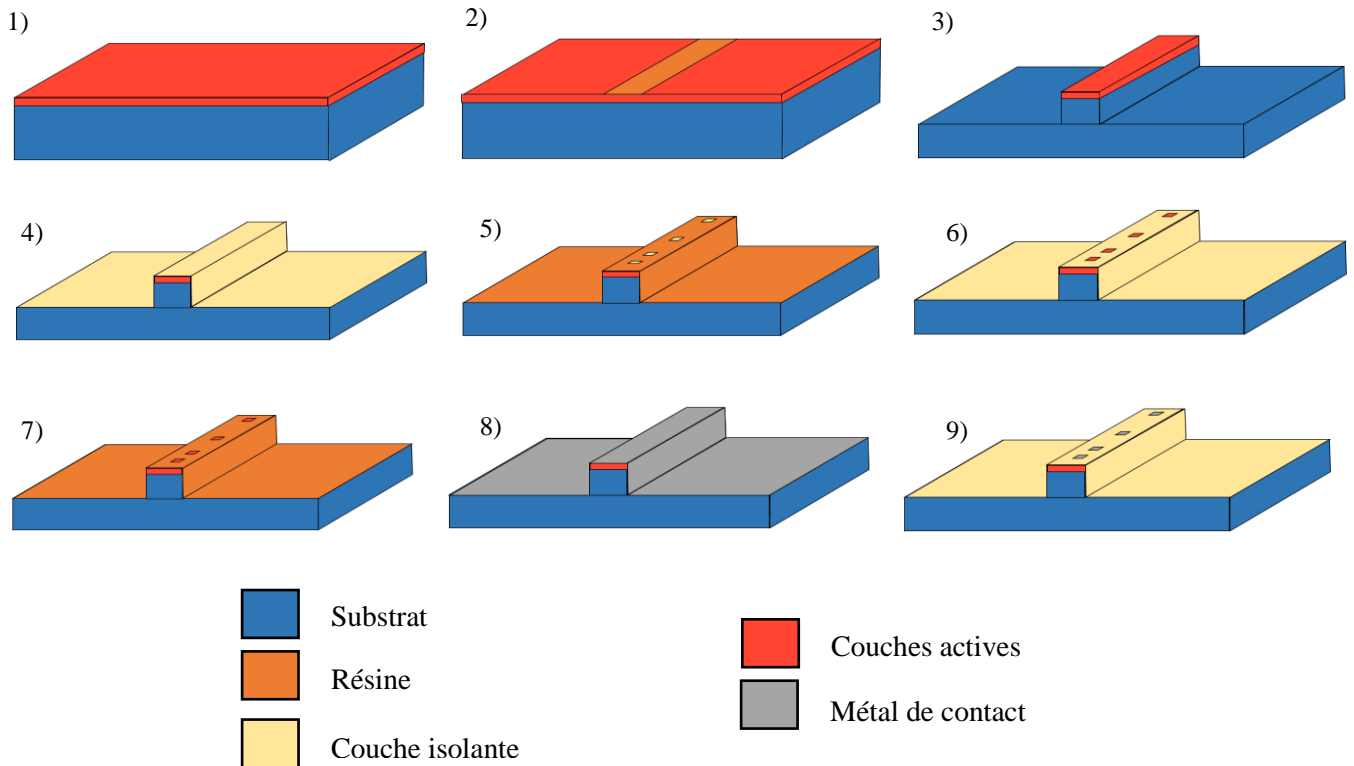


Figure 2.8 : Représentation schématique des étapes de fabrication des motifs TLM.

Etape 1 : Le matériau est déposé par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy ou MOVPE).

Etape 2 : Une résine positive (AZ 1512 d'une épaisseur de 1,4 μm pour l'AlGaIn/GaN et AZ 5214 d'une épaisseur de 2 μm pour le n-GaN) est déposée sur la surface de l'échantillon, insolée par photolithographie UV et développée.

Etape 3 : Le matériau est gravé (par gravure sèche) afin de créer des bandes mesas. Le matériau est gravé par gravure ionique réactive (Reactive-Ion Etching ou RIE en anglais) : un plasma va réagir physiquement et chimiquement avec la surface du substrat, ce qui retire une partie de certaines substances, dans un système de torche à plasma (Inductively Coupled Plasma ou ICP en anglais). Dans l'ICP, le plasma est généré par un champ magnétique en radiofréquence. Ces gravures s'arrêtent sur des couches résistives du matériau (GaN [C]) de telle façon à ce que le flux électronique circule seulement dans ces bandes mesas. La plaque d'AlGaIn/GaN est d'abord gravée 35 secondes avec le gaz Ar pour enlever la couche de passivation de SiN. Les deux matériaux GaN et AlGaIn sont gravés en utilisant des gaz Cl_2 , BCl_3 pendant 6 minutes pour l'AlGaIn/GaN et 14 minutes pour le n-GaN. Lors de la gravure des matériaux, les gaz dans l'enceinte vont réagir avec la résine et vont créer des couches chlorées sur les échantillons qui ne partent pas dans une solution d'acétone. Il est donc nécessaire de faire un décapage (stripping en anglais) d'une minute permettant à un flux d'oxygène de venir brûler les chaînes carbonées de la résine. L'étape de stripping consiste à retirer le reste de résine se trouvant sur l'échantillon. L'échantillon baigne ensuite 10 minutes dans une solution d'acétone sous ultra-son afin d'enlever la

couche résiduelle de résine. L'échantillon est ensuite rincé dans une solution d'isopropanol pour retirer les résidus d'acétone, puis dans une solution d'eau déionisée, puis séché.

Etape 4 : Une couche isolante de 150 nm de SiO₂ est déposée sur toute la surface de l'échantillon.

Etape 5 : La résine positive (AZ 1514) est déposée, insolée et développée pour ensuite ouvrir la couche de SiO₂ où seront situées les contacts semi-conducteur / métal.

Etape 6 : La couche de 150 nm de SiO₂ est gravée par voie sèche avec les gaz CF₄, Ar et CH₂F₂ pendant 4 minutes 30 secondes.

Etape 7 : Une résine négative (AZ 5214 qui est une résine naturellement positive mais qui devient négative après traitements chimique et thermique) est déposée, insolée et développée pour réaliser les contacts et les bornes permettant la connexion électrique entre le capteur et le système de lecture par décollage ou « lift-off » en anglais. Le lift-off correspond à une méthode de création de motifs d'un matériau sur la surface d'un échantillon. La résine après développement va protéger la surface du semi-conducteur qui ne doit pas être recouverte par le métal. Une couche métallique sera ensuite déposée sur toute la surface. L'échantillon est ensuite lavé et la résine se décolle avec le métal qui le recouvre, seul le métal qui se trouve directement sur la surface de l'échantillon reste. La résine joue donc le rôle d'une couche sacrificielle.

Etape 8 : Les couches métalliques sont déposées par évaporation par faisceau d'électron (Electron Beam Physical Vapour Deposition EBPVD en anglais) sur toute la surface de l'échantillon. Un faisceau d'électrons, émis par un filament de tungstène, vient bombarder une cible sous vide. Les molécules de la cible se transforment ainsi en phase gazeuse et viennent se déposer sur toute la chambre ainsi que sur l'échantillon, sous forme solide. Avant le dépôt du métal, les échantillons sont gravés par plasma avec un gaz d'argon pendant 60 secondes à 250 V afin d'éliminer les défauts de surface et les couches d'oxyde natif.

Etape 9 : L'échantillon est mis dans une solution d'acétone afin de dissoudre la résine puis rincé dans une solution d'isopropanol pour retirer les résidus d'acétone, puis dans une solution d'eau déionisée, puis séché. Seul le métal en contact direct avec l'échantillon reste.

L'étude de contact sur le matériau n-GaN sera présentée ci-dessous en première partie suivie de l'étude sur l'hétérojonction AlGaIn/GaN.

I.2.b Etude des contacts ohmiques sur GaN

La structure du matériau GaN de type n est représentée en figure 2.9. Le substrat est en silicium (1-1-1). Sur ce substrat, les matériaux sont épitaxiés par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy ou MOVPE), une technique de croissance cristalline dans laquelle les éléments à déposer, sous forme d'organométalliques ou d'hydrures, sont amenés vers le substrat par un gaz vecteur. Une couche de 250 nm d'AlN est d'abord déposée afin d'empêcher des réactions néfastes entre le GaN et le substrat en silicium. Des couches de transition d'AlGaIn et de GaN sont ensuite déposées pour temporiser les différences de mailles entre le silicium et le GaN ou l'AlGaIn. Cette étape est suivie d'une couche de GaN dopée par du carbone par implantation. Cette couche GaN est dopée au carbone afin de la rendre plus résistive et diminuer les courants de fuites à travers l'épitaxie. Enfin, une couche active de 1100 nm de GaN est dopée par implantation de silicium à $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (dopage de type n).

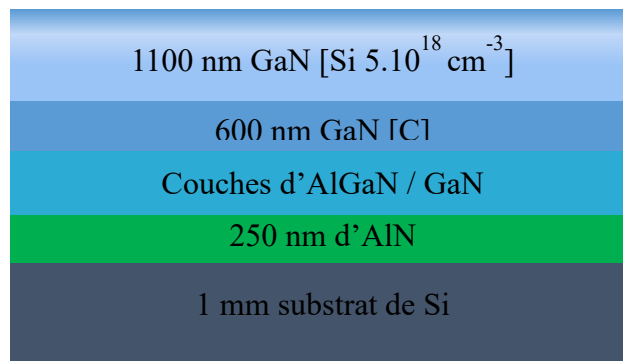


Figure 2.9 : Structure du matériau n-GaN.

Les différents contacts sont ensuite déposés par évaporation directement sur le matériau préalablement nettoyé par voie humide – acétone, éthanol et isopropanol – puis par gravure plasma afin d'enlever les couches d'oxyde natif et afin de créer des liaisons pendantes. La liste des empilements métalliques formant les contacts ainsi que des recuits testés est représentée dans le tableau 2.2. Les recuits sont réalisés par recuit rapide ou Rapid Thermal Anneal (RTA) sous azote afin d'éviter toute oxydation des contacts.

Tableau 2.2 : Contacts étudiés pour le n-GaN.

Matériau TE	Contacts étudiés	Type de recuit
n-GaN	1) Ti (95 nm) / Al (200 nm)	1) Sans recuit
	2) Ti (30 nm) / Au (200 nm)	2) Recuit à 500 °C 120 s sous N2
	3) Ti (10 nm) / Au (30 nm) / Al (200 nm)	3) Recuit à 735 °C 30 s sous N2

i. Etude structurelle des contacts

- Contact Ti (95 nm) / Al (200 nm)

L'aluminium est un choix judicieux pour obtenir un contact ohmique sur du GaN car il possède une faible résistivité ($2,4 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$) et un faible travail de sortie (4,2 eV). Les phases titane-aluminium formées telles que le TiAl_3 après recuit présentent une résistance contre l'oxydation plus élevée par rapport aux deux phases seules.

- *Pas de recuit*

Les pics de titane et d'aluminium sont très proches sur les spectres DRX (figure 2.10-a), à $38,3^\circ$ et $38,5^\circ$ respectivement, donc assez durs à différencier sur le spectre. La technique en champ sombre ou dark-field en anglais est utilisée pour les images MET afin d'améliorer le contraste entre les différents éléments. Les éléments avec des densités plus élevées apparaissent plus foncés. L'aluminium est donc plus clair que le titane (figure 2.10-b). Sur cette image, on observe une interface nette entre les 200 nm d'aluminium et les 95 nm de titane.

- *Recuit à 500 °C pendant 120 secondes*

Après recuit à 500 °C pendant 120 secondes, une troisième phase est créée, la phase de TiAl_3 qui est observable sur le spectre du DRX (figure 2.10-c). Sur l'image MET correspondante (figure 2.10-d), la troisième phase de Ti-Al est créée à l'interface entre le titane et l'aluminium. Lors du recuit, le titane va diffuser vers le haut pour interagir avec l'aluminium. Les phases Ti-Al vont permettre une meilleure résistance contre l'oxydation qu'une monocouche de titane ou d'aluminium, comme décrit précédemment dans le chapitre 2 partie I.1.b.

- Recuit à 735 °C pendant 30 secondes

Les contacts ayant subi un recuit à 735 °C pendant 30 secondes présentent seulement une phase de TiAl_3 . Les pics de titane et d'aluminium sur le spectre DRX ont disparu (figure 2.10-e). L'image MET (figure 2.10-f) illustre la phase de TiAl_3 sur le matériau GaN. La nouvelle phase de TiAl_3 présente plusieurs avantages : c'est la phase la plus stable des alliages Ti/Al à des températures situées entre 500 °C et 1300 °C, elle est résistante à l'oxydation et est électriquement conductrice. Cette phase de TiAl_3 est attractive pour les contacts ohmiques car elle est moins résistive, propose un travail de sortie plus faible que le titane seul, et permet aussi d'avoir une résistance contre l'oxydation élevée par rapport à l'aluminium seul.

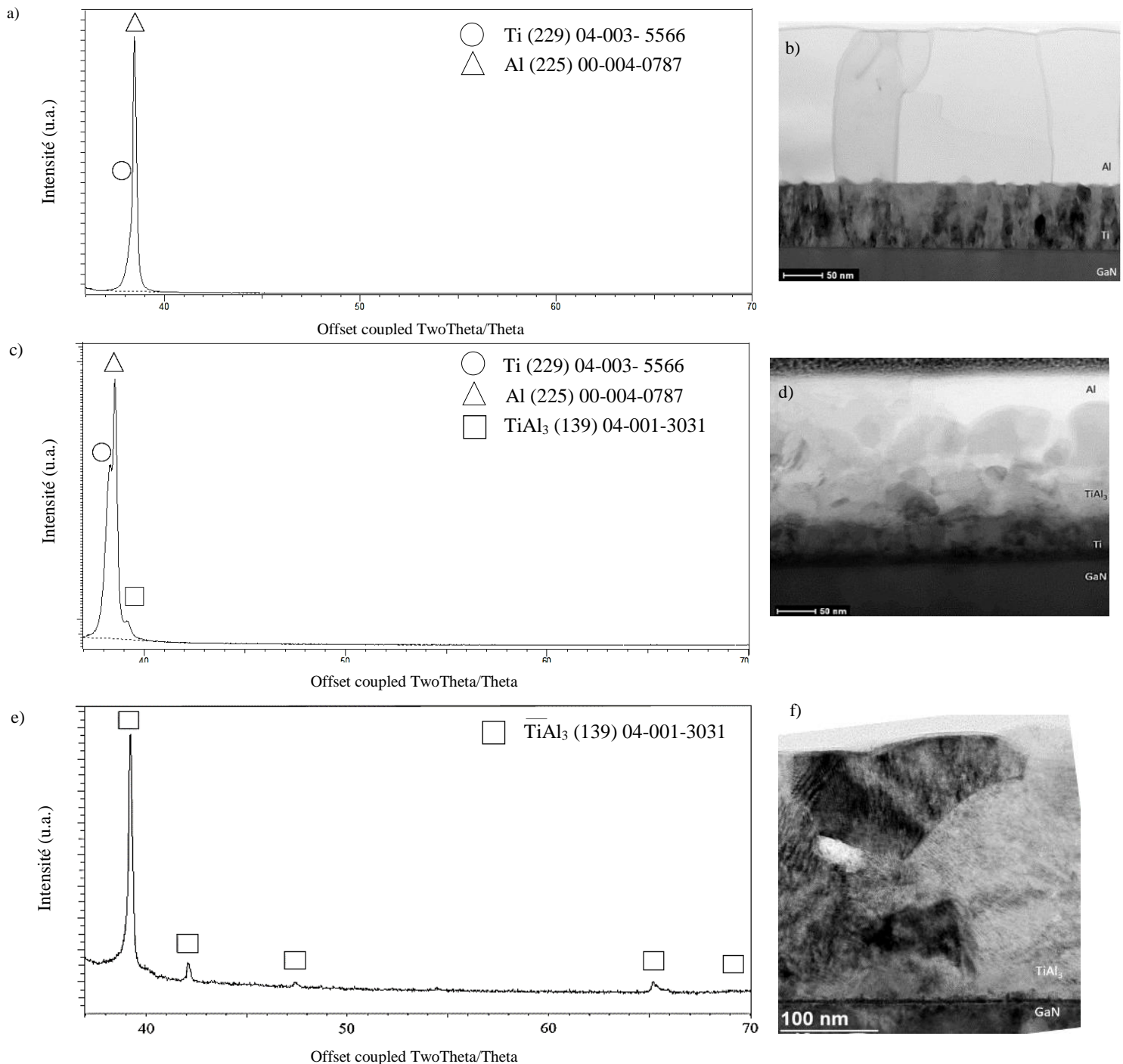


Figure 2.10 : Spectres DRX du contact Ti/Al sur n-GaN : non recuit (a), recuit à 500 °C pendant 120 s (c) et recuit à 735 °C pendant 30 s (e). Images MET en champ sombre du contact Ti/Al sur n-GaN : non recuit (b), recuit à 500 °C pendant 120 s (d) et recuit à 735 °C pendant 30 s (f).

- Contact Ti (30 nm) / Au (200 nm)

L'or est résistant à l'oxydation et présente une très faible résistivité ($2,4 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$). Celui-ci présente donc des caractéristiques essentielles pour de bons contacts ohmiques.

L'analyse par DRX (figure 2.11) montre les spectres avant et après les recuits à 500 °C et 735 °C. Aucune phase n'est créée, mais il apparaît quand même un décalage des pics après les différents recuits. Ces décalages proviennent des changements de contraintes au sein des contacts en fonction des recuits. L'or est plus résistif à l'oxydation que la phase TiAl_3 , par contre il est moins conducteur électriquement.

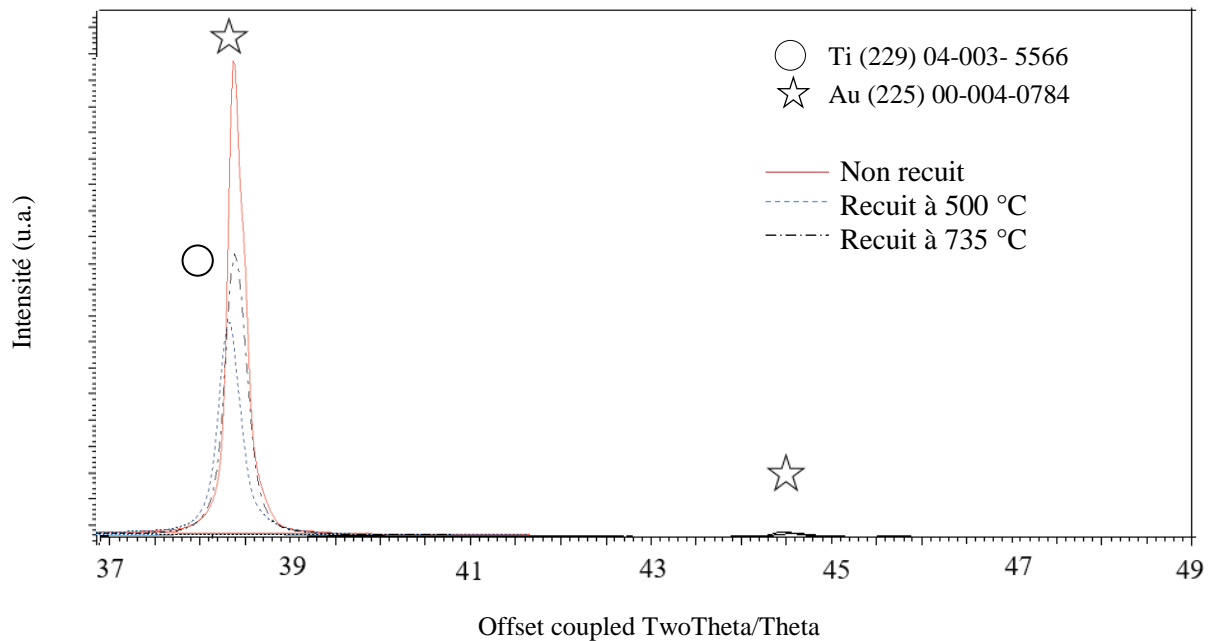


Figure 2.11 : Spectre DRX du contact Ti/Au : non recuit (1), recuit à 500 °C pendant 120 s (2) et recuit à 735 °C pendant 30 s (3).

- Contact Ti (10 nm) / Au (30 nm) / Al (200 nm)

- *Pas de recuit*

Avant recuit, les phases d'aluminium et d'or sont observables sur le spectre DRX (figure 2.12-a). Le pic de titane n'est pas identifiable, sûrement dû à sa faible épaisseur de 10 nm et aussi au fait que les pics des trois phases sont proches $38,2^\circ$, $38,3^\circ$ et $38,5^\circ$ pour l'or, le titane et l'aluminium, respectivement.

- *Recuit à 500 °C pendant 120 secondes*

Après recuit à 500 °C, le Ti et l'Au ont disparu et deux nouvelles phases apparaissent sur le spectre DRX (figure 2.12-b) : une phase de TiAl_3 et une phase d' AuAl_2 . Les images MET de la figure 2.12 sont des images par microscope électronique en transmission à balayage (METB ou scanning-TEM (STEM) en anglais) en mode champ sombre (High-Angle Annular Dark Field – HAADF – en anglais). Cette technique détecte un plus grand signal venant des éléments avec un Z plus élevé, ces éléments apparaissent donc plus clairs. Sur l'image MET de la figure 2.12-c, la couche foncée de TiAl_3 de 20 à 40 nm d'épaisseur est observable entre le GaN et les sphères claires de AuAl_2 . Les sphères d' AuAl_2 ont des diamètres de 50 à 200 nm. La phase de TiAl_3 est, comme vu précédemment, stable, électriquement conductrice et résistante à l'oxydation. La phase d' AuAl_2 est aussi un bon conducteur électrique mais elle est sujet à l'oxydation, contrairement au TiAl_3 . La phase d'aluminium, la phase la plus foncée sur l'image METB, est toujours présente au-dessus des sphères d' AuAl_2 .

• Recuit à 735 °C 30 secondes

D'après le spectre DRX (figure 2.12-d), les deux phases de $TiAl_3$ et d' $AuAl_2$ sont toujours présentes après recuit à 735 °C. Une nouvelle phase d' $AuGa_2$ apparaît lors de ce recuit. Cette phase présente une résistivité électrique faible : $12,9 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot cm$ mais un travail de sortie de 4,63 eV qui est plus élevé que les autres phases présentes dans les contacts. La phase de $TiAl_3$ n'est plus sous la forme d'une couche fine sur le GaN mais se trouve maintenant sous la forme de sphères de 300 à 400 nm de diamètre comme illustré sur l'image MET (figure 2.12-e). Les sphères claires d' $AuAl_2$ ont aussi augmenté en taille et correspondent maintenant à l'épaisseur totale du contact. L'aluminium est toujours présent entre ces différentes sphères.

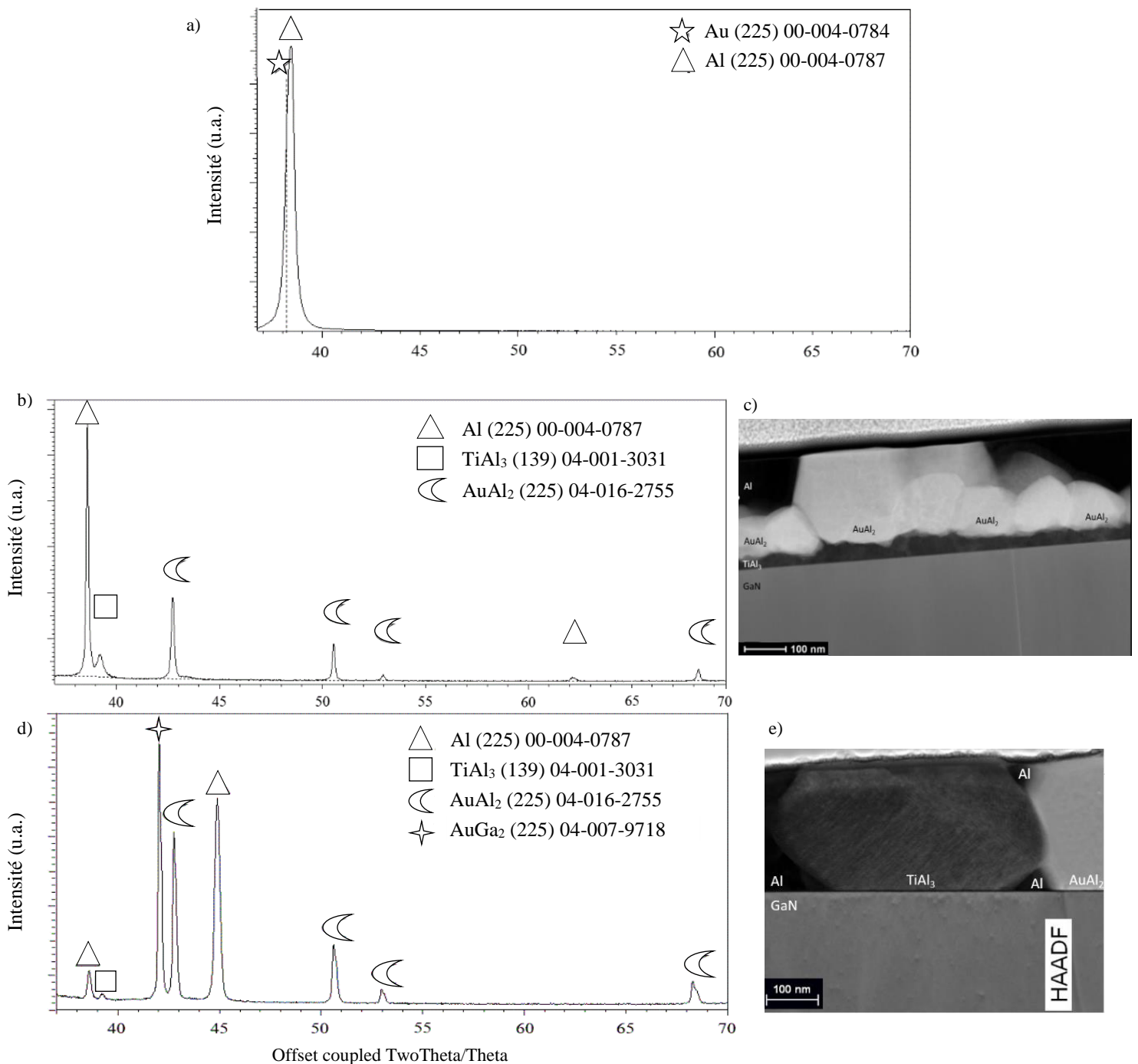


Figure 2.12 : Spectres DRX du contact Ti/Au/Al sur n-GaN : non recuit (a), recuit à 500 °C pendant 120 s (b) et recuit à 735 °C pendant 30 s (d). Images MET-STEM-HAADF du contact Ti/Au/Al sur n-GaN : recuit à 500 °C pendant 120 s (c) et recuit à 735 °C pendant 30 s (e).

- Résumé

Le tableau 2.3 récapitule toutes les phases métalliques présentes dans chaque contact avant et après recuit.

Tableau 2.3 : Phases présentes dans chaque contact avant et après recuit.

	Ti/Al	Ti/Au	Ti/Au/Al
Non recuit	Ti Al	Ti Au	Ti Au Al
500 °C 120 s	Ti Al TiAl ₃	Ti Au	Al TiAl ₃ AuAl ₂
735 °C 30 s	TiAl ₃	Ti Au	TiAl ₃ AuAl ₂ AuGa ₂ Al

De nouvelles phases métalliques sont créées après les différents recuits. Le TiAl₃, une phase très conductrice et résistante à l'oxydation apparaît dans les contacts Ti/Al et Ti/Au/Al après chaque recuit. La phase AuAl₂ qui est aussi électriquement conductrice ($> 10^5 \text{ S.cm}^{-1}$), apparaît après recuit à 500 °C dans les contacts Ti/Au/Al. Le contact Ti/Au ne forme aucune nouvelle phase après recuit.

ii. Etude électrique des contacts

Les mesures de résistance de tous les contacts décrits et étudiés précédemment ont été effectuées grâce à la méthode TLM. Les résultats électriques sont présentés à la figure 2.13.

En plus de stabiliser les contacts, les recuits diminuent leur résistance. La valeur de résistance la plus faible est de $2,5.10^{-5} \Omega.\text{cm}^2$ pour le contact Ti/Au/Al recuit à 735 °C.

Pour les contacts à base de Ti/Al, une phase de TiAl₃ est créée. Cette phase apparaît pour les contacts recuits à 500 °C. Après recuit à 735 °C, pour le contact Ti/Al, l'aluminium et le titane sont complètement consommés et seule la phase de TiAl₃ est présente. La phase de TiAl₃ étant plus conductrice et ayant un travail de sortie plus faible que le titane ou l'aluminium seul, on obtient des contacts à plus faible résistance. La valeur de R_C est faible après recuit à 735 °C ($4,4.10^{-5} \Omega.\text{cm}^2$), cependant le dépôt métallique s'effrite sur la couche de SiO₂, comme le montre la figure 2.14. Ce phénomène est dû à l'accumulation de contraintes thermiques dans la couche métallique. Les contacts Ti/Al recuits à 735 °C pendant 30 secondes ne peuvent donc pas être utilisés pour la réalisation des capteurs thermoélectriques. Le contact Ti/Au, qui ne présente aucun changement de phase lors des deux recuits, présente la résistance de contact la plus élevée, $2,9.10^{-3} \Omega.\text{cm}^2$ après recuit à 735 °C. Cette valeur correspond à celle de la littérature [Qin 89]. L'or étant plus ductile que l'aluminium, les contraintes thermiques ne sont pas aussi conséquentes que dans les contacts Ti/Al et les contacts ne s'effritent pas après recuit.

Les contacts Ti/Au/Al ne sont pas ohmiques avant recuit à 735 °C et présentent des valeurs trop résistives pour être mesurées. Après recuit à 735 °C, ils ont une valeur de résistance de contact très faible : de $2,5.10^{-5} \Omega.\text{cm}^2$, ce qui correspond à un bon contact ohmique. Il faut donc une couche d'aluminium dans les contacts pour abaisser la résistance de contact et une couche d'or (élément ductile) pour éviter des contraintes thermiques trop élevées au sein des contacts qui provoquent leur effritement.

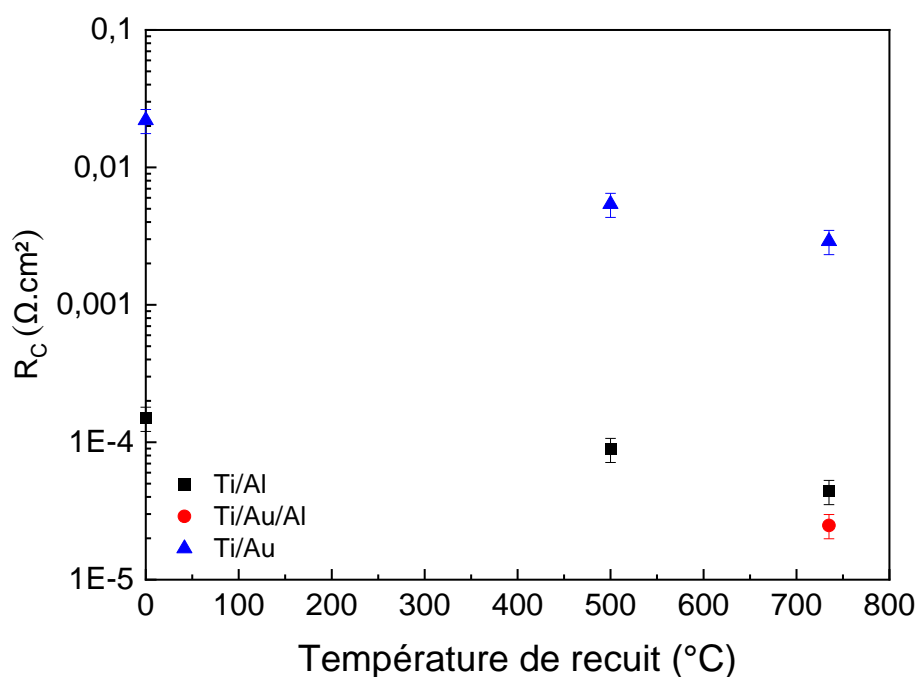


Figure 2.13 : Evolution des résistances de contact en fonction des températures de recuit.

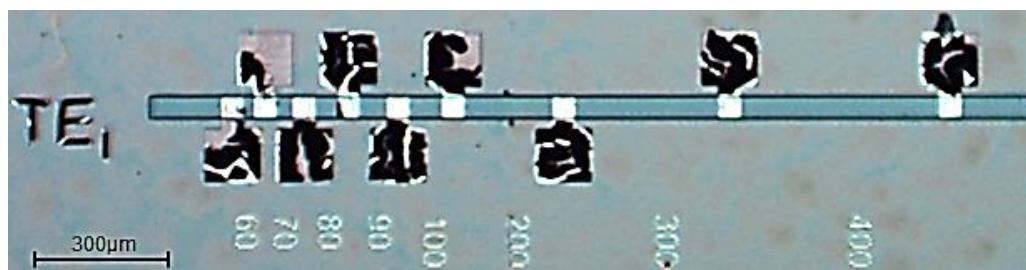


Figure 2.14 : Motif TLM pour le contact Ti/Al recuit à 735 °C montrant une dégradation du dépôt métallique.

Une autre explication pour la baisse en résistance de contact après recuit serait la formation d'une phase de TiN sur le GaN. De nombreuses publications citent la formation d'une couche métallique de TiN à l'interface entre le matériau GaN et le dépôt de titane [Greco 13, Greco 16, Zhao 17]. Les atomes de titane diffuseraient dans le matériau pour interagir avec le GaN et former une phase de TiN. En diffusant, les atomes d'azote créeraient des lacunes dans le GaN près de l'interface. Ces lacunes agissant comme des donneurs, cette région deviendrait donc fortement dopée de type n. L'énergie de barrière s'affinerait davantage, les électrons passeraient donc par effet tunnel (voir figure 2.4-c) du matériau au contact, améliorant considérablement la résistance de ces contacts [Greco 16, Pang 15]. La phase de TiN a une sortie de travail de 3,74 eV, plus faible que celui du titane, ce qui mène à un abaissement de la barrière de Schottky à l'interface entre le GaN et le contact métallique, améliorant ainsi le contact ohmique. Dans notre étude, aucune phase de TiN n'a été détectée, mais ceci n'exclut pas la possibilité de l'existence d'une fine couche de quelques nm de TiN, qui serait difficilement observable. Ceci pourrait expliquer la baisse de la résistance des contacts, notamment celle du Ti /Au qui ne crée pas de nouvelle phase détectable.

En conclusion, le contact Ti/Au/Al recuit à 735 °C est un contact intéressant et prometteur, avec une valeur faible de résistance de contact et formant une phase résistive à l'oxydation. Ce contact sera donc

utilisé pour les capteurs thermoélectriques de type « autonomes » à base de matériau n-GaN, qui seront présentés au chapitre IV.

Par ailleurs, le tableau 2.4 présente les valeurs de résistances de contact sur n-GaN trouvées dans la littérature. Les valeurs pour des empilements de Ti/Al, Ti/Au et Ti/Al/Au sont présentées avec leurs conditions de recuit. On remarque que les valeurs de résistance trouvées dans notre étude correspondent bien avec les valeurs de la littérature. On remarque aussi que la résistance de contact dépend de nombreux facteurs – dopage du matériau n-GaN, métaux de contacts, ratio entre les différents métaux, temps et températures de recuit. Les résistances de contacts sont donc difficilement prévisibles, une étude complète était nécessaire sur notre matériau afin d’obtenir un bon contact ohmique à faible résistance.

Tableau 2.4 : Valeurs de résistance de contact sur n-GaN de la littérature.

Métaux de contact	Dopage du n-GaN (cm ⁻³)	Conditions de recuit	ρ (Ω.cm ²)	Références
Ti (20 nm) / Al (115 nm)	10 ²⁰	700 °C sous Ar	1,1.10 ⁻⁵	[Placidi 09]
Ti (20 nm) / Al (100 nm)	10 ¹⁷	30 s à 900 °C sous N ₂	8.10 ⁻⁶	[Lin 98]
Ti (15 nm) / Al (115 nm)	5.10 ¹⁸	15 s à 650 °C	2.10 ⁻⁵	[Kwak 00]
Ti (75 nm) / Al (115 nm)	5.10 ¹⁸	15 s à 650 °C	1.10 ⁻⁴	[Kwak 00]
Ti (20 nm) / Au (200 nm)	2,2.10 ¹⁸	10 min à 700 °C sous N ₂	1.10 ⁻³	[Qin 04]
Ti (20 nm) / Al (20 nm) / Au (200 nm)	2,2.10 ¹⁸	10 min à 800 °C sous N ₂	7,86.10 ⁻⁵	[Qin 04]

I.2.c. Etude des contacts ohmiques sur l’hétérojonction AlGaIn/GaN

L’hétérojonction AlGaIn/GaN a des caractéristiques électriques intéressantes dues à la formation du gaz d’électrons à l’interface entre le GaN et l’AlGaIn. Ce gaz d’électrons a des propriétés électriques exploitables pour les composants de puissance, dont une forte densité, une faible résistivité et une mobilité élevée. Cette structure est représentée schématiquement à la figure 2.15.

La structure de base est la même que pour le matériau n-GaN décrit précédemment. Le substrat est en silicium (1-1-1). Sur ce substrat, les matériaux sont ensuite épitaxiés par Metal-Organic Vapour Phase

Epitaxy (MOVPE). Une couche de 250 nm d'AlN est tout d'abord déposée afin de limiter les interactions entre les matériaux III-N et le silicium. Des couches de transition d'AlGaN et de GaN sont ensuite déposées, suivies d'une couche de GaN dopée au carbone, la rendant non-conductrice. Les couches actives sont ensuite composées de :

- i) une couche de 100 nm de GaN – canal (matériau de l'hétérojonction à plus petit gap),
- ii) une couche de 0,7 nm d'AlN (matériau au plus grand gap afin d'obtenir un meilleur confinement d'électron),
- iii) une couche de 25 nm d'AlGaN – barrière (matériau à grand gap),
- iv) une couche de passivation de 5 nm de SiN.

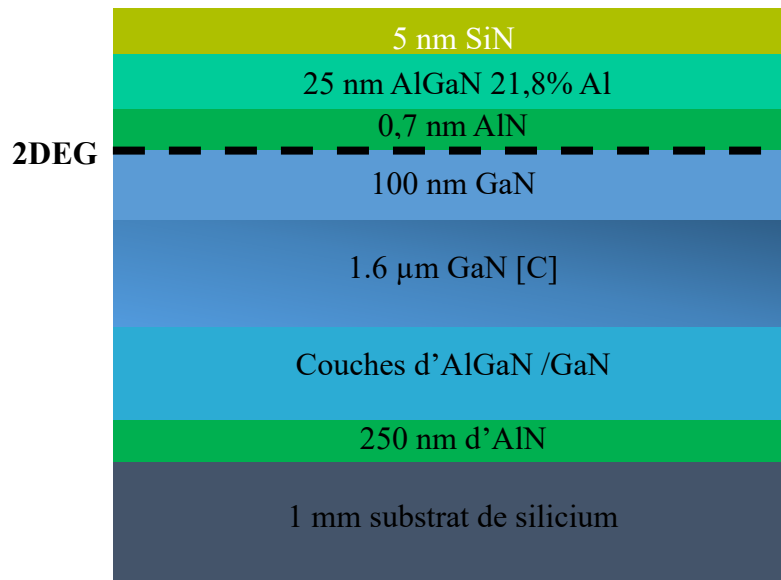


Figure 2.15 : Structure du matériau AlGaN/GaN.

Certaines caractéristiques de cette hétérostructure augmentent les difficultés à obtenir des contacts ohmiques : premièrement, les électrons du 2DEG restent à l'interface de l'AlGaN et du GaN. Deuxièmement, l'énergie de gap de l'AlGaN est plus élevée que celle du GaN, elle dépend de la concentration en aluminium de l'AlGaN. L'énergie de gap de l' $Al_xGa_{1-x}N$ augmente avec x de 3,4 eV (pour $x=0$) à 6,2 eV (pour $x=1$) [Ruvimov 98]. Les valeurs plus élevées des énergies de bande vont augmenter la barrière de Schottky entre le matériau semi-conducteur et le métal. On ne peut donc pas déposer les empilements métalliques directement sur le matériau supérieur (AlGaN) et obtenir un contact ohmique comme pour le n-GaN.

Pour pallier ce problème, deux options se présentent pour la fabrication de contacts ohmiques pour l'hétérostructure.

La première consiste à réaliser un contact latéral ou encastré, représenté en figure 2.16-a. L'empilement métallique est déposé sur la couche de GaN. Pour cela, les couches de SiN, d'AlGaN et d'AlN sont toutes gravées au niveau du contact et les métaux sont déposés à cet endroit. L'épaisseur d'AlN à l'hétérojonction étant de 0,7 nm, on considère qu'elle est gravée en même temps. Il n'existe alors plus de gaz d'électron au niveau du contact puisque la couche d'AlGaN a été gravée, le gaz d'électron est interrompu et donc le contact métal/2DEG se fait uniquement latéralement.

La deuxième option consiste à réaliser un contact vertical ou non-encastré, représenté en figure 2.16-b. Il s'agit de déposer les contacts sur l'AlGaN après gravure du SiN et de recuire le contact à 850 °C afin de diffuser les métaux vers l'interface AlGaN/GaN. De cette manière, on n'interrompt pas le 2DEG comme pour les contacts encastrés [Greco 16].

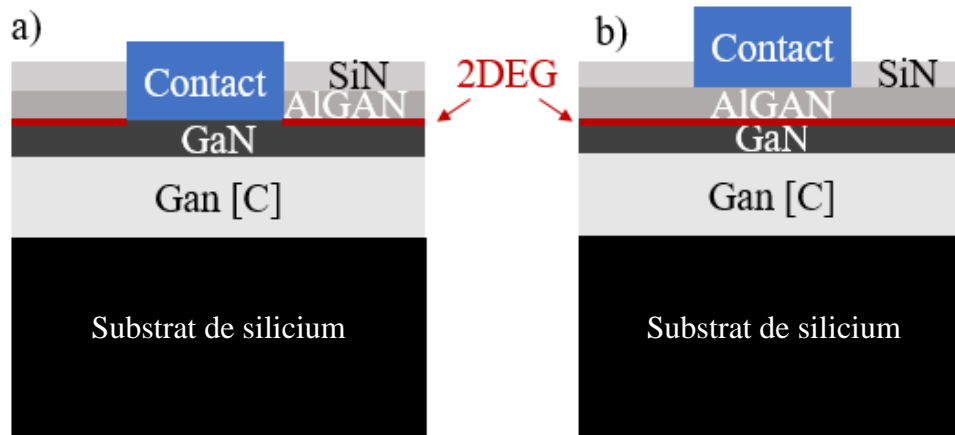


Figure 2.16 : Représentations schématiques d'un contact pour l'hétérojonction AlGaN/GaN : encastré (a) et non-encastré (b).

Dans le cas d'un contact encastré, il est plus dur d'obtenir des contacts reproductibles car le gaz utilisé pour graver la couche d'AlGaN grave aussi le GaN. Les valeurs de résistance de contact changent énormément en fonction de l'épaisseur de GaN gravée [J. Zhang 15]. Les résistances de contact augmentent grandement – jusqu'à un ordre de grandeur – lorsque la couche d'AlGaN est surgravée et en particulier lorsqu'on grave la couche de GaN. Cette augmentation de résistance peut être expliquée par les mécanismes de conduction des électrons à l'interface métal / semi-conducteur (présentés chapitre 2 paragraphe I.1). Lorsqu'une barrière Schottky est assez fine, les électrons peuvent passer par effet tunnel même si la barrière est trop élevée pour que le passage se fasse par émission thermoïonique. Les électrons peuvent passer par effet tunnel lorsque la couche d'AlGaN est gravée jusqu'à quelques nm, donc même si la barrière est élevée et que la densité du 2DEG est faible (due à la faible épaisseur d'AlGaN), la surface de contact est assez grande pour avoir une densité élevée de passage d'électrons entre le métal et le semi-conducteur. Par contre si le GaN est gravé, le passage des électrons par effet tunnel direct se fait seulement pas les côtés des contacts, ce qui mène à un courant d'électrons beaucoup plus faible et donc une résistance de contact plus importante.

Dans cette partie, seule une étude structurale des contacts non-encastrés (contacts déposés directement sur la couche d'AlGaN) a été réalisée. Une étude structurale des contacts encastrés consisterait à graver la couche supérieure de SiN et la couche d'AlGaN, puis à déposer le contact métallique sur le GaN et à effectuer les mêmes recuits que les contacts sur le n-GaN. Les résultats seraient donc identiques aux résultats de l'étude sur n-GaN. En revanche, les mesures électriques ont été réalisées pour les contacts encastrés et non encastrés.

Le tableau 2.5 liste les quatre types d'empilements utilisés et le recuit réalisé sous flux d'azote pour éviter toute oxydation.

Tableau 2.5 : Contacts étudiés pour l'hétérojonction AlGaN/GaN.

Matériau TE	Contacts étudiés	Type de recuit
AlGaN/GaN	1) Ti (95 nm) / Al (200 nm)	1) Non recuit 2) Recuit à 850 °C 30 s sous N ₂
	2) Ti (30 nm) / Au (200 nm)	
	3) Ti (10 nm) / Au (30 nm) / Al (200 nm)	
	4) Ti (20 nm) / Al (80 nm) / Ni (40 nm) / Au (100 nm)	

i. Etude structurelle des contacts

- Contact Ti (95 nm) / Al (200 nm)

- *Pas de recuit :*

Les deux pics monocristallins sont bien présents sur le spectre DRX du contact Ti/Al non recuit (figure 2.17-a). Deux phases de Ti et Al sont donc présentes, comme pour le cas du GaN type n.

- *Recuit à 850 °C pendant 30 secondes :*

Après recuit à 850 °C, deux nouvelles phases sont présentes et observables sur le spectre DRX (figure 2.17-b) : une phase de TiAl_3 et une phase de TiN . Il n'y a plus de phases de titane ni d'aluminium seules. Comme vu précédemment, la phase de TiAl_3 est conductrice et résistante à l'oxydation, et la phase de TiN crée une couche de lacune en azote au niveau du GaN ou de l'AlGaN qui agit comme une région fortement dopée de type n, réduisant l'épaisseur de la barrière de Schottky, et permettant plus facilement le passage par effet tunnel des porteurs de charges du métal au semi-conducteur. Dans ce cas, contrairement aux contacts recuits sur GaN, nous détectons bien les phases de TiN . Ceci est dû au fait que le recuit se fait à 850 °C (735 °C dans le cas précédent). La phase de TiN se forme plus rapidement et la couche est donc observable avec nos outils.

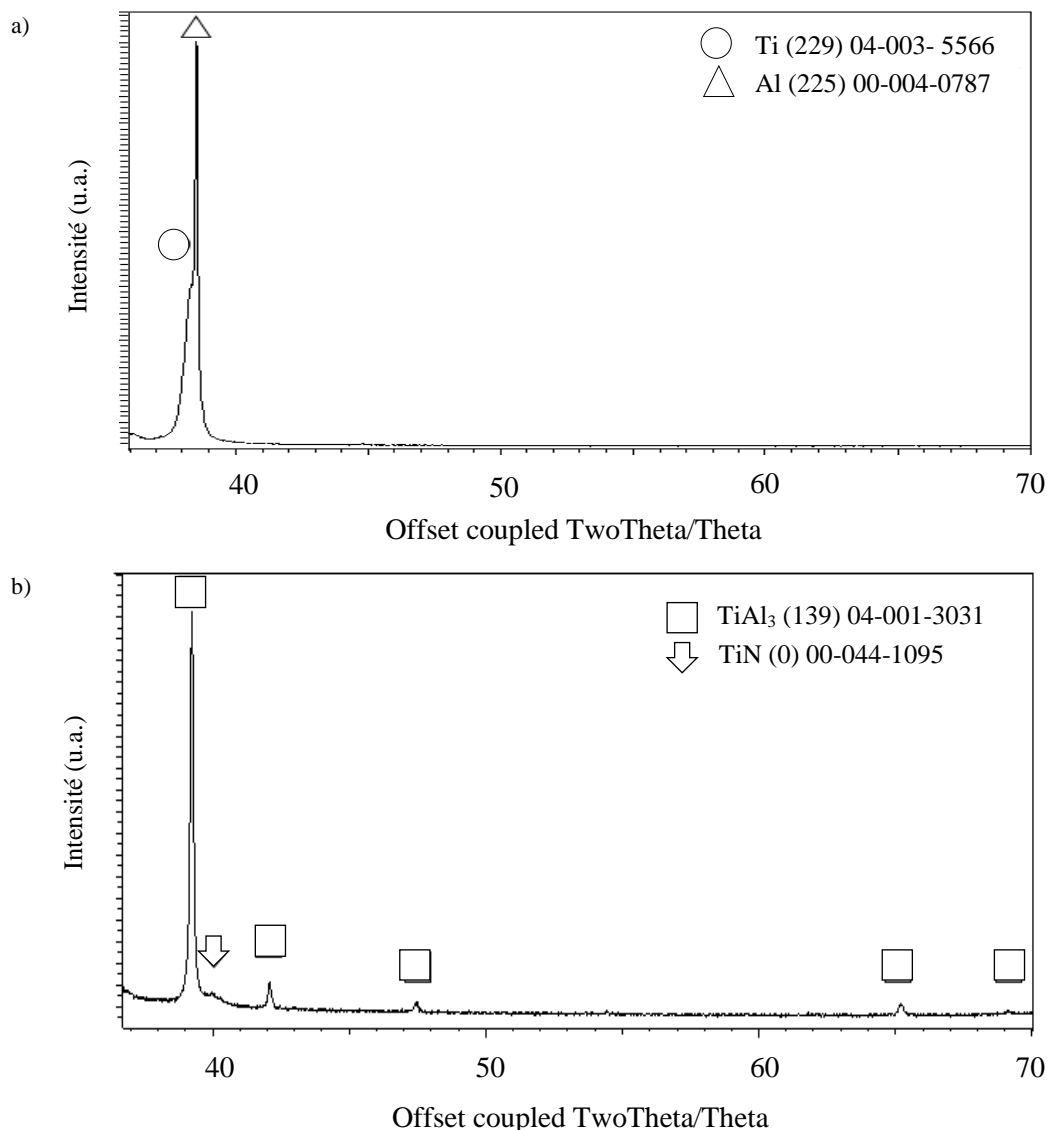


Figure 2.17 : Spectres DRX des contacts Ti/Al sur AlGaN : non recuit (a) et recuit à 850 °C pendant 30 s (b).

- Contact Ti (30 nm) / Au (200 nm)

- *Pas de recuit :*

Sans recuit, les pics de titane et d'or sont observables sur le spectre DRX (figure 2.18-a). La technique METB à champ sombre HAADF est utilisée pour l'image 2.18-b, les éléments à plus grand Z apparaissant donc plus clairs. La phase Ti est alors plus foncée que la phase Au, la frontière entre les deux phases est bien visible. L'or n'est pas monocristallin, plusieurs pics d'or sont visibles dans le spectre DRX et les grains sont visibles sur l'image METB. Les couches d'AlGaN et de GaN sont distinctes sur l'image MET (la couche de SiN ayant été gravée au préalable avant le dépôt de l'empilement métallique n'est pas présente).

- *Recuit à 850 °C pendant 30 secondes :*

Après recuit, en plus d'une phase d'or, deux phases sont présentes sur le spectre DRX (figure 2.18-c) : du $TiAu_4$ et du $TiAlN$. La phase de $TiAu_4$ est sous forme de sphères non homogènes entre la couche d'or à la surface et la phase de $TiAlN$, comme illustré sur l'image METB à champ clair (figure 2.18-d). L' $AuGa_2$ a formé des sphères plus foncées entre la couche de Au et de $TiAlN$. Le $TiAlN$ atteint la couche d'AlGaN et a le même effet que la couche de TiN pour diminuer la résistance de contact. C'est-à-dire que les atomes d'azote de l'AlGaN ont diffusé vers le haut pour interagir avec le titane et créé des lacunes dans la couche d'AlGaN et une surface de type n à l'interface AlGaN / $TiAlN$ s'est créée. Ceci rend la barrière Schottky plus fine pour un passage des électrons par effet tunnel, diminuant ainsi la résistance de contact. La phase $TiAlN$ va donc créer des lacunes dans l'AlGaN au niveau de l'interface AlGaN / contact métallique qui va diminuer la résistance totale du contact. La phase $TiAu_4$ est une phase Ti-Au très stable [Erdogdu 14].

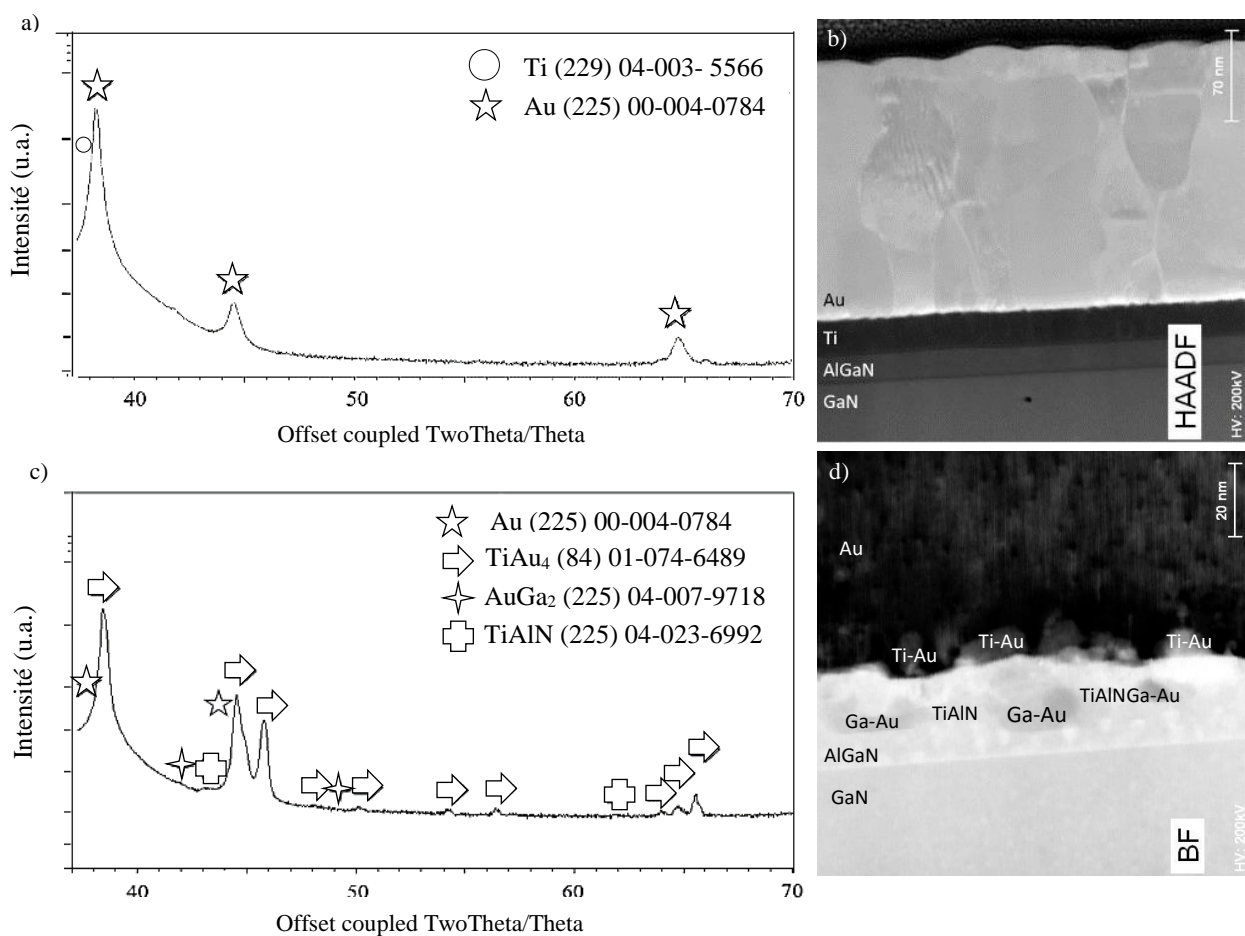


Figure 2.18 : Spectres DRX du contact Ti/Au sur AlGaN non recuit (a) et recuit à 850 °C pendant 30 s (c). Images MET du contact Ti/Au sur AlGaN non recuit par technique STEM-HAADF (b) et recuit à 850 °C pendant 30 s par technique BF (d).

- Contact Ti (10 nm) / Au (30 nm) / Al (200 nm)

- *Non Recuit :*

Avant recuit, les trois phases de titane, or et aluminium sont présentes, comme présenté sur le spectre DRX (figure 2.19-a).

- *Recuit à 850 °C pendant 30 secondes :*

Le spectre DRX (figure 2.19-b) représente des phases similaires à celles du contact Ti/Au/Al recuit à 735 °C sur le n-GaN telles que les phases AuAl₂ et AuGa₂. Ici, la phase de TiAl₃ n'apparaît pas, en revanche une phase de TiN est formée. Le titane diffuse vers la couche d'AlGaIn et les atomes d'azote de l'AlGaIn se libèrent pour former du TiN. Comme vu précédemment, ceci affine la barrière Schottky permettant un passage facilité par effet tunnel des porteurs de charges au niveau du contact.

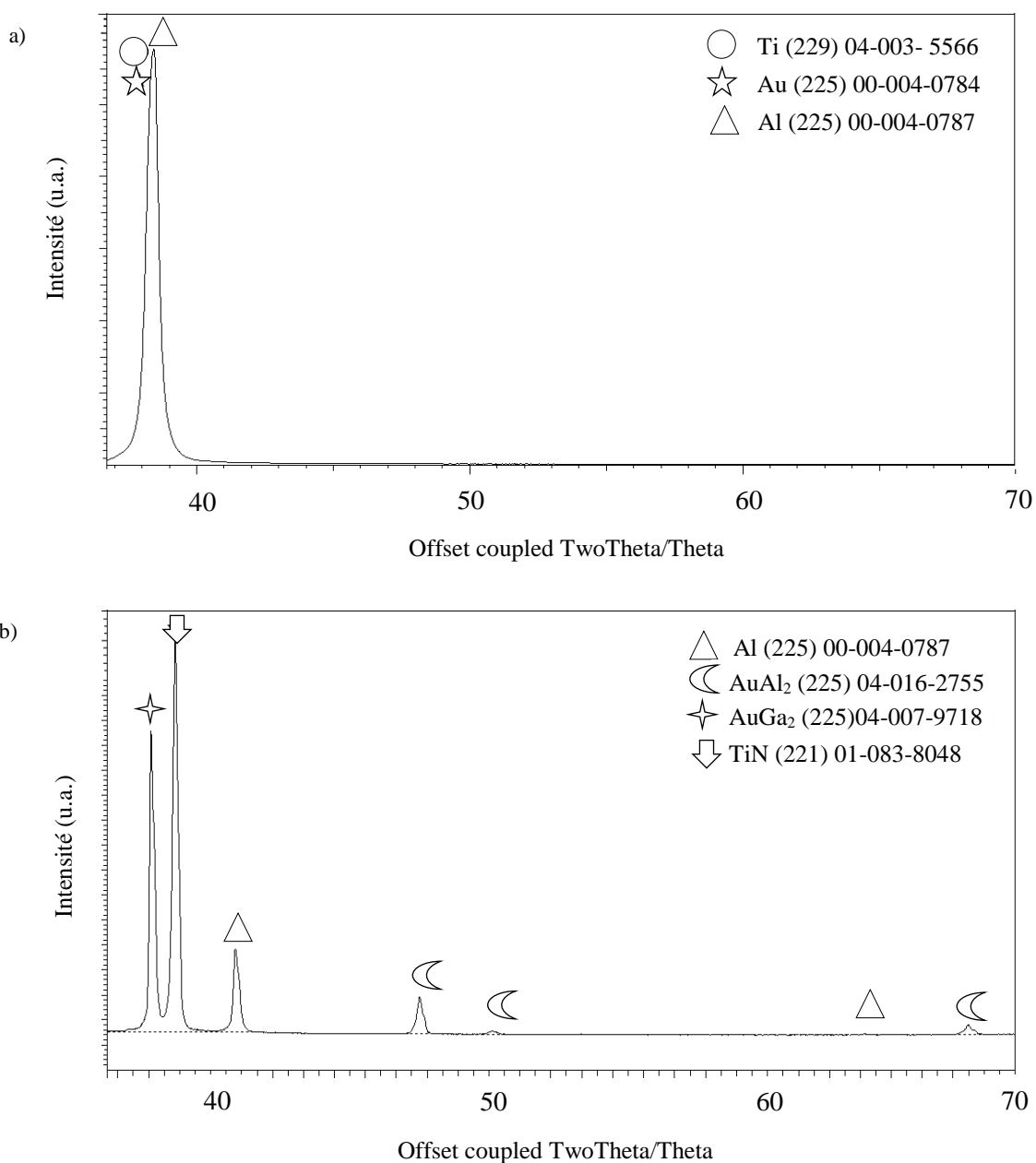


Figure 2.19 : Spectres DRX des contacts Ti/Au/Al sur AlGaIn non recuit (a) et recuit à 850 °C pendant 30 secondes (b).

- Contact Ti (20 nm) / Al (80 nm) / Ni (40 nm) / Au (100 nm)

Les empilements métalliques Ti/Al/M/Au ont été étudiés, M étant un métal à température de fusion élevée pouvant jouer le rôle d'une couche barrière (tel que : Ti, Ni, Pd, Mo, Cr, Nb, Ir, Ru, Re ou Ta). Cette couche barrière permet d'éviter la diffusion de l'or vers le matériau semi-conducteur et la diffusion du titane et de l'aluminium vers l'or. Ces empilements sont souvent décrits dans la littérature pour les contacts sur matériaux AlGaIn. La couche d'or protège ainsi le contact de l'oxydation, la couche d'aluminium augmente la conductivité interne du contact et le titane présente un travail de sortie faible et une bonne adhérence au GaN et AlGaIn.

- *Non Recuit :*

Le spectre DRX en figure 2.20-a montre bien les quatre phases présentes dans le contact non recuit : le titane, l'aluminium, le nickel et l'or.

- *Recuit à 850 °C :*

Après recuit à 850 °C, plusieurs phases apparaissent. Sur le spectre DRX (figure 2.20-b), on note les phases AuAl₂, TiN, AlNi, Ti₂AlN, TiNiAl et TiAl₂. La figure 2.20-c est une image MET par champ clair (bright field en anglais). La couche foncée du dessus est composée d'Al et Ni et se trouve sur une couche de TiN plus claire. La couche de TiN n'est pas d'épaisseur uniforme : en effet, elle crée des protrusions vers l'intérieur de la couche d'AlGaIn. Ces protrusions apparaissent aux endroits où des dislocations (lignes verticales foncées sur l'image MET) rencontrent la couche d'AlGaIn. Cette protrusion est entourée d'une phase foncée d'Au-Al qui est en contact direct avec le GaN. Lors du recuit, l'aluminium interagit avec le titane pour créer une phase TiAl et l'or diffuse vers le bas pour former du AuAl₂. Ensuite, il y a formation d'AlNi et de TiNiAl. Le titane interagit alors avec l'azote de l'AlGaIn pour former du TiN et de l'AlNiTi₂.

L'étude au MET permet de bien identifier les protrusions de TiN. Ces protrusions pénètrent à travers la couche d'AlGaIn et rentrent en contact direct avec le gaz 2DEG, à l'interface entre l'AlGaIn et le GaN. Elles se forment au niveau des dislocations, environ tous les 500 nm sur notre échantillon (voir figure 2.21). Ces dislocations sont causées par les différences de paramètres de maille entre les différentes couches dans le matériau et permettent une diffusion rapide du titane. Une phase de Au-Al est imbriquée entre le TiN et l'AlGaIn. Cette phase peut empêcher la formation de puits. Des puits peuvent en effet être formés à l'interface entre les protrusions de TiN et de GaN et sont dus aux réactions entre le GaN et le titane. Ces réactions sont limitées grâce à la présence de la phase Au-Al entre le TiN et le GaN [Wang 07]. Une surface de contact maximale est obtenue lorsqu'aucun puits n'est formé, menant à un courant uniforme et donc à un contact de meilleure qualité.

On s'aperçoit également que la couche de nickel ne joue pas son rôle de couche barrière pour arrêter la diffusion de l'or vers le matériau semi-conducteur. Le nickel laisse en effet diffuser l'or vers le GaN ainsi que l'aluminium vers l'or. L'or peut former un contact Schottky lorsqu'il est en contact avec le GaN et la diffusion de l'aluminium vers la surface peut accélérer l'oxydation du contact.

L'image MET BF (figure 2.21) montre la surface rugueuse du contact. Les contacts rugueux ne sont pas optimaux pour des contacts de qualité. Cet empilement métallique forme des gonflements dus à la diffusion de l'or, puis à son expansion. Les dislocations dans la couche de GaN sont aussi visibles sur cette image (en noir). On devine aussi des protrusions à l'interface AlGaIn/GaN au niveau de certaines dislocations.

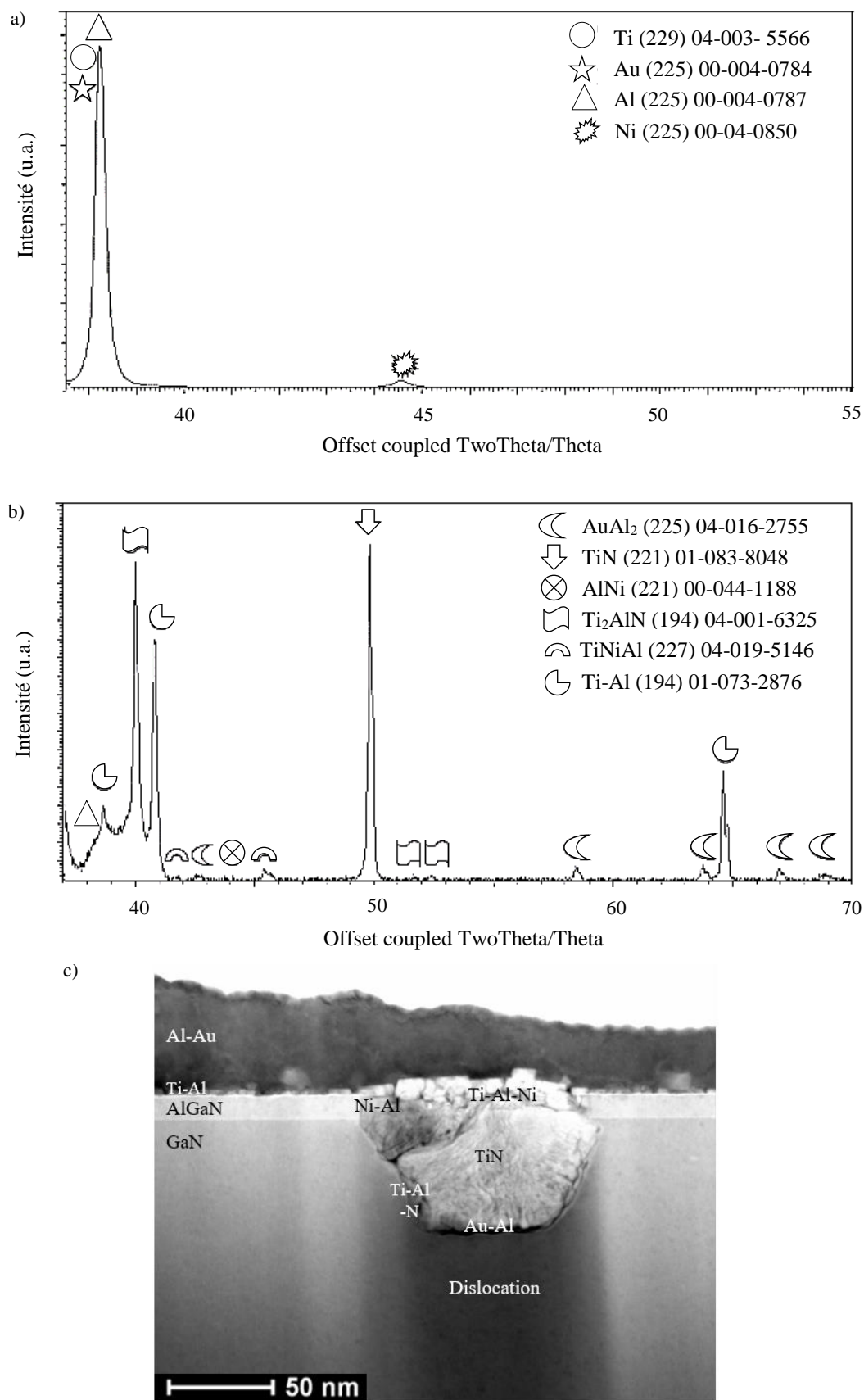


Figure 2.20 : Spectres DRX du contact Ti/Al/Ni/Au sur AlGaN : non recuit (a) et recuit à 850 °C 30 s (b). Image MET-BF du contact Ti/Al/Ni/Au sur AlGaN recuit à 850 °C pendant 30 s (c).

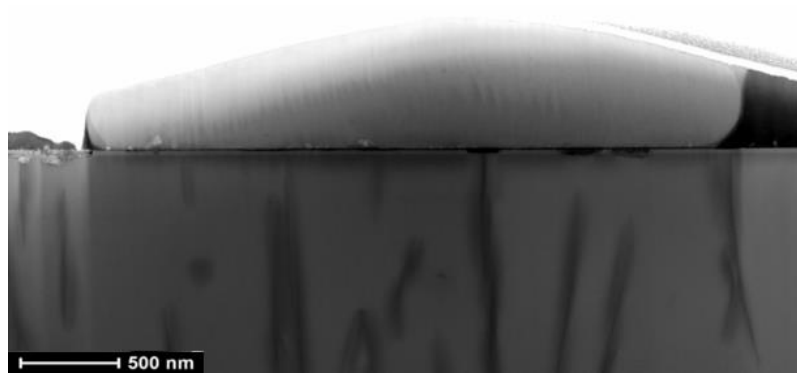


Figure 2.21 : Image MET-BF du contact Ti/Al/Ni/Au recuit à 850 °C pendant 30 s.

- Résumé

Le tableau 2.6 récapitule toutes les phases métalliques présentes dans chaque contact avant et après recuit.

Tableau 2.6 : Phases présentes dans chaque contact pour l'AlGaN/GaN avant et après recuit.

	Ti/Al	Ti/Au/Al	Ti/Au	Ti/Al/Ni/Au
Non recuit	Ti Al	Ti Au Al	Ti Au	Ti Al Ni Au
850 °C	Ti Al TiAl ₃ TiN	Al AuAl ₂ AuGa ₂ TiN	Au TiAu ₄ AuGa ₂ TiAlN	AuAl ₂ TiAl ₂ AlNi TiNiAl Ti ₂ AlN TiN

Des phases TiN ou TiAlN se créent lors des recuits à 850 °C pour chacun des empilements métalliques. Ces phases aident à améliorer les contacts pour en faire des contacts ohmiques en réduisant l'épaisseur des barrières de Schottky, favorisant ainsi les passages des porteurs de charges par effet tunnel. Ces phases étaient probablement présentes pour les contacts sur n-GaN après recuit à 735 °C mais seulement à une épaisseur très faible (quelques nm) donc difficilement détectables. Le recuit à plus forte température des contacts non-encastés permet d'obtenir des couches de TiN et TiAlN plus épaisses et donc observables.

ii. Etude électrique des contacts

Les résistances des contacts encastés ainsi que des contacts non-encastés pour les hétérojonctions AlGaN/GaN ont été mesurées grâce à la méthode TLM. Les tableaux 2.7 et 2.8 présentent les valeurs de résistance électrique de différents contacts sur AlGaN/GaN, encastés et non encastés, respectivement.

Tableau 2.7 : Résistances des contacts encastrés pour l'hétérojonction AlGaIn/GaN [$\Omega \cdot \text{cm}^2$].

	Ti/Al	Ti/Au/Al	Ti/Au
Non recuit	Trop résistif	Trop résistif	Trop résistif
500 °C 120 s	Trop résistif	$3,8 \cdot 10^{-2}$ $\pm 0,4 \cdot 10^{-2}$	Trop résistif
735 °C 30 s	$4,8 \cdot 10^{-2}$ $\pm 0,5 \cdot 10^{-2}$	$4,7 \cdot 10^{-2}$ $\pm 0,5 \cdot 10^{-2}$	Trop résistif

 Tableau 2.8 : Résistances des contacts non-encastrés pour l'hétérojonctions AlGaIn/GaN [$\Omega \cdot \text{cm}^2$].

	Ti/Al	Ti/Au/Al	Ti/Au	Ti/Al/Ni/Au
Non recuit	Trop résistif	Trop résistif	Trop résistif	Trop résistif
850 °C 30 s	$3,7 \cdot 10^{-3}$ $\pm 0,4 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$ $\pm 0,5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$ $\pm 0,3 \cdot 10^{-3}$	$7,1 \cdot 10^{-3}$ $\pm 0,7 \cdot 10^{-3}$

Tous les contacts non recuits sont trop résistifs pour obtenir des valeurs de résistance de contact, ils ne sont pas ohmiques et ne sont donc pas envisageables pour une utilisation dans des dispositifs thermoélectriques.

Les contacts non-encastrés présentent des valeurs de résistance de contact plus faibles que celles des contacts encastrés. Ceci s'explique par le fait que la gravure de la couche d'AlGaIn interrompt le gaz d'électrons au niveau des contacts. L'échange d'électrons entre le métal et le gaz d'électrons est donc fait sur les côtés des contacts, créant des contacts latéraux (voir figure 2.5). De plus, la gravure n'est jamais tout à fait précise et nette, et il se peut qu'aux bords des contacts, les matériaux d'AlGaIn et de GaN ne soient pas lisses et donc que la formation du 2DEG ne soit pas apparente à l'interface contacts/semi-conducteur. Seuls les contacts encastrés recuits à 735 °C sont ohmiques mais présentent des valeurs de résistance de contacts de l'ordre de $10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ce qui est très élevé. De plus, le gaz BCl_3 utilisé pour graver la couche d'AlGaIn grave aussi le GaN, pouvant détériorer la qualité des contacts. Enfin, cette option de contacts encastrés n'est pas reproductible due à l'imprécision de l'étape de gravure.

Dans le cas des contacts non-encastrés, les contacts sont déposés directement sur l'AlGaIn et certains contacts sont ensuite recuits à 850 °C afin de diffuser les métaux au travers de la couche d'AlGaIn. Les contacts non recuits sont donc en contact avec l'AlGaIn qui est non dopé, avec une énergie de gap élevée, et ne présentent donc aucune caractéristique ohmique. Après recuit à 850 °C, les contacts sont ohmiques, les métaux ont diffusé et ont créé de nouvelles phases avec les semi-conducteurs telles que les phases TiN et TiAlN ce qui permet d'obtenir un courant entre les contacts et le gaz d'électron grâce au mécanisme de conduction par tunnel direct. Des phases conductrices sont aussi formées. Tous les contacts non-encastrés recuits donnent des valeurs de résistance de l'ordre de $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Le contact Ti/Au est le contact le plus ohmique, avec une résistance de $3 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$, ce contact sera donc utilisé pour la fabrication des capteurs thermoélectriques de type « autonomes » à base d'AlGaIn/GaN qui seront présentés au Chapitre IV.

Le tableau 2.9 regroupe les valeurs des résistances de contacts sur AlGaIn/GaN de la littérature. On remarque que les valeurs sont plus faibles que dans le cas de notre étude. Ceci peut être dû à l'étape de gravure du SiN ou de l'AlGaIn qui pourrait avoir impacté ces matériaux.

Tableau 2.9 : Tableau présentant les valeurs de résistance de contacts non-encastres sur l'hétérostructure AlGaN/GaN de la littérature.

Métaux de contact	D_{AlGaN} (nm)	%Al	Conditions de recuit	ρ ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)	Références
Ti (30 nm) / Al (71 nm)	33	15	20 s à 950 °C sous N_2	$2,2 \cdot 10^{-5}$	[Liu 97]
Ti (20 nm) / Al (150 nm)	34	22	10 min à 950 °C sous N_2	$5 \cdot 10^{-5}$	[Qiao 99]
Ti (30 nm) / Al (120 nm)	27	25	500 °C sous N_2	$4,7 \cdot 10^{-5}$	[Wang 12]
Ti (20 nm) / Al (80 nm) / Ni (40 nm) / Au (100 nm)	23	30	30 s à 850 °C sous N_2	$2,5 \cdot 10^{-6}$	[Kong 12]

II. Etude des propriétés thermoélectriques du GaN dopé n et de l'AlGaN/GaN

L'étude des propriétés thermoélectriques des deux matériaux est présentée dans cette partie. Il est important de connaître leurs propriétés afin de pouvoir optimiser les dispositifs thermoélectriques pour lesquels ils seront utilisés.

Le GaN et le gaz d'électrons n'ont, pour l'instant, été que très peu étudiés pour leurs propriétés thermoélectriques [Maeda 03, Nagase 16, Ohta 18, Sztein 14, Yalamarthy 18]. Les valeurs de coefficient Seebeck trouvées dans la littérature sont très dispersées, de $-90 \mu\text{V/K}$ à $-240 \mu\text{V/K}$ à température ambiante pour l'hétérojonction AlGaN/GaN, et de $-105 \mu\text{V/K}$ à $-330 \mu\text{V/K}$ pour le GaN dopé n. Ce coefficient dépend également directement du dopage des matériaux.

II.1. Présentation des appareils de mesures

II.1.a. Mesure du coefficient Seebeck et de la résistivité électrique par ZEM-3

Le coefficient Seebeck et la résistivité des matériaux sont mesurés grâce au système ZEM-3 d'ULVAC GmbH. Le système de mesure est représenté à la figure 2.22. L'échantillon est maintenu à la verticale entre deux blocs : « bloc du dessus » et « bloc du dessous » sur le schéma. L'ensemble, qui se trouve dans une enceinte remplie d'hélium, est chauffé et maintenu à une température précise. Afin de mesurer le coefficient Seebeck, un gradient de température est ensuite appliqué sur l'échantillon en chauffant seulement le block du dessous. Les deux thermocouples latéraux viennent mesurer les températures T_1

et T_2 à deux niveaux différents de l'échantillon et mesurent aussi la différence de tension ΔU . Le coefficient Seebeck $S = \frac{\Delta U}{\Delta T}$ peut ainsi être calculé.

La résistivité électrique peut aussi être mesurée par la méthode des 4 pointes. Un courant est appliqué aux extrémités de l'échantillon par les blocs du dessus et du dessous et la différence de tension est mesurée avec les deux thermocouples latéraux, comme pour la mesure du coefficient Seebeck.

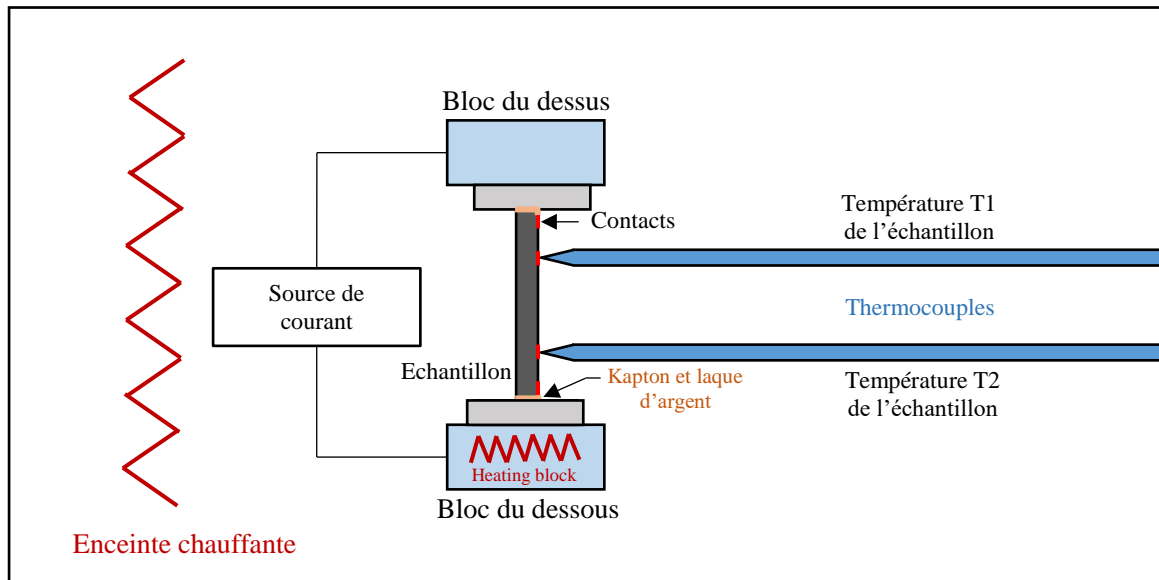


Figure 2.22 : Représentation schématique du système de mesure de la ZEM-3.

Des échantillons de $20 \times 7 \text{ mm}^2$ sont utilisés pour ces mesures. Chaque échantillon à quatre contacts : deux sur les extrémités pour les « blocs du dessus et du dessous » et deux au niveau des thermocouples latéraux (voir figure 2.23). Les contacts utilisés ont été décrits dans la première partie de ce chapitre. Tous les contacts ont été testés pour observer d'éventuelles différences de mesures. Lors des mesures, afin de s'assurer du passage du courant dans le matériau étudié et non dans le substrat, les extrémités des échantillons sont recouvertes de kapton isolant (en orange sur les figures 2.22 et 2.23) et de la laque d'argent est ensuite déposée pour relier les blocs aux contacts extérieurs.

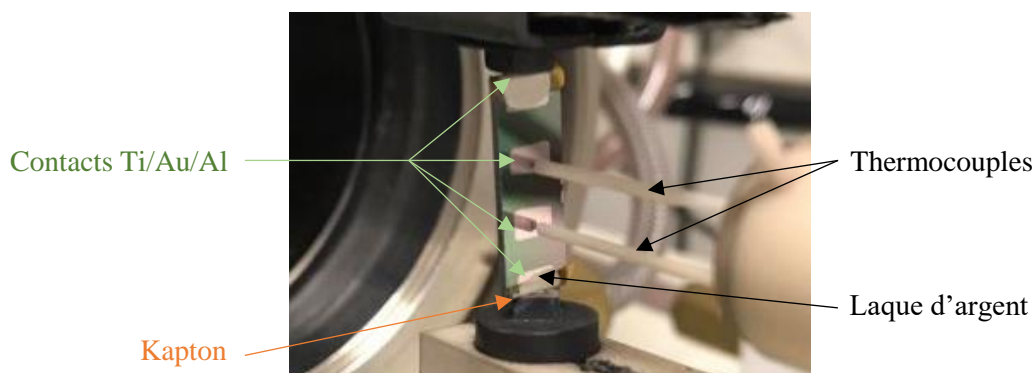


Figure 2.23 : Photo d'un échantillon préparé pour la ZEM-3.

II.1.b. Mesure des propriétés électriques par Van der Pauw / Effet Hall

Les concentrations surfaciques et volumiques, la mobilité des électrons et la résistivité électrique ont été mesurées par Van der Pauw (VdP) et effet Hall [Pauw 58]. Lors des mesures, un courant électrique I va traverser l'échantillon, et un champ magnétique \vec{B} est appliqué perpendiculairement au courant I , comme représenté à la figure 2.24.

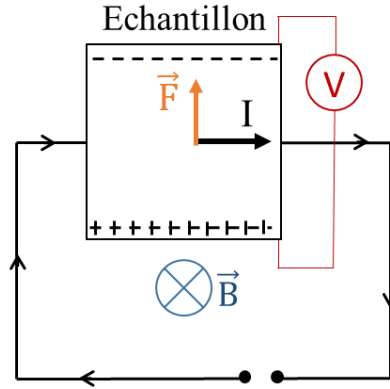


Figure 2.24 : Représentation schématique d'une mesure par Effet Hall dans un échantillon conducteur.

Une force de Lorenz est créée au sein de l'échantillon, elle sépare les porteurs de charges de part et d'autre de l'échantillon.

$$\vec{F} = q[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})] \quad (\text{Eq. 2.5})$$

Les charges vont se répartir et créer une tension mesurable V_H , appelée tension de Hall. Cette tension est liée à la concentration en porteurs de charges, leur mobilité et leur résistance :

$$V_H = \frac{I.B}{q.n.d} = \frac{I.B}{q.n_s} \quad (\text{Eq. 2.6})$$

Avec I le courant, B le champ magnétique, q la charge élémentaire, n le nombre de porteurs majoritaires, d l'épaisseur du matériau et n_s la concentration surfacique.

En mesurant la tension de Hall et en connaissant les valeurs de I , B et q , la concentration surfacique peut être déterminée. Si le circuit est monté comme sur la figure 2.24, la tension de Hall est négative pour des conducteurs de type n et positive pour des conducteurs de type p .

La résistance surfacique R_s peut ensuite être déterminée grâce l'équation de Van der Pauw qui la relie à la mobilité des charges μ :

$$\mu = \frac{1}{q.n_s.R_s} = \frac{|V_H|}{I.B.R_s} \quad (\text{Eq. 2.7})$$

La résistivité ρ peut ensuite être calculée grâce à la résistance surfacique R_s et l'épaisseur d du matériau :

$$\rho = R_s.d \quad (\text{Eq. 2.8})$$

Des échantillons de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ sont utilisés pour les mesures d'Effet Hall, quatre contacts ohmiques sont déposés dans chaque coin des échantillons. Dans ce cas, les différences de contacts n'interviennent pas dans les mesures car, de par la nature même de cette technique, celle-ci s'affranchit des contacts. Les mesures par effet Hall sont prises à température ambiante.

II.2. Mesures des propriétés thermoélectriques des matériaux

Les propriétés électriques et le coefficient Seebeck pour le matériau GaN de type n et pour le gaz d'électrons créé par l'hétérostructure AlGaN/GaN sont présentés dans les tableaux 2.10 et 2.11, respectivement. Les mesures du coefficient Seebeck et de la résistivité électrique (par ZEM-3) sont prises dans un intervalle de température entre 350 K et 500 K, températures auxquelles les capteurs thermiques seront soumis lors de leur fonctionnement dans des circuits intégrés. Les valeurs mesurées sont comparées avec les valeurs publiées dans la littérature.

L'épaisseur du 2DEG n'étant pas connue précisément, la concentration des porteurs de charges n'est donnée qu'en concentration surfacique et non pas en concentration volumique comme pour le matériau n-GaN. La résistance électrique du 2DEG est donnée en résistance carré R_{\square} . Pour rappel, il s'agit de la résistance carré ou la « sheet resistance » qui est la résistance en ohm d'un matériau de surface carré de longueur L, de largeur W et d'épaisseur d. Si R est la résistance d'un matériau 3D, $R = \frac{\rho \cdot L}{d \cdot W} = R_{\square} \frac{L}{W}$.

Tableau 2.10 : Propriétés électriques et coefficient Seebeck du matériau n-GaN.

	C_s (cm^{-2}) 300 K	C_v (cm^{-3}) 300 K	μ ($\text{cm}^2/\text{V.s}$) 300 K	ρ ($\Omega.\text{cm}$) 300 K	ρ ($\Omega.\text{cm}$) 430 K	S ($\mu\text{V/K}$) 430 K	FP ($\text{mW.m}^{-1}.\text{K}^{-2}$) 430 K
n-GaN	$-5,4.10^{14}$ $\pm 0,4.10^{14}$	$-4,9.10^{18}$ $\pm 0,4.10^{18}$	200 ± 12	$4,3.10^{-3}$ $\pm 0,1.10^{-3}$	$4,6.10^{-3}$ $\pm 2,5.10^{-4}$	-162 ± 3	0,56 $\pm 0,03$
Littérature		5.10^{18}	155 *	4.10^{-3} **		-200 *	0,5 *

(avec C_s la concentration surfacique, C_v la concentration volumique, μ la mobilité, ρ la résistivité électrique, S le coefficient Seebeck et FP le facteur de puissance)

(* [Ohta 18] ; ** [Oshima 07])

Tableau 2.11 : Propriétés électriques et coefficient Seebeck de l'hétérojonction AlGaN/GaN.

	C_s (cm^{-2}) 300 K	μ ($\text{cm}^2/\text{V.s}$) 300 K	R_{\square} (Ω/\square) 300 K	ρ ($\Omega.\text{cm}$) 300 K	ρ ($\Omega.\text{cm}$) 430 K	S ($\mu\text{V/K}$) 430 K	FP ($\text{mW.m}^{-1}.\text{K}^{-2}$) 430 K
AlGaN/GaN	$-7,10^{12}$ $\pm 0,6.10^{12}$	2000 ± 100	438 ± 8	$2,1.10^{-5}$ $\pm 0,2.10^{-5}$	$2,4.10^{-4}$ $\pm 1,3.10^{-5}$	-86 ± 4	3,1 $\pm 0,2$
Littérature	7.10^{12}	1500 *	403,38 ***			-80 *	1,5 à 4 *

(avec C_s la concentration surfacique, μ la mobilité, R_{\square} la résistance carré, ρ la résistivité électrique, S le coefficient Seebeck et FP la facteur de puissance)

(* [Ohta 18] ; *** [Xu 16])

Dans le tableau 2.11, la résistivité est donnée en considérant une épaisseur de 5 nm du gaz d'électrons [Ohta 17, Nagase 15, Szein 14, Yalamarthy 18]. L'épaisseur du 2DEG est calculée en considérant

l'épaisseur pour laquelle la bande de conduction est en dessous de la bande de Fermi dans le cas d'une jonction AlGaIn/GaN. Les épaisseurs du 2DEG calculées se trouvent entre 2 et 6,1 nm. Cette estimation nous permet de comparer sa résistivité avec celle du matériau n-GaN et aussi de calculer le facteur de puissance ($FP = \sigma S^2$, σ étant la conductivité électrique).

Comme attendu, la résistivité électrique est beaucoup plus faible pour le gaz d'électrons que pour le matériau n-GaN, à température ambiante ainsi que pour les températures plus élevées ($4,1 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ pour le 2DEG et $6,3 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ pour le n-GaN à température ambiante). Ceci est dû au fait qu'il y a une très faible concentration d'impuretés au sein du 2DEG, les électrons ne sont donc pas freinés lors de leurs déplacements contrairement aux porteurs de charges dans le matériau massif GaN dopé n. Ces valeurs de résistivité, ainsi que la concentration de porteurs de charge, mènent à une mobilité très élevée pour les porteurs de charges dans le 2DEG suivant la relation :

$$\rho = \frac{1}{\mu \cdot n \cdot q} \quad (\text{Eq. 2.9})$$

Avec ρ la résistivité électrique, n la concentration de charge et q la charge élémentaire.

On retrouve une mobilité de $2000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ dans le 2DEG et de $200 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ dans le matériau GaN dopé n à température ambiante soit dix fois plus élevée, ces valeurs se rapprochent des valeurs trouvées dans la littérature et présentées dans les tableaux 2.10 et 2.11.

Le coefficient Seebeck est plus élevé pour le matériau n-GaN dans tout l'intervalle de température testé. Ce résultat signifie que la sensibilité d'un capteur thermoélectrique utilisant le matériau n-GaN sera plus élevée que celui utilisant l'hétérojonction AlGaIn/GaN. Rappelons que le signal de sortie délivré par un capteur thermoélectrique est une tension U définie par :

$$U = N \cdot S_{np} \cdot \Delta T = N \cdot S_{np} \cdot \phi \cdot R_{th} \quad (\text{Eq. 2.10})$$

Avec N le nombre de jonctions thermoélectriques, S_{np} la différence des coefficients Seebeck des deux matériaux ($S_{np} = S_p - S_n$), ΔT la différence de température au sein du capteur, ϕ le flux thermique qui traverse longitudinalement le capteur et R_{th} la résistance thermique du capteur.

Le facteur de puissance est beaucoup plus élevé pour le gaz d'électrons, ayant une conductivité électrique vingt fois supérieure à celle du n-GaN. On obtient des valeurs de $3,1 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$ pour le 2DEG et $0,56 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$ pour le n-GaN à 430 K. Cette étude montre que les facteurs de puissance de ces deux matériaux sont élevés, comparés notamment à d'autres matériaux en films minces de la microélectronique (par exemple : $FP_{\text{SiGe}} = 0,15 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$, $FP_{\text{QDSL-SiGe-TiSi}_2} = 0,4 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$ [Savelli 15] et $FP_{\text{Polysilicium}} = 0,3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$ [Ziouche 16]). Ils pourraient donc potentiellement être utilisés pour d'autres applications thermoélectriques.

Les coefficients Seebeck pour l'AlGaIn/GaN et n-GaN ont été mesurés en utilisant tous les contacts présentés en première partie de ce chapitre. Les valeurs moyennes de ces mesures sont tracées en fonction de la température à la figure 2.25.

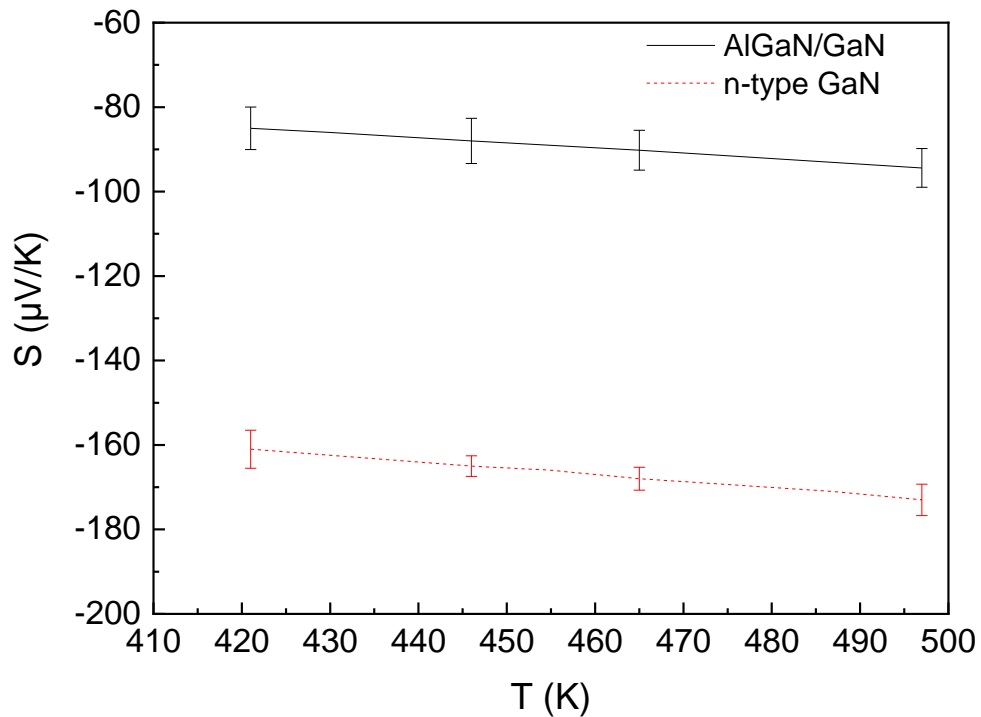


Figure 2.25 : Coefficients Seebeck de l'hétérojonction AlGaN/GaN et du n-GaN en fonction de la température.

Les valeurs absolues des coefficients Seebeck augmentent avec la température, un comportement classique pour des matériaux thermoélectriques semi-conducteurs.

Les résistivités des deux matériaux ont aussi été mesurées en utilisant tous les contacts présentés en première partie. Les moyennes des résistivités électriques et du facteur de puissance sont présentées aux figures 2.26-a et -b pour le n-GaN et l'AlGaN/GaN, respectivement. Leur résistivité respective augmente linéairement avec la température ce qui est là aussi un comportement classique pour des matériaux conducteurs. Les facteurs de puissance sont aussi représentés.

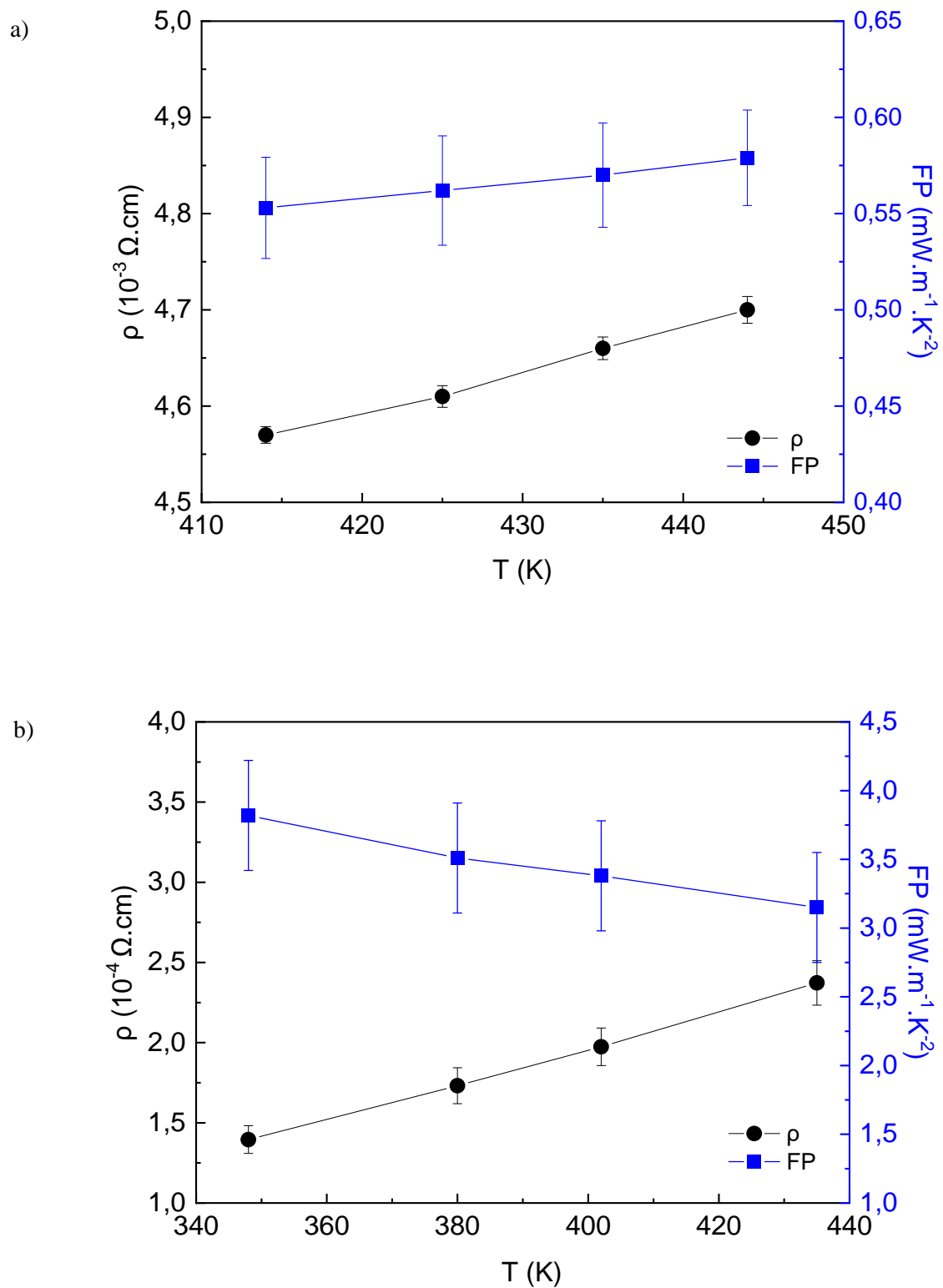


Figure 2.26 : Valeurs moyennes des résistivités électriques et des facteurs de puissance du n-GaN (a) et de l'hétérojonction AlGaN/GaN (b) en fonction de la température.

Il est ensuite important de s'assurer que les propriétés thermoélectriques de ces matériaux soient reproductibles et n'évoluent pas après plusieurs cycles thermiques. Les capteurs vont en effet devoir supporter de nombreux changements en température au cours de leur utilisation. Toutes les mesures de coefficient Seebeck et de résistivité électrique ont donc été testées avec 10 cycles de température allant de 400 K à 520 K, températures pouvant être atteintes au sein des circuits électriques lors du fonctionnement des composants. Les figures 2.27 et 2.28 présentent des exemples de cycles en température du coefficient Seebeck, de la résistivité électrique et du facteur de puissance (ce dernier est calculé à partir des mesures de cycles du coefficient Seebeck et de la résistivité), respectivement. La figure 2.28 représente les cycles en température de la résistivité et du PF du GaN type n avec des contacts Ti/Au/Al recuit 30 secondes à 735 °C (a) et de l'AlGaN/GaN avec des contacts Ti/Au (b).

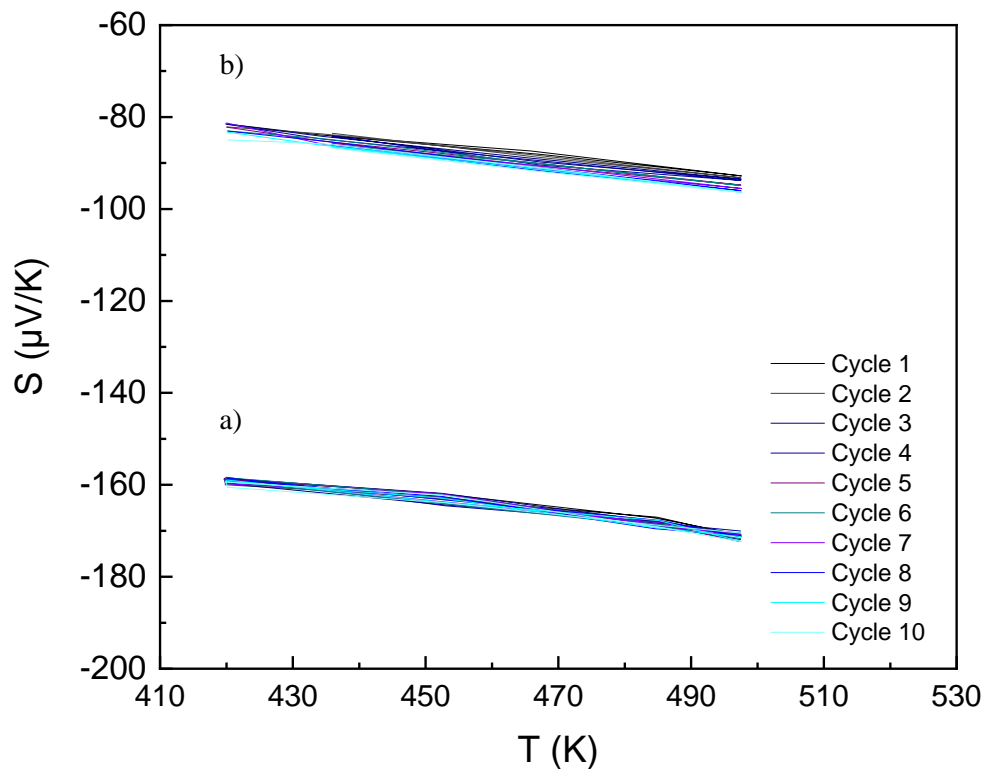


Figure 2.27 : Coefficient Seebeck du n-GaN avec le contact Ti/Au/Al recuit à 735 °C (a) et de l'hétérojonction AlGaN/GaN avec le contact Ti/Au recuit à 850 °C (b) sur 10 cycles de température.

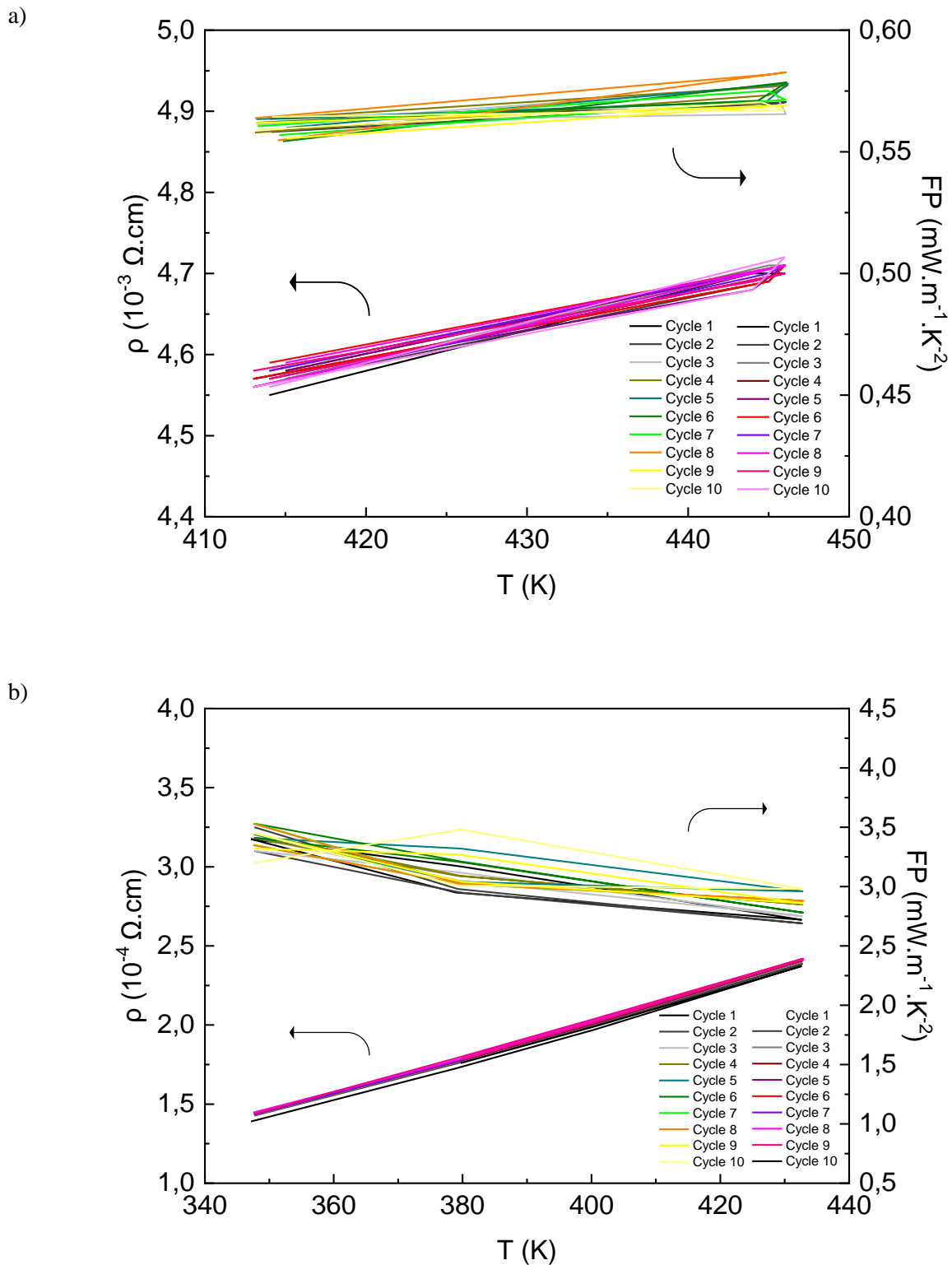


Figure 2.28 : Résistivité électrique et facteur de puissance du n-GaN avec le contact Ti/Au/Al recuit à 735 °C (a) et de l'hétérojonction AlGaN/GaN avec le contact Ti/Au recuit à 850 °C (b) sur 10 cycles de température.

Les valeurs mesurées sont reproductibles au cours des cycles de température, on en déduit que les matériaux sont thermoélectriquement stables avec la température. Des matériaux thermoélectriquement stables en fonction de la température sont essentiels, notamment pour les capteurs thermiques qui seront soumis à de nombreuses variations en température au cours de leur vie.

III. Conclusion du chapitre 2

Une étude de contacts sur deux matériaux, le GaN dopé n et l'hétérostructure AlGaN/GaN, a été présentée en première partie. Différents empilements ont été testés et comparés : Ti/Al, Ti/Au, Ti/Au/Al et Ti/Al/Ni/Au. Ces empilements ont ensuite été recuits à différentes températures : 500 °C, 735 °C et 850 °C sous azote afin de les stabiliser et de réduire les résistances de contact. Leur phase et leur résistance électrique ont été étudiées et mesurées pour comprendre l'effet des recuits.

Pour le matériau GaN dopé de type n, de nouvelles phases conductrices apparaissent après recuit telles que le $TiAl_3$ (pour les contacts Ti/Al et Ti/Au/Al) à partir du recuit à 500 °C. Une phase de $AuAl_2$ apparaît après recuit à 735 °C pour le contact Ti/Au/Al, phase conductrice. Les résistances de contact, mesurées par TLM, diminuent après chaque recuit. Les valeurs les plus basses sont obtenues avec le contact Ti/Au/Al recuit à 735 °C, pour lequel une valeur de $2,5 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot cm^2$ a été mesurée. Le contact Ti/Al après recuit à 735 °C se délamine dû à la forte concentration de contraintes thermiques accumulées.

Deux techniques de contact ont été étudiées pour la structure plus complexe d'AlGaN/GaN. Le premier est le contact encastré : les dépôts métalliques sont déposés sur le GaN après gravure de la couche de SiN, d'AlGaN et d'AlN. Les contacts sont ensuite recuits aux mêmes températures que sur le n-GaN. Le deuxième type de contact est le contact non-encastré : le contact est déposé sur l'AlGaN, après gravure de la couche SiN au niveau des contacts, et recuit à une température très élevée de 850 °C afin que les métaux diffusent pour atteindre le gaz d'électrons à l'interface entre l'AlN et le GaN.

Pour les contacts non-encastrés, des nouvelles phases conductrices sont aussi créées après recuit. Le $TiAl_3$ et le TiN sont formés pour les contacts Ti/Al et Ti/Au/Al. Ces deux phases améliorent le caractère ohmique des contacts. L' $AuAl_2$ apparaît après recuit à 850 °C des contacts Ti/Au/Al, comme pour le n-GaN. L'empilement Ti/Au forme du $TiAu_4$ et du TiAlN à l'interface métal / semi-conducteur, qui joue le même rôle que le TiN pour les autres contacts. Le Ti/Al/Ni/Au forme plusieurs phases, dont les phases conductrices de $TiAl_2$ et de TiN.

Les contacts encastrés ont des résistances de contact plus élevées que les contacts non-encastrés, de l'ordre de $10^{-2} \Omega \cdot cm^2$ et $10^{-3} \Omega \cdot cm^2$, respectivement. En effet, lors de la gravure, le 2DEG est complètement interrompu et peut être endommagé au niveau des flans si les gravures ne sont pas nettes. Les gravures sont aussi peu reproductibles, le BCl_3 , gaz utilisé pour graver l'AlGaN, n'étant pas sélectif par rapport au GaN. Il peut donc surgraver l'AlGaN et commencer à graver le GaN. La gravure du GaN peut changer dramatiquement les résistances de contact finales. Le procédé de fabrication des contacts non-encastrés est donc préféré à celui des contacts encastrés.

Ces résultats sont importants pour optimiser les dispositifs thermoélectriques utilisant les matériaux GaN de type n et l'hétérostructures AlGaN/GaN. Le contact Ti/Au/Al recuit à 735 °C est le contact le moins résistif sur le GaN de type n et pour l'AlGaN/GaN, les contacts Ti/Au non-encastrés recuits 50 secondes à 850 °C permettent d'obtenir les contacts les moins résistifs.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, les propriétés thermoélectriques des deux matériaux ont été présentées. La mobilité électronique, la densité de charge, la résistivité électronique et le coefficient Seebeck ont été mesurés. Le matériau n-GaN possède un coefficient Seebeck plus élevé que celui du 2DEG, l'utilisation de ce matériau sera donc préférée pour une intégration dans des capteurs thermoélectriques puisque la sensibilité de ces capteurs est directement liée au coefficient Seebeck. Les

deux matériaux possèdent tout de même un coefficient Seebeck assez élevé pour obtenir un capteur assez sensible.

Une bonne reproductibilité du coefficient Seebeck et de la résistivité électrique a été observé grâce à des cycles en température. Les matériaux sont donc thermoélectriquement stables en fonction de la température, facteur très important pour leur utilisation dans des capteurs thermiques.

IV. Bibliographie

- [Bardeen 47] J. Bardeen
Surface states and rectification at a metal semi-conductor contact.
Physical Review, vol. 71, p 717-727, 1947
- [Bertrand 16] D. Bertrand
Etude des mécanismes de formation des contacts ohmiques pour des transistors de puissance sur Nitrure de Gallium
Thèse de doctorat de l'Université Grenoble Alpes, 2016
- [Bougrov 01] V. Bougrov, M. Levinshtein, S. Rumyantsev et A. Zubrilov.
Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe.
Wiley-Interscience, 2001
- [Brudnyi 18] V. N. Brudnyi, M. D. Vilisova, L. E. Velikovskii, P.E. Sim et P.A. Brudnyi
Electrophysical and physical- chemical properties of ohmic contacts to III-N compounds.
Russian Physics Journal, vol. 61, No 8, 2018
- [Erdogdu 14] Y. Erdogdu, T. Jian, G. V. Lopez, W.-L. Li et L-S Wang
On the electronic structure and chemical bonding of titaniumtetraauride: $TiAu_4$ and $TiAu_4^-$
Chemical Physics Letters 610-611 (2014) 23-28
- [Foresi 93] J.S. Foresi et T.D. Moustakas
Metal contacts to gallium nitride
Applied Physics Letters, 62(22) : 2859, 1993
- [Greco 13] G. Greco, F. Giannazzo, F. Iucolano, R. Lo Nigro et F. Roccaforte
Nanoscale structural and electrical evolution of Ta- and Ti-based contacts on AlGaN/GaN heterostructures.
Journal of Applied Physics, No. 114, 082717, 2013
- [Greco 16] G. Greco, F. Iucolano et F. Roccaforte
Ohmic contacts to Gallium Nitride materials
Applied Surface Science, no 383, p 324, 2016
- [Hsu 00] Li-Shing Hsu, G.-Y. Guo, J.D. Denlinger et J.W. Allen
Experimental and theoretical study of the electronic structure of $AuAl_2$.
Journal of physics and chemistry of solids, 62, 1047 – 1054, 2001
- [Jan 62] J. P. Jan et W. B. Pearson
Electrical properties of $AuAl_2$, $AuGa_2$ and $AuIn_2$.
Philosophical Magazine, 8, 86, 1962
- [Jeffrey 84] G. Jeffrey, J.G. Nelson, W.J. Gignac, S. Kim, J. R. Lince et R. S. Williams
Angle-resolved photoemission study of $AuGa_2$ and $AuIn_2$ intermetallic compounds
Physical Review B, vol 31, No. 6, 1984

- [Jenkins 89] D.W. Jenkins et J.D. Dow
Electronic structures and doping of InN, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, and $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$.
Physics Revue B, no 39 (5), p. 3317 – 3329, 1989
- [Kong 12] Xin Kong, Ke Wei, Guoguo Liu and Xinyu Liu
Role of Ti/Al relative thickness in the formation mechanism of Ti/Al/Ni/Au
ohmic contacts to AlGaN/GaN heterostructures
Journal of physics D: Applied Physics, 45, 265101
- [Kostov 20] A. Kostov, L. Gomidzelovic, A. Milosavljevic et Z.S. Simsic
Thermodynamic characterization of solder Au-Gu alloys.
Materials Chemistry and Physics, 241, 122278, 2020
- [Kurtin 69] S. Kurtin, T. McGill et C. Mead
Fundamental transition in the electronic nature of solids.
Physical Review Letters, vol. 22, pp. 1433–1436, 1969
- [Kwak 00] J. S. Kwak, S. E. Mohney, J-Y. Lin et R.S. Kern
Low resistance Al/Ti/nGaN ohmic contacts with improved surface morphology
and thermal stability.
Semiconductor Science and Technology, 15 (200) 756-760
- [Lee 07] S. Y. Lee, S.C. Wang, J. S. Chen et Huang J. L. J L
Effects of nitrogen partial pressure on electrical properties and thermal stability
of TiAlN films by ion beam sputter deposition.
Surface and Coatings Technology, 202, 977-981, 2007
- [Lide 03] D. R. Lide, G. Baysinger, S. Chemistry, L.I. Berger, R. Goldberg et H.V.
Kehiaian
CRC Handbook of Chemistry and Physics
- [Lin 98] M.E. Lin, Z. Ma, F.Y. Huang, Z.F. Fan, L.H. Allen et H. Morkoc
Low resistance ohmic contacts on wide band-gap GaN
Applied Physics Letters, 64, 1003 (1994)
- [Liu 97] Q. Z. Liu, L. S. Yu, F. Deng, S. S. Lau, Q. Chen, J. W. Yang et M. A. Khan
Study of contact formation in AlGaN/GaN heterostructure
Applied Physics Letters, 71, 1658 (1997)
- [Liu 98] Q.Z. Liu et S.S. Lau
A review of the metal-GaN contact technology
Solid state Electronics, 42(5) : 677, 1998
- [Luther 97] B.P. Luther, S.E. Mohney, T.N. Jackson, M.A. Khan, Q. Chen et J.W. Yang
Investigation of the mechanism for Ohmic contact formation in Al and Ti/Al
contacts to [bold n] type GaN.
Applied Physics Letters, 70 :57, 1997
- [Maeda 03] N. Maeda, K. Tsubaki, T. Saitoh, T. Tawara et N. Kobayashi
Two-dimensional electron gas transport properties in AlGaN/GaN
heterostructure field-effect transistors designed for high-power applications
Opt. Mater., vol. 23, n° 1-2, p. 211-217, 2003
- [Maruska 69] H.P. Maruska et J.J. Tietjen
The preparation and properties of vapor-deposited single-critical-line GaN

- Applied Physics Letters, 15(10), p. 32, 1969
- [Miller 96] S. Miller et P. H. Holloway
Ohmic contact to n-type GaN
Journal of electronic materials, vol. 25, No. 11, 1996
- [Mohammad 04] S.N. Mohammad
Contact mechanism and design principles for alloyed ohmic contacts to n-GaN
Journal of Applied Physics, 95, 7940, 2004
- [Mohney 98] S.E. Mohney, B.P. Luther, S.D. Wolter, T.N. Jackson, R.F. Karlicek Jr et R.S. Kern
TiN and ZrN based ohmic contacts to n-GaN
High Temperature Electronics Conference, 1998. HITEC. Fourth International, p 134–137, 1998
- [Mott 39] N. F. Mott
The theory of crystal rectifiers
H.H. Wills Physical Laboratory, University of Bristol
- [Nagase 16] K. Nagase, S. Takado et K. Nakahara
Thermoelectric enhancement in the two-dimensional electron gas of AlGaIn/GaN heterostructures: Thermoelectric enhancement in the 2D electron gas of AlGaIn/GaN
Phys. Status Solidi A, vol. 213, n° 4, p. 1088-1092, 2016
- [Nguyen 14] T. D. H. Nguyen
Réalisation et caractérisation de HEMTs AlGaIn/GaN sur silicium pour applications à haute tension.
Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud - Paris XI, 2013
- [Ohta 18] H. Ohta, S. W. Kim, S. Kaneki, A. Yamamoto, and T. Hashizume
High Thermoelectric Power Factor of High-Mobility 2D Electron Gas
Advanced Science, vol. 5, n° 1, p. 1700696, 2018
- [Oshima 07] Y. Oshima, T. Yoshida, T. Eri, M. Shibata et T. Mishima
Thermal and electrical properties of high-quality freestanding GaN wafers with high carrier concentration
Phys. stat. sol. (c) 4, No. 7, 2215– 2218, 2007
- [Pauw 58] L. van der Pauw
A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape
Philips Res. Rep. 13, 1958
- [Pang 13] L. Pang, K. Kim
Improvement of Ohmic contacts to n-type GaN using a Ti/Al multi-layered contact scheme
Materials science in semiconductor processing, vol. 29, p. 90-94, 2015
- [Placidi 09] M. Placidi, A. Perez-Tomas, A. Constant, G. Rius, N. Mestres, J. Millan et P. Godignon
Effects of cap layer on ohmic Ti/Al contacts to Si⁺ implanted GaN
Applied Surface Science 255 (2009) 6057-6060

- [Powell 98] R. A. Powell et S. Rosnagel
PVD for Microelectronics: Sputter Desposition to Semiconductor Manufacturing
Academic Press 1999
- [Qiao 99] D. Qiao, Z. F. Guan, J. Carlton, S. S. Lau et G. J. Sullivan
Low resistance ohmic contacts on AlGaIn / GaN structure using implantation and the « advanced » Al/Ti metallization
Applied Physics Letters 74, 2652 (1999)
- [Qin 04] Z.X. Qin, Z.Z. Chen, Y.Z. Tong, X.M. Ding, X.D. Hu, T.J. Yu et G.Y. Zhan
Study of Ti/Au, Ti/Al/Au, and Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts to n -GaN
Applied Physics A Materials Science Process., vol. 78, p. 729-731, 2004
- [Reeves 82] G. K. Reeves et H.B. Harrison
Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-3, No. 5, 1982
- [Roccaforte 06] F. Roccaforte, F. Iucolano, A. Alberti, F. Giannazzo, V. Puglisi, C. Bongiorno, S. D. Franco et V. Raineri
Microstructure and current transport in Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts to n-type AlGaIn epilayers grown on Si(111)
Superlattices Microstructures, 40, 373-379, 2006
- [Ruvimov 98] S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, D. Qiao, S. S. Lau et Paul K. Chu
Microstructure of Ti/Al ohmic contacts for n-AlGaIn
Applied Physics Letters, 73, 2582, 1998
- [Savelli 15] G. Savelli, S. S. Stein, G. Bernard-Granger, P. Faucherand, L. Montès, S. Dilhaire et G. Pernot
Titanium-based silicide quantum dot superlattices for thermoelectrics applications.
Nanotechnology 26 (2015) 275605 (9pp)
- [Sztejn 14] A. Sztejn, J. E. Bowers, S. P. DenBaars et S. Nakamura
Polarization field engineering of GaIn/AlIn/AlGaIn superlattices for enhanced thermoelectric properties
Applied Physics Letters, vol. 104, n°4, p. 042106, 2014
- [Thierry-Jebali 12] N. Thierry-Jebali
Caractérisations et modélisations physiques de contacts entre phases métalliques et Nitrure de Gallium semi-conducteur.
Thèse de doctorat de l'Université Claude Bernard Lyon 1, 2012
- [Van Deale 05] B. Van Deale, G. Van Tendeloo, W. Ruythooren, J. Derluyn, M. R. Leys et K. Germain
The role of Al on Ohmic contact formation on n-type GaIn and AlGaIn/GaN
Applied physics Letters, 87, 61905, 2005
- [Wang 12] C. Wang et N-Y. Kim
Electrical characterization and nanoscale surface morphology of optimized Ti/Al/Ta/Au ohmic contact for AlGaIn/GaN HEMT
Nanoscale research letters, 2012, 7:107

- [Wang 07] L. Wang, F. M. Mohammed et I. Adesida
Differences in the reaction kinetics and contact formation mechanisms of annealed Ti/Al/Mo/Au Ohmic contacts on n-GaN and AlGaN/GaN epilayers
Journal of applied physics, vol. 101, n° 1, p. 013702, 2007
- [Xu 16] X. Xu, J. Zhong, H. So, A. Norvilas, C. Sommerhalter, D. G. Senesky et M. Tang
Wafer-level MOCVD growth of AlGaN/GaN-on-Si HEMT structures with ultra-low room temperature 2DEG mobility
AIP Advances 6, 115016, 2016
- [Yalamarthy 18] A. S. Yalamarthy, H. So, M. M. Rojo, A. J. Suria, X. Xu, E. Pop et D. G. Senesky
Tuning Electrical and Thermal Transport in AlGaN/GaN Heterostructures via Buffer Layer Engineering
Adv. Funct. Mater., vol. 28, n° 22, p. 1705823, 2018
- [Zhang 15] J. Zhang, S. Huang, Q. Bao, X. Wang, K. Wei, Y. Zheng, Y. Li, C. Zhao, X. Liu, Q. Zhou et W. Chen, B. Zhan
Mechanism of Ti/Al/Ti/W Au-free ohmic contacts to AlGaN/GaN heterostructures via pre-ohmic recess etching and low temperature annealing.
Applied physics letters 107, 262109, 2015
- [Zhao 17] S. Zhao, J. Gao, S. Wang, H. Xie, F. A. Ponce, S. Goodnick et S. Chowdhury.
Stability of alloyed and nonalloyed ohmic contacts to n-type GaN at high temperature in air
Japanese Journal of Applied Physics, vol. 56, n° 12, 126502, 2017
- [Ziouche 16] K. Ziouche, P. Lejeune, Z. Bougrioua et D. Leclercq
Dispersion of heat flux sensors manufactured in silicon technology.
Sensors 2016, 16, 853

Chapitre 3 : Développement de capteurs thermoélectriques embarqués

I. Contexte.....	96
II. Structures embarquées.....	96
III. Procédé de fabrication.....	103
IV. Propriétés thermoélectriques des matériaux (structures tests)	104
IV.1. Les structures Tests de Résistivité (TR)	104
IV.1.a. Résistivité des lignes TE	104
IV.1.b. Résistivité des lignes métalliques	105
IV.2. Les structures tests pour contact	106
IV.2.a. Les structures tests de Chaînes de Contact (CC)	106
IV.2.b. Les structures tests de résistance de contact (TLM)	106
IV.3. Les structures Tests des coefficients Seebeck des matériaux ThermoElectriques (TSTE)	106
V. Caractérisation des capteurs embarqués.....	107
V.1. Résistance des capteurs μ TESs	107
V.2. Mesure des sensibilités des capteurs par lignes chauffantes	108
V.2.a. Tensions de sortie des capteurs en fonction du courant des lignes chauffantes	109
V.2.b. Tensions de sortie des capteurs en fonction de leurs différences de température	109
V.3. Mesure des sensibilités des capteurs par fonctionnement du HEMT	113
V.3.a. Tensions de sortie des capteurs en fonction de la puissance du HEMT	113
V.3.b. Tensions de sortie des capteurs en fonction de leurs différences de température	116
V.4. Discussion sur les performances des capteurs	119
VI. Mesure du flux thermique.....	121
VII. Conclusion du Chapitre 3	124
VIII. Bibliographie.....	125

I. Contexte

Ce chapitre est dédié à la présentation et la caractérisation des capteurs thermoélectriques embarqués. Ces capteurs sont fabriqués suivant les procédés de fabrication des HEMTs au niveau industriel afin d'être intégrés dans des circuits électroniques et mesurer les flux de chaleur dans ces circuits. Les capteurs embarqués ont l'avantage d'être fabriqués en même temps que les HEMTs, ils peuvent donc être placés au plus proche des transistors pour une mesure plus précise des flux thermiques des transistors. Cependant, ceci implique que les capteurs doivent suivre les règles de dimensionnement et de fabrication des composants de puissance en faisant attention à ne pas ajouter d'étapes supplémentaires.

Les HEMTs sont des transistors de puissance pouvant surchauffer et atteindre des températures supérieures à 200 °C. Ces surchauffes sont dues aux pertes par effets joules ainsi qu'aux pertes en commutations et, à partir de 150 °C, peuvent dégrader les connexions et les soudures avec les fils de câblage qui relient les puces aux systèmes extérieurs. La surchauffe des HEMTs peut aussi détruire les boîtiers d'encapsulation en plastique dans lesquels ils se trouvent. Il est donc nécessaire de mesurer et contrôler les températures de ces structures afin d'éviter tout dysfonctionnement.

Les contraintes à respecter sont le choix des matériaux, qui doit impérativement être le même que celui du HEMT, le procédé de fabrication, l'empilement des niveaux de matériaux et les règles de dimensionnement. Ces contraintes ont toutes un impact sur l'efficacité des capteurs.

Pour des raisons de planning et compte-tenu du fait que d'autres dispositifs pour différents clients étaient également intégrés, les lots comprenant les capteurs et transistors HEMTs ont dû être lancés en début de thèse. Dans ces conditions, ces capteurs n'ont pas pu être optimisés car les études sur les résistances de contact et les propriétés thermoélectriques n'avaient pas encore été menées. Ces capteurs ont donc été dimensionnés en prenant en compte des valeurs décrites dans la littérature. Ils ont été réalisés dans la salle blanche du LETI et les plaques ont été réceptionnées en troisième année de thèse. Ces dernières ont donc pu être caractérisées, avec pour objectif de valider le bon fonctionnement de tels capteurs dans des conditions réelles d'utilisation, et tout en gardant à l'esprit que ces structures peuvent être optimisées.

Dans ce chapitre, les structures des capteurs embarqués seront d'abord présentées, suivi des structures tests utilisées pour mesurer différents paramètres tels que les résistances de contacts, résistivité électrique des matériaux, etc. Le procédé de fabrication sera ensuite décrit. Les caractérisations des structures tests et des capteurs seront présentées en dernière partie.

II. Structures embarquées

Les capteurs sont ici des structures planaires, aussi appelées capteurs thermoélectriques 2D : ils mesurent une différence de température dans le plan. En général, les jonctions de capteurs thermoélectriques sont composées de deux matériaux thermoélectriques : une ligne de matériau dopé n et une ligne de matériau dopé p, et sont reliées entre elles par des connexions métalliques pour former des jonctions np. Dans notre cas, le gaz d'électrons (2DEG) est utilisé comme matériau de type n. Par ailleurs, puisque la synthèse d'un GaN dopé p n'est pas encore optimisée au CEA, des lignes métalliques ont donc été utilisées au lieu des lignes de type p. Ces lignes métalliques présentent un bon compromis entre la sensibilité et la résistance totale : malgré leur faible coefficient Seebeck, elles ont une très faible résistivité ce qui est indispensable pour des dispositifs électroniques. Du tungstène est utilisé pour ces lignes métalliques.

La figure 3.1 représente schématiquement une vue de dessus d'un capteur à 5 jonctions. Une jonction est donc composée d'une ligne métallique, représentée en gris sur la figure, et d'une ligne de 2DEG qui

se trouve sous la couche de SiN, en vert sur la figure. Les bornes pour la connexion entre le capteur et le système de lecture sont représentées en rouge et sont composées d'un empilement de plusieurs métaux. Les figures 3.2 et 3.3 représentent schématiquement les vues transversales au centre du capteur et au niveau des connexions du capteur, respectivement. Le positionnement de ces coupes transversales est représenté sur la figure 3.1. Les flux d'électrons sont illustrés en rouge sur les coupes transversales.

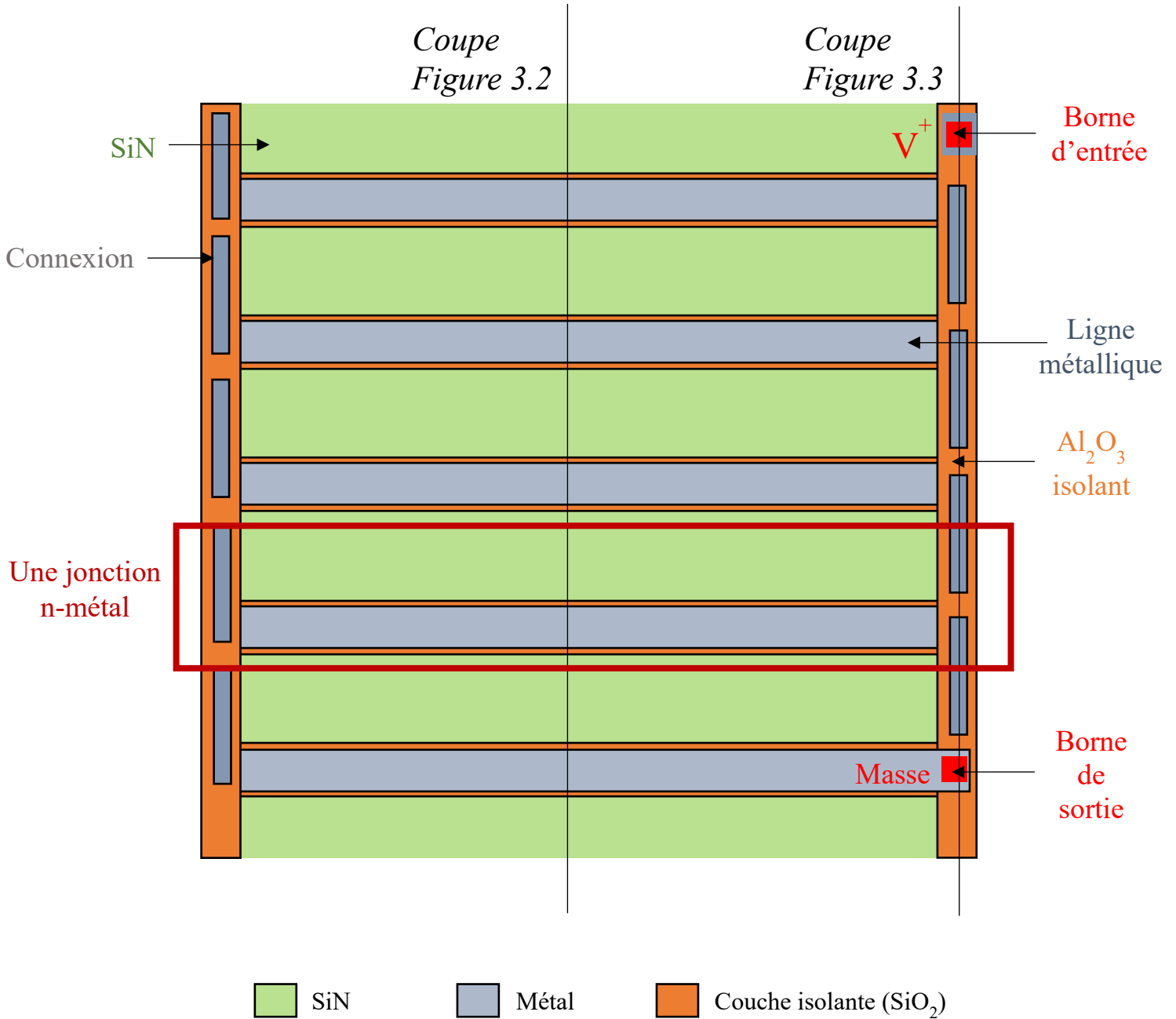


Figure 3.1 : Représentation schématique d'un capteur à 5 jonctions (vue du dessus).

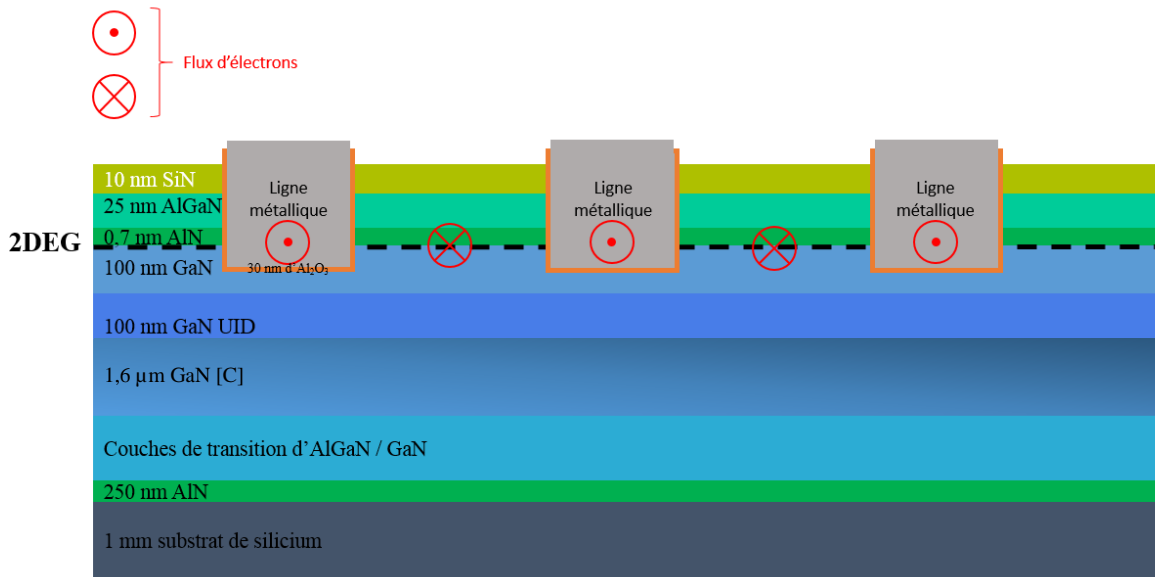


Figure 3.2 : Représentation schématique d'un capteur (vue transversale au centre du capteur).

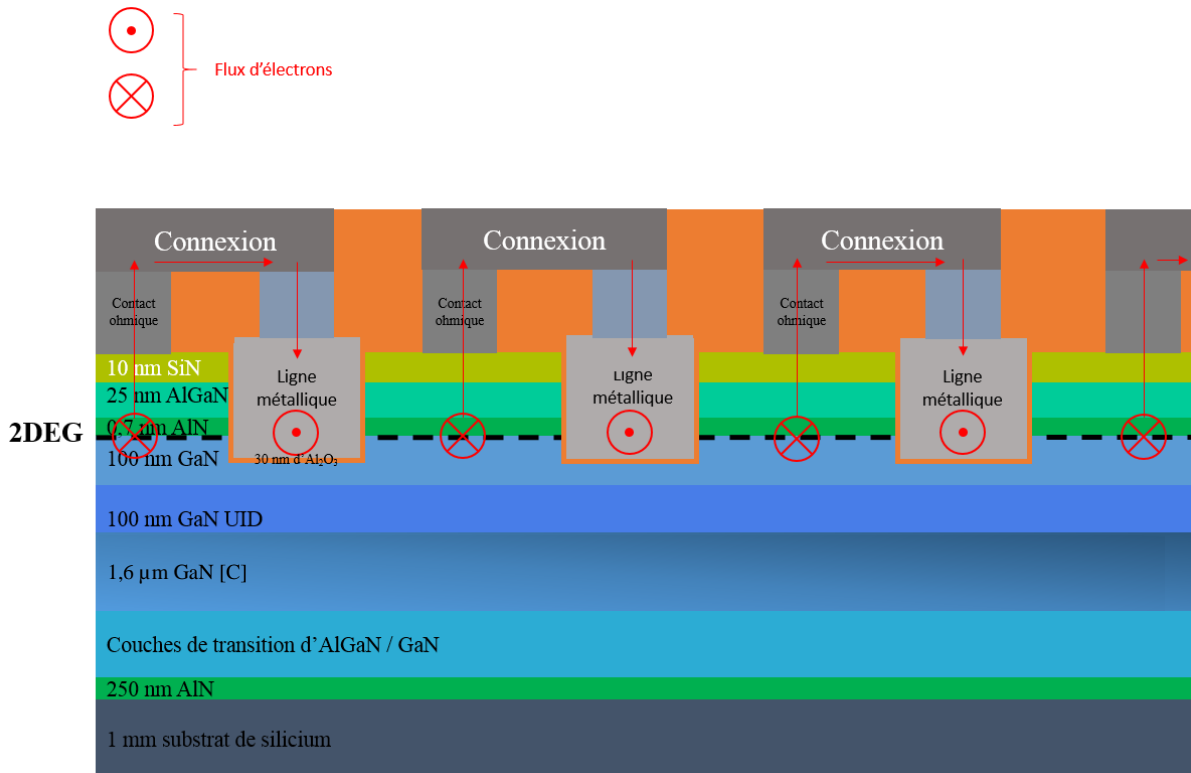


Figure 3.3 : Représentation schématique d'un capteur (vue transversale au niveau des connexions du capteur).

Les électrons circulent dans le gaz d'électrons à l'interface entre les matériaux GaN et AlGaIn (figure 3.2) du côté chaud vers le côté froid. Aux extrémités des lignes TE, ils passent dans les connexions (figure 3.3), afin de rejoindre les lignes métalliques dans lesquelles ils circulent dans le sens opposé au 2DEG. Les électrons vont donc parcourir le capteur en serpentin et créer une différence de potentiel à ses extrémités.

Pour notre étude, quatre capteurs μ TESs (micro ThermoElectric Sensors en anglais ou micro capteurs thermoélectriques) ont été fabriqués autour d'un transistor HEMT multi-doigts comme on peut l'observer sur la figure 3.4. Toutes les lignes qui composent les μ TESs sont parallèles entre elles et sont implantées perpendiculairement au HEMT. Trois géométries différentes (μ TES1, 2 et 3) ont été utilisées afin de faire varier le nombre de jonctions 2DEG-métal et les longueurs de lignes pour étudier l'impact de ces paramètres sur la sensibilité des capteurs. Les largeurs des lignes restent identiques pour les trois géométries, elles ont été fixées à la plus petite dimension réalisable. A noter que la géométrie de type 1 a été doublée (μ TES1 et μ TES1bis) pour vérifier la reproductibilité des mesures.

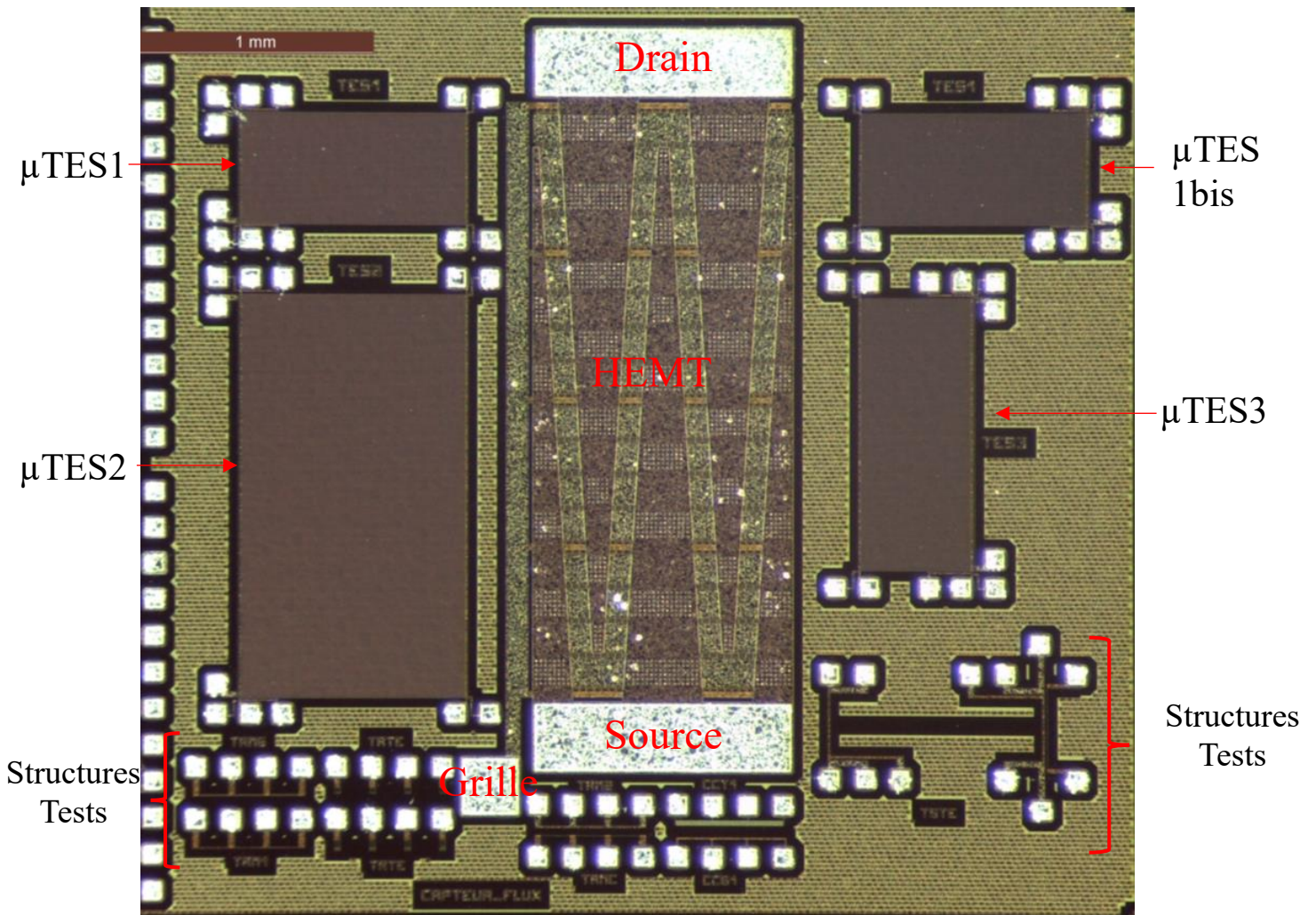


Figure 3.4 : Image optique en vue de dessus d'un transistor HEMT entouré de 4 capteurs μ TESs et de structures tests.

Les quatre capteurs se trouvent de part et d'autre du transistor à une distance de 200 μ m. Des structures tests se situent en dessous du HEMT et des capteurs. Ces structures sont présentées à la fin de ce paragraphe.

La figure 3.5-a représente le layout du capteur μ TES1 et la figure 3.5-b est une image optique de ce même capteur. Les layouts sont réalisés avec le logiciel de conception assistés par ordinateur (CAO) « Virtuoso Layout XL » de chez « Cadence » permettant la conception de jeux de masques pour la fabrication de circuits intégrés. Les différentes couleurs du layout représentent les différents niveaux de fabrication du lot, une couleur représente donc un niveau de masque photolithographique.

En plus du transistor HEMT, des lignes chauffantes (LC) ont été positionnées à l'une des extrémités des capteurs. Ces lignes chauffantes ont été ajoutées dans le cas où le transistor HEMT ne fonctionnerait

pas ou ne chaufferait pas suffisamment. Ces lignes vont chauffer un côté du capteur et créer une différence de température. Elles sont réalisées en cuivre de $2,5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et de $1,4\ \mu\text{m}$ de largeur et chauffent par effet Joule lorsqu'elles sont soumises à un courant. Chaque μTES possède également deux lignes métalliques de chaque côté (chaud et froid) appelées lignes de contrôle de la température (LCT) pour déterminer les températures aux extrémités des capteurs.

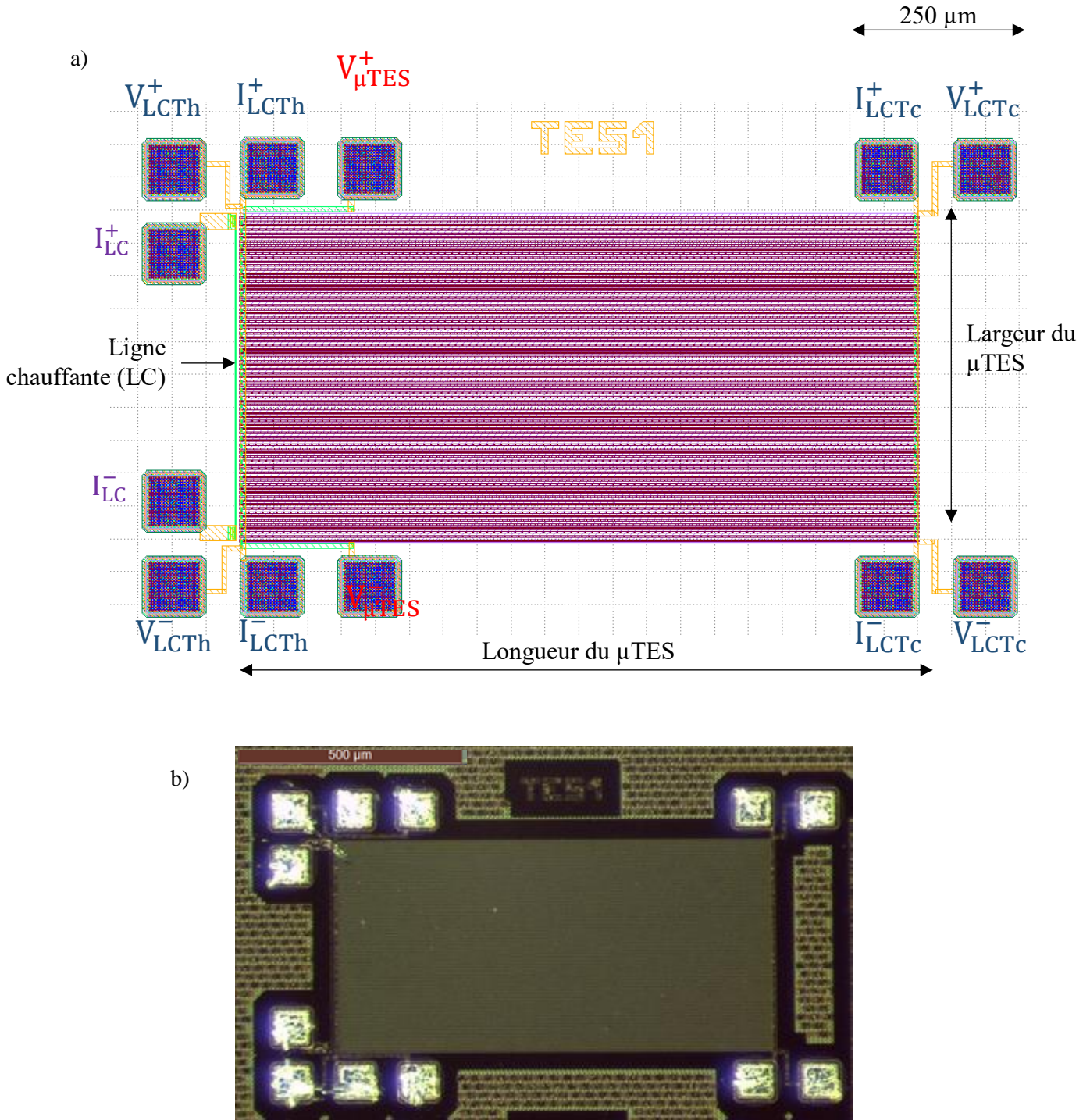


Figure 3.5 : Layout (a) et image optique en vue de dessus (b) du μTES1 .

Le tableau 3.1 présente les différentes caractéristiques des trois géométries, c'est-à-dire la largeur des capteurs (qui dépend du nombre N de jonctions), la longueur des capteurs et la largeur des lignes TE et métalliques.

Tableau 3.1 : Caractéristique des trois structures μ TESs.

Structure	Longueur du capteur (μm)	Largeur du capteur (μm)	N (nombre de jonctions)	Largeur de ligne TE (μm)	Largeur de ligne métallique (μm)
μ TES1	1000	498	82	3,5	2
μ TES2	1000	1797	296	3,5	2
μ TES3	490	1216	200	3,5	2

Sur la figure 3.4, on observe des structures tests positionnées sous le transistor. Trois catégories de structures tests ont été implémentées :

1. les structures Tests de Résistivité (TR) : permettant la mesure de la résistivité électrique des matériaux.
2. les structures tests de Chaînes de Contact (CC) : permettant la vérification du bon fonctionnement des contacts métalliques.
3. la structure test Transmission Line Measurement (TLM) : permettant la mesure de la résistance de contact entre le matériau TE et le métal de contact (ainsi que la résistance par carré du barreau compris entre les contacts).
4. la structure Test du coefficient Seebeck du matériau ThermoElectric (TSTE) : permettant la mesure du coefficient Seebeck du matériau thermoélectrique.

Ces quatre catégories de structures sont détaillées ci-dessous et illustrées à la figure 3.6.

1. Les structures TR (figure 3.6-a) permettent de calculer la résistivité électrique des différents matériaux constituant le capteur grâce à des mesures $I(V)$ 4 pointes. On définit 6 structures TR :

- deux structures TRTE pour mesurer la résistivité du matériau TE (ici pour le gaz d'électrons dans le cas de l'AlGaIn/GaN), une de 4 μm de largeur et une de 8 μm pour évaluer l'influence de la largeur du 2DEG,
- une structure TRMG pour mesurer la résistivité du métal de la grille, utilisé pour les lignes d'aluminium au sein des capteurs,
- une structure TRMC pour mesurer la résistivité du métal de contact, utilisé comme métal de contact sur le matériau TE,
- une structure TRM1 pour mesurer la résistivité du métal M1, utilisé comme contact entre le métal de contact et le métal de grille et la ligne chauffante,
- une structure TRM2 pour mesurer la résistivité du métal M2 qui fait les connexions entre le métal M1 et les bornes, et qui est aussi utilisé pour les lignes LCT décrites précédemment.

2. Les structures CC (figure 3.6-b) permettent de vérifier rapidement la qualité des contacts électriques entre différents niveaux. On définit les deux structures CC suivantes :

- la structure CCT1 pour les connexions entre le matériau TE et le métal MC,
- la structure CCG1 pour les connexions entre la ligne métallique MG et le métal M1.

3. Les structures TLM (figure 3.6-c) permettent de mesurer la résistance de contact entre le matériau TE et le métal MC.

III. Procédé de fabrication

Pour des raisons de confidentialité, les étapes du procédé de fabrication des capteurs embarqués ne peuvent être présentées en détails. Cependant, les étapes clés sont représentées schématiquement à la figure 3.7.

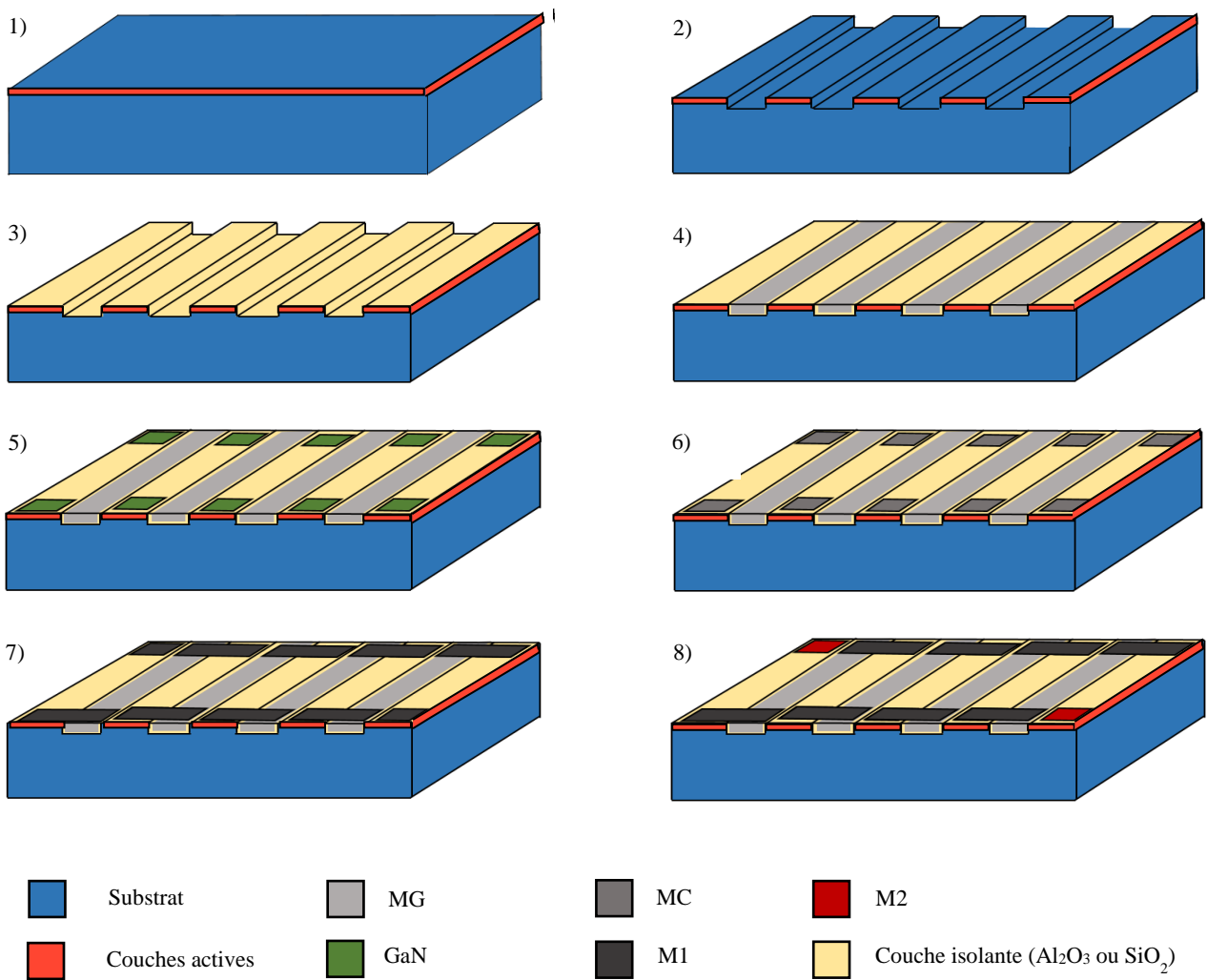


Figure 3.7 : Représentation schématique des principales étapes de fabrication des capteurs embarqués.

Etape 1 : Les matériaux sont épitaxiés pleine plaque.

Etape 2 : Les matériaux Si_3N_4 , AlGaIn et GaN sont gravés au niveau des lignes métalliques des capteurs.

Etape 3 : Une couche isolante d' Al_2O_3 est déposée au niveau des gravures par Atomic Layer Deposition (ALD), afin d'isoler les lignes TE des futures lignes métalliques.

Etape 4 : Une couche de 60 nm de TiN et une couche de 300 nm de tungstène sont déposées afin de créer les lignes métalliques (métal MG). Puis, des couches isolantes $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ sont gravées au niveau des contacts métalliques pour pouvoir y accéder.

Etape 5 : Les matériaux $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ et AlGaIn sont gravés au niveau des extrémités des lignes TE correspondant aux contacts.

Etape 6 : Le métal de contact (MC) est déposé sur le GaN au niveau des extrémités gravées à l'étape 5. Ces contacts sont composés de 200 nm d'AlCu.

Etape 7 : Le métal M1 est déposé comme contact entre le métal de contact se trouvant sur le GaN et l'extrémité des lignes métalliques de tungstène. Ces contacts sont composés de 20 nm de TiN et 1,4 μm d'AlCu. Le métal M1 forme aussi les bornes de mesure.

Etape 8 : Le métal M2 est déposé pour former les bornes d'entrée et de sortie.

IV. Propriétés thermoélectriques des matériaux (structures tests)

IV.1. Les structures Tests de Résistivité (TR)

IV.1.a. Résistivité des lignes TE

La résistivité des deux lignes de 2DEG a été mesurée par des structures 4 pointes. L'une des lignes mesure 4 μm de largeur et l'autre 8 μm . Ces deux résistivités ainsi que celle mesurée à la ZEM-3 sur un échantillon de 20 x 7 mm^2 (voir chapitre 2) sont présentées à la figure 3.8. Les valeurs de résistivité des lignes de 4 μm et de 8 μm sont très proches et ont la même allure. Cependant, ces valeurs de résistivités sont plus élevées que les valeurs mesurées à la ZEM-3. Cette différence pourrait être due à un effet de bord : une gravure pour fabriquer les lignes a été réalisée pour ces structures tests alors qu'un échantillon non gravé (pleine plaque) a été testé à la ZEM-3.

Un effet de température est aussi observé : les résistivités des lignes de 4 et 8 μm n'augmentent pas linéairement à hautes températures. En effet, la résistivité augmente plus rapidement à partir 150 °C. Ces résultats corroborent les travaux de I. Nifa qui observe une diminution rapide de la mobilité au sein du 2DEG à partir de 150 °C [Nifa 18].

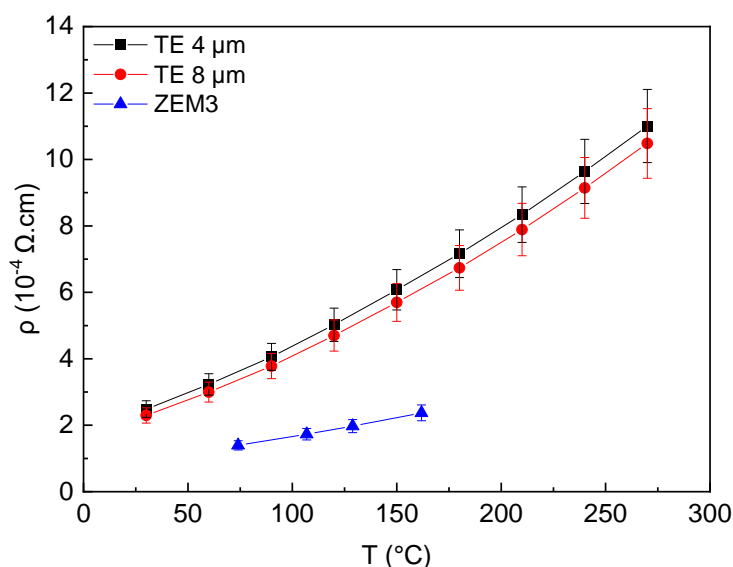


Figure 3.8 : Evolution de la résistivité du 2DEG pour différentes structures en fonction de la température.

Il pourrait être, par la suite, intéressant d'étudier des structures 4 pointes avec des lignes plus larges pour voir à partir de quelle largeur cet effet de bord disparaît.

IV.1.b. Résistivité des lignes métalliques

Les résistivités des métaux MG (métal des lignes des capteurs), M1 (métal de contact), MC (métal entre la ligne TE et le métal M1) et M2 (métal des bornes) sont représentées à la figure 3.9. Voici la composition de chacun de ces métaux :

- MG : 300 nm de W
- M1 : 1,4 μm d'AlCu (type 1, la composition exacte reste confidentielle)
- MC : 200 nm d'AlCu (type 2, la composition exacte reste confidentielle)
- M2 : 2,5 μm de Cu

Toutes les résistivités augmentent en fonction de la température ce qui est un comportement normal pour des métaux. A température ambiante, la résistivité électrique théorique du tungstène est de $5,6 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ [Giancoli 95], celle de l'aluminium est de $2,8 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ [Giancoli 95] et celle du cuivre est de $1,7 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ [Lide 03]. Les résistivités obtenues présentent toutes les valeurs en accord avec la théorie, notamment pour le M1 et M2. Les différences obtenues entre les valeurs théoriques et expérimentales, surtout pour le MG et le MC, peuvent être dues à leur très fine épaisseur (300 nm et 200 nm, respectivement) alors que les valeurs de la littérature sont pour des matériaux massifs. La différence entre les mesures expérimentales de M1 et MC provient de la différence de la composition.

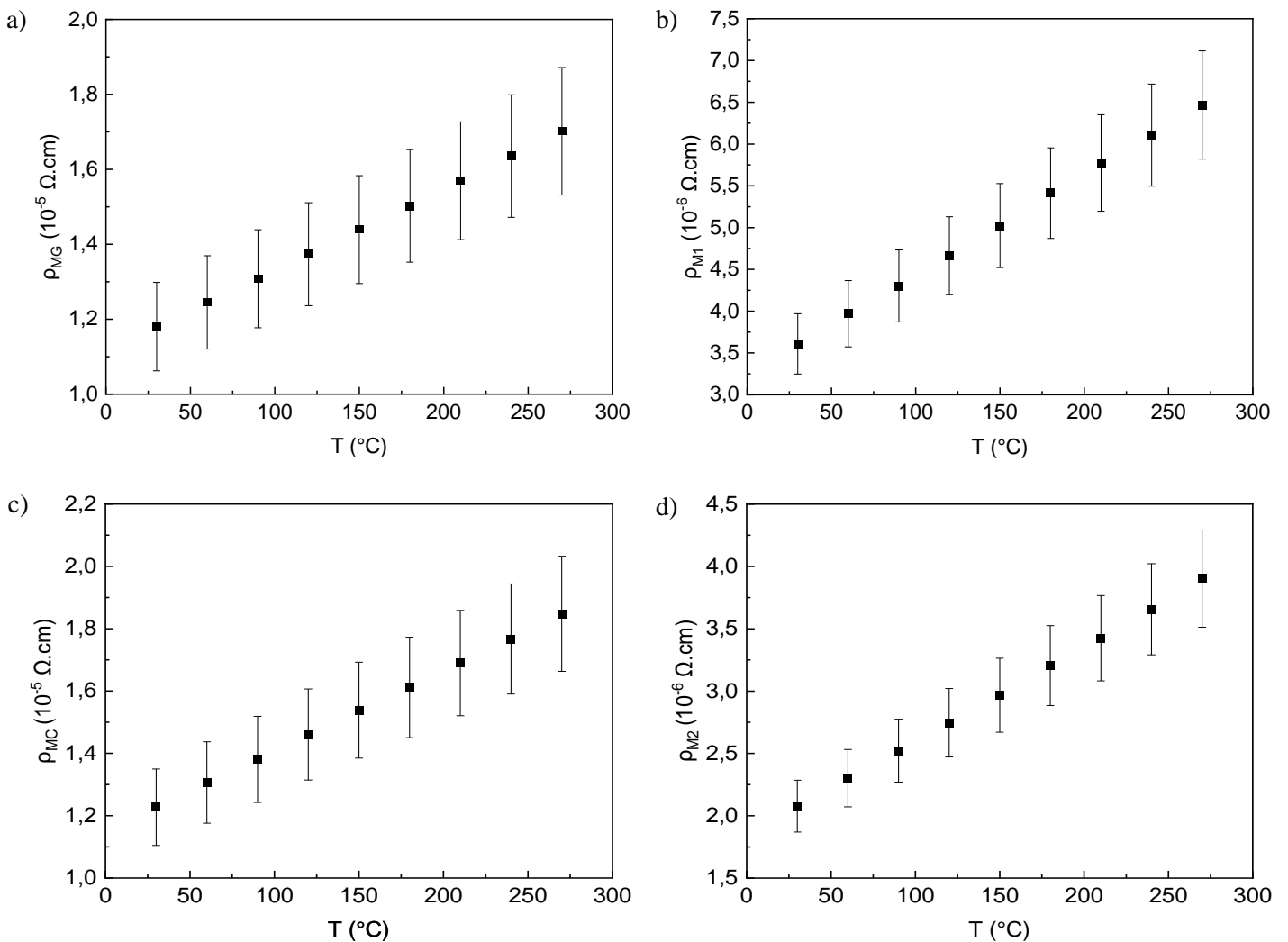


Figure 3.9 : Evolution de la résistivité des métaux MG (a), M1 (b), MC (c) et M2 (d) en fonction de la température.

IV.2. Les structures tests pour contact

IV.2.a. Les structures tests de Chaînes de Contact (CC)

Les deux structures tests de chaînes de contact CCT1 et CCG1 permettent de vérifier, grâce à un long enchaînement de contacts, s'ils sont fonctionnels ou pas. La chaîne de contact CCT1 est composée de 312 contacts matériau TE / métal et la CCG1 est composée de 90 contacts MG / M1. Dans les deux cas, les résistances ont pu être mesurées, démontrant le caractère fonctionnel des contacts.

Cette technique ne donne qu'une information « oui / non », de manière rapide, sur la fonctionnalité des contacts. Pour mesurer les résistances de contact avec précision, on utilise la méthode TLM.

IV.2.b. Les structures tests de résistance de contact (TLM)

Les résistances de contacts entre le matériau TE et le métal de contact MC ont été mesurées par TLM en fonction de la température. Les résultats des résistances de contacts sont présentés à la figure 3.10. Elle diminue de façon non linéaire en fonction de la température de $2,4 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ à 30°C à $0,06 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ à 240°C . Ce contact (non testé au chapitre 2) présente une valeur plus faible que celle obtenue pour les autres contacts étudiés au chapitre 2, ce qui montre une bonne qualité de contact.

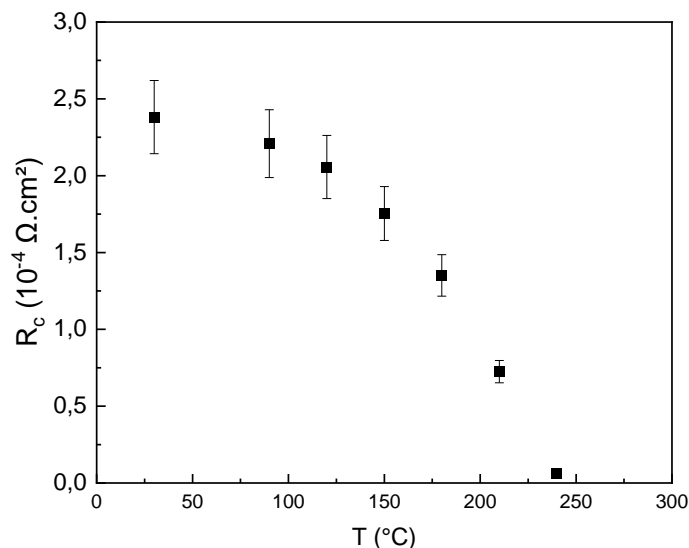


Figure 3.10 : Evolution de la résistance de contact TE / MC en fonction de la température.

IV.3. Les structures Tests des coefficients Seebeck des matériaux ThermoElectriciques (TSTE)

Malheureusement le coefficient Seebeck n'a pas pu être mesuré avec cette structure car la ligne chauffante utilisée s'est cassée pendant les tests.

V. Caractérisation des capteurs embarqués

Les résistances totales des capteurs seront d'abord présentées dans ce paragraphe suivi de leurs mesures de tensions de sortie et de leurs sensibilités. La sensibilité des capteurs embarqués a été caractérisée de deux manières différentes, selon le moyen de chauffe utilisé. La première méthode de chauffe, présentée en partie V.2., consiste à faire fonctionner les lignes chauffantes, comme expliqué dans la partie II de ce chapitre. Ces caractérisations ont été menées à l'aide de la station sous pointe Cascade et de l'analyseur Agilent B1500A. La deuxième méthode de chauffe, présentée en partie V.3., consiste à faire fonctionner le HEMT central, à l'aide d'une station sous pointes Signatone. Cette méthode permet donc de faire fonctionner les capteurs en situation réelle.

V.1. Résistance des capteurs μ TESs

La figure 3.11 représente l'évolution des résistances des capteurs μ TESs en fonction de la température. Tout d'abord, on constate que les résistances des capteurs μ TES1 et μ TES1bis sont très proches. Ces mesures mettent donc en avant une bonne reproductibilité entre les deux capteurs puisqu'ils ont la même géométrie. De plus, comme on peut le voir, les résistances de tous les capteurs diminuent avec la température de 30 à 120 °C et se stabilisent à températures plus élevées, vers 150 °C.

Pour une meilleure compréhension de cette baisse inattendue de la résistance totale des capteurs, cette dernière a été comparée aux différentes composantes qui la constituent (ici dans le cas du μ TES1). La résistance des capteurs est la somme des résistances des lignes TE et des lignes métalliques MG, des métaux MC et M1, qui augmentent toutes en fonction de la température (figures 3.8 et 3.9), et des résistances de contacts TE / M1, qui diminuent avec la température (figure 3.10).

$$R_{\text{exp-tot}} = R_{\text{exp-lignes}} + R_{\text{exp-contacts}} = N \left(\frac{\rho_{\text{TE}} \cdot L_{\text{TE}}}{l_{\text{TE}} \cdot e_{\text{TE}}} + \frac{\rho_{\text{MG}} \cdot L_{\text{MG}}}{l_{\text{MG}} \cdot e_{\text{MG}}} \right) + 2N \left(\frac{\rho_{\text{MC}} \cdot e_{\text{MC}}}{L_{\text{MC}} \cdot l_{\text{MC}}} + \frac{\rho_{\text{M1}} \cdot L_{\text{M1}}}{l_{\text{M1}} \cdot e_{\text{M1}}} + \frac{R_{\text{C}}}{L_{\text{C}} \cdot l_{\text{C}}} \right) \quad (\text{Eq. 3.4})$$

Avec L_i , l_i et e_i les longueurs, largeurs et épaisseurs des différents matériaux i , respectivement.

Les résistances des lignes et des métaux de contacts sont calculées à l'aide des résistivités mesurées avec les structures tests du paragraphe IV et la résistance de contact calculée à l'aide des mesures TLM précédentes. La figure 3.12 présente quatre courbes : la résistance totale du capteur μ TES1 mesurée (présentée à la figure 3.11), la résistance des lignes (TE, MG et M1) calculée ($R_{\text{exp-lignes}}$) grâce aux mesures des structures test, la résistance des contacts ($R_{\text{exp-cont}}$) grâce aux mesures TLM, ainsi que la résistance totale ($R_{\text{exp-tot}}$) correspondant à la somme de ces composantes. Ce calcul prend en compte la résistivité du matériau TE de 4 μm de largeur, très proche des 3,5 μm de largeur des lignes TE constituant les μ TESs. La valeur de la résistance mesurée $R_{\mu\text{TES1}}$ ne suit pas du tout l'allure de la résistance calculée $R_{\text{exp-tot}}$ qui augmente linéairement en fonction de la température. Ce comportement a été observé de manière similaire pour les capteurs μ TES2 et μ TES3. Cependant, nous n'avons à ce jour pas d'explication pour la diminution de la résistance du capteur. A noter également qu'à 30 °C, la valeur de $R_{\text{exp-cont}}$ est non négligeable devant $R_{\text{exp-tot}}$, elle représente 13 % de la valeur totale, ce qui démontre l'importance d'optimiser les contacts. A hautes températures, les résistances de contacts diminuent et deviennent négligeables devant la résistance des lignes TE et métalliques.

On remarque également qu'il y a un changement de comportement à 150 °C, comme pour le changement de résistivité observé au paragraphe IV.1.a.

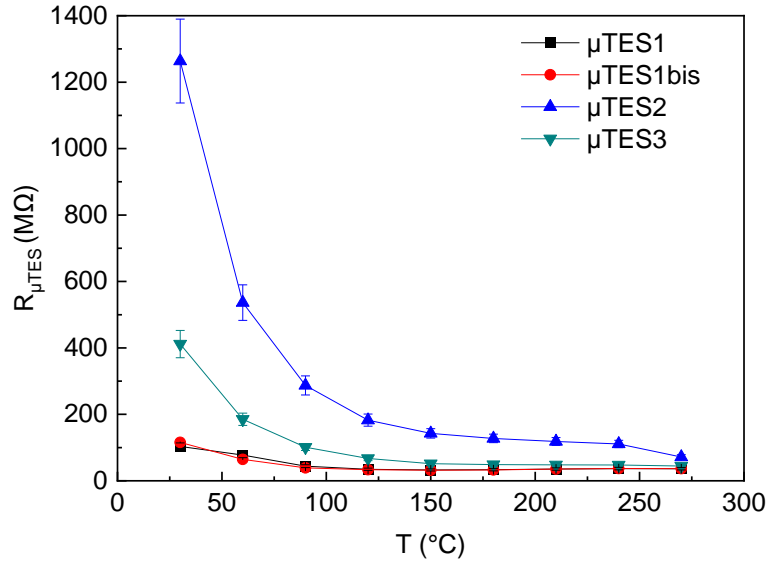


Figure 3.11 : Evolution de la résistance des capteurs en fonction de la température.

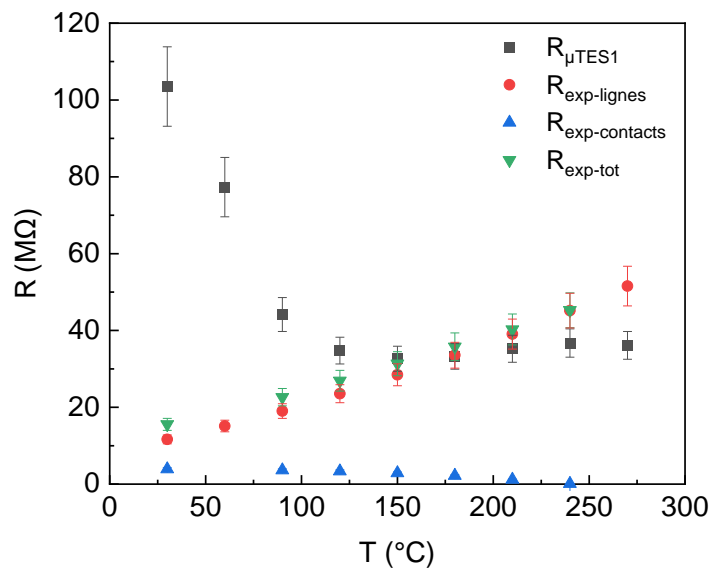


Figure 3.12 : Evolution de la résistance du capteur μ TES 1 et des résistances séparées des différentes composantes du μ TES1 en fonction de la température.

V.2. Mesure des sensibilités des capteurs par lignes chauffantes

Pour mesurer la sensibilité des capteurs, il faut créer une différence de température aux extrémités des lignes thermoélectriques. Dans ce premier cas, cette différence de température au sein des lignes TE va être créée en activant les lignes chauffantes qui se trouvent à l'une des extrémités des capteurs. Le courant est injecté grâce aux bornes I_{LC}^+ et I_{LC}^- (voir figure 3.5). Ces lignes chauffantes sont composées de 2,5 μ m de cuivre. L'intensité du courant injecté est de 5 mA, 10 mA, 15 mA et 20 mA. La tension de sortie des capteurs est mesurée au niveau des bornes d'entrée et de sortie ($V_{\mu TES}^+$ et $V_{\mu TES}^-$ sur la figure 3.5). Les mesures de tension sont prises en fonction du courant injecté dans les lignes chauffantes et sont reproduites à plusieurs températures environnantes : de 30 °C à 270 °C, par pas de 30 °C. Cette plage de température est en effet celle à laquelle seront soumis les capteurs au cours de leur utilisation.

V.2.a. Tensions de sortie des capteurs en fonction du courant des lignes chauffantes

Les signaux de sortie sont représentés sur la figure 3.13 pour les trois capteurs en fonction du courant dans les lignes chauffantes et de la température environnante. Les tensions de sortie ont été mesurées en montée et en descente de température.

A noter que les valeurs de tensions de sortie du capteur $\mu\text{TES1bis}$ (non représentées ici) étant quasiment identiques à celles du capteur μTES1 , seules ces dernières sont présentées. A noter également que les tensions de sortie μTES1 ne montent qu'à une température environnante de 210 °C (et non 270 °C comme pour les autres μTESs) car sa ligne chauffante se casse lors d'injection de courant à températures élevées.

Tout d'abord, le signal de sortie augmente logiquement avec l'échauffement des lignes chauffantes. Les signaux varient de l'ordre du mV pour les plus petites variations de températures à 30 °C jusqu'à plusieurs centaines de mV pour les températures plus élevées. Les tensions de sortie des diodes Schottky utilisées pour la détection thermique sont aussi de l'ordre du mV. Les signaux émis par les capteurs thermoélectriques seront donc facilement mesurables avec les systèmes de mesures déjà utilisés dans les circuits électroniques.

De plus, les signaux augmentent aussi en fonction de la température environnante des capteurs, ceci étant dû à l'augmentation du coefficient Seebeck du matériau TE. Pour rappel, le coefficient Seebeck du 2DEG varie de -70 μV à 30 °C à -100 μV à 270 °C (voir chapitre 2).

Enfin, les signaux de sortie sont tous représentés (montée et descente) sur les figures 3.13 et se superposent bien (deux points peuvent apparaître très proches, comme par exemple à $I = 40 \text{ mA}$ et $T = 270 \text{ °C}$), les capteurs présentent donc une reproductibilité.

On note également que le μTES2 présente les signaux de sortie les plus élevés dus à son nombre de lignes N plus élevé que les deux autres capteurs et à sa largeur plus grande que le μTES3 , ce qui lui permet d'avoir une différence de température à ses extrémités plus élevée. Une comparaison plus approfondie des 3 capteurs est proposée dans le paragraphe suivant.

V.2.b. Tensions de sortie des capteurs en fonction de leurs différences de température

Les capteurs mesurent la différence de température à leurs extrémités, on ne connaît donc pas les valeurs exactes des températures de chaque côté. Pour mesurer ces températures, on utilise les deux lignes métalliques LCT qui se situent aux deux extrémités - chaud et froid - des capteurs. La résistance de ces lignes est mesurée aux mêmes températures que celles utilisées lors des mesures des tensions des capteurs, avec et sans fonctionnement des lignes chauffantes.

Les figures 3.14-a à -e représentent les tensions de sortie des trois capteurs en fonction de la différence de température à leurs extrémités. Les résultats pour les capteurs μTES2 et μTES3 sont représentés sur deux graphes différents afin de faciliter la lisibilité : les tensions de sortie pour les températures environnantes de 30 °C à 150 °C sont représentées sur les figures 3.14-b et -d et les tensions de sortie aux températures environnantes de 180 °C à 270 °C sont représentées sur les figures 3.14-c et -e.

Tout d'abord, les tensions de sortie augmentent bien linéairement en fonction de la différence de température au sein du capteur, ce qui est logique puisque la tension de sortie est directement proportionnelle à la différence de température ΔT . De plus, on peut noter que les différences de températures créées par la ligne chauffante varient entre 0,1 °C et 1,8 °C, ce qui correspond à de très faibles valeurs. Ces différences de température ont aussi tendance à augmenter avec la température environnante (les points des courbes deviennent plus espacés en augmentant la température), ce qui est logique car les conductivités thermiques des matériaux AlGaN, GaN et du silicium diminuent avec la température. En revanche, nous n'avons pas d'explication sur le fait que les droites dans le cas du μTES1 sont globalement bien réparties entre elles, alors qu'on retrouve une répartition différente dans le cas des μTES2 et μTES3 : par exemple, les droites à 60 °C et 90 °C ainsi que celles à 120 °C et à 150 °C sont très proches, ce qui ne devrait pas être le cas.

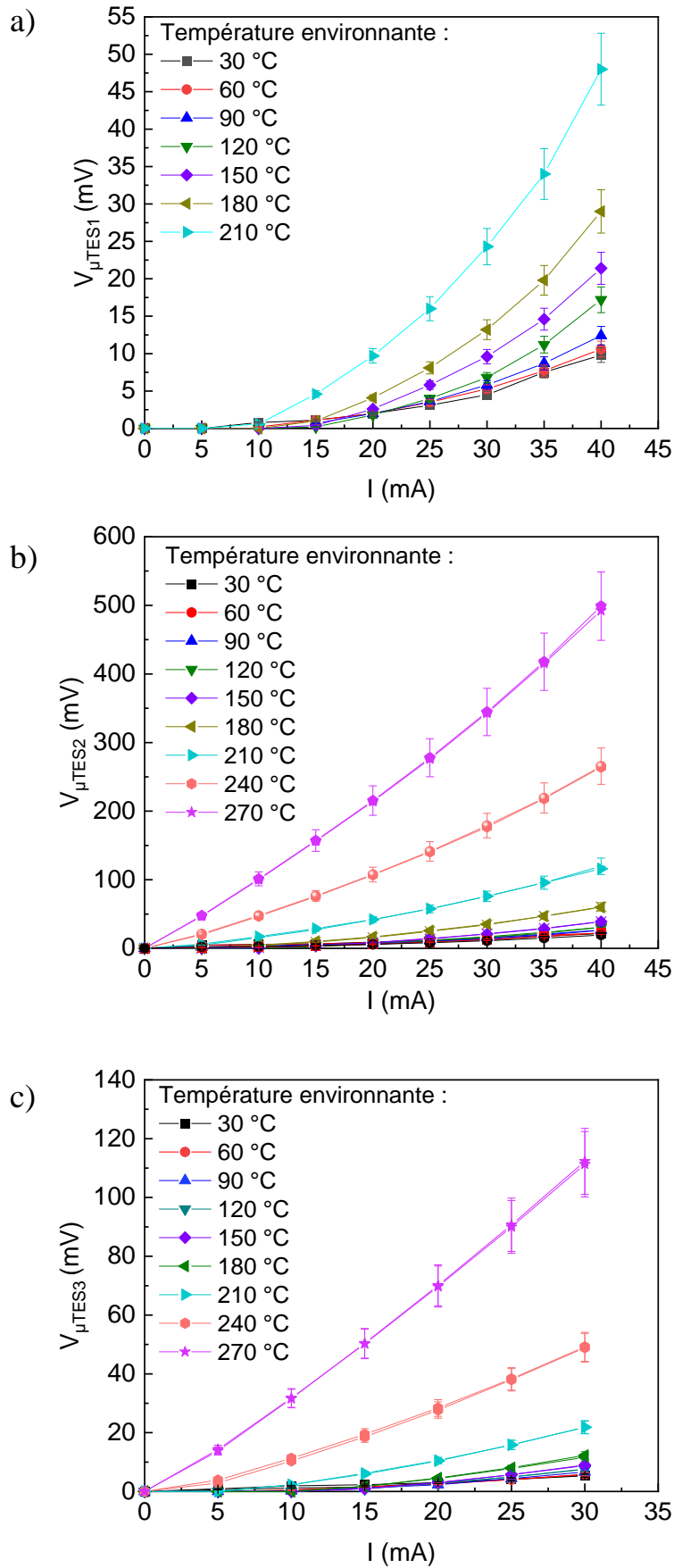


Figure 3.13 : Variation du signal de sortie des capteurs μTES1 (a), μTES2 (b) et μTES3 (c) en fonction du courant de la ligne chauffante et de la température ambiante.

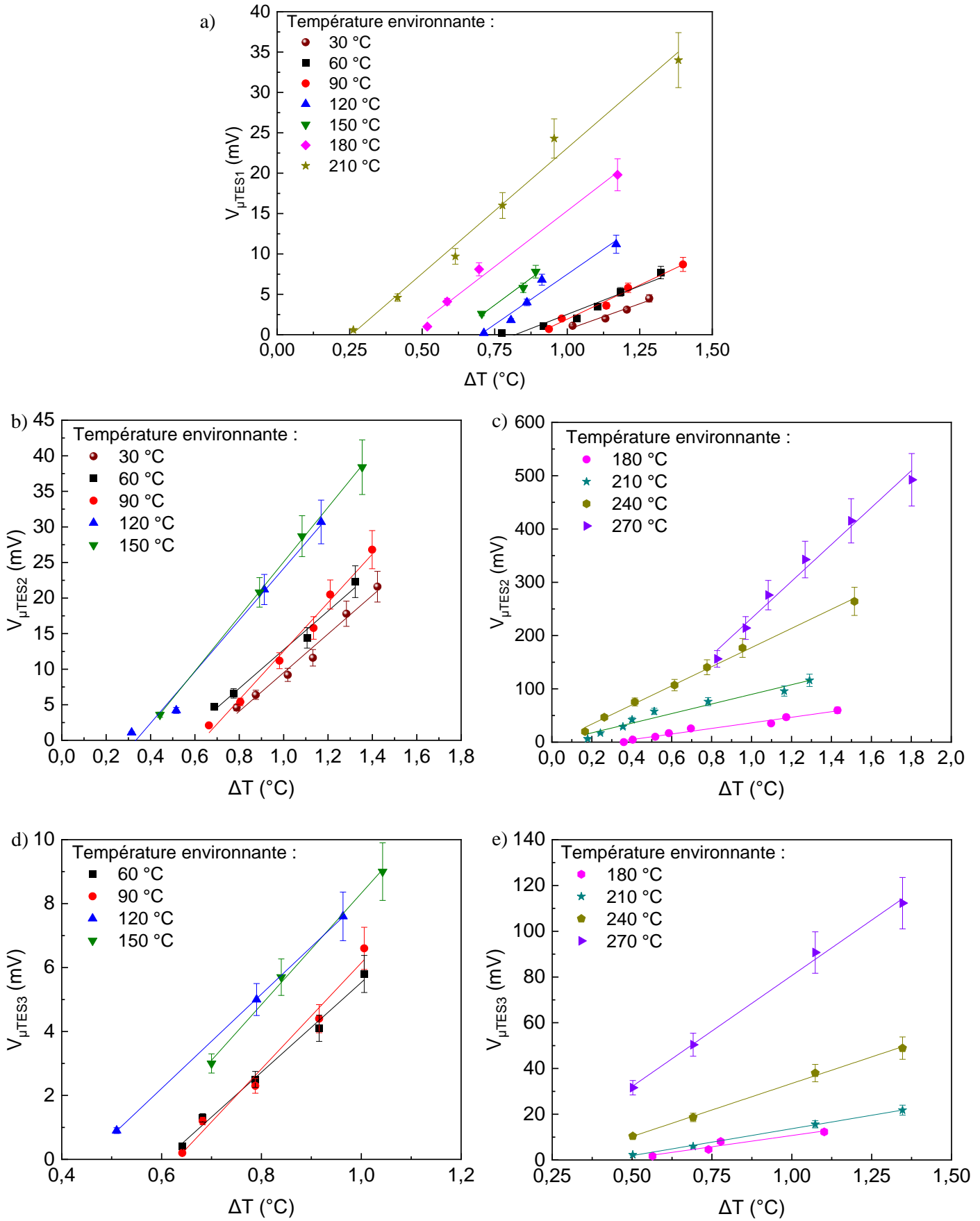


Figure 3.14 : Variation du signal de sortie des capteurs μTES1 (a), μTES2 aux températures de 30 $^{\circ}\text{C}$ à 150 $^{\circ}\text{C}$ (b), μTES2 aux températures de 180 $^{\circ}\text{C}$ à 270 $^{\circ}\text{C}$ (c), μTES3 aux températures de 60 $^{\circ}\text{C}$ à 150 $^{\circ}\text{C}$ (d) et μTES3 aux températures de 180 $^{\circ}\text{C}$ à 270 $^{\circ}\text{C}$ (e) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités.

Une fois les tensions et différences de températures mesurées, la sensibilité des capteurs peut être calculée. Pour rappel, la sensibilité est le rapport entre la tension de sortie et la différence de température au sein du capteur :

$$S_e = \frac{V_s}{\Delta T} \quad (\text{Eq. 3.5})$$

La sensibilité correspond aux pentes des variations de la tension en fonction de la différence de température. Ces droites sont représentées pour les trois capteurs à chaque température environnante sur la figure 3.14. Les sensibilités obtenues pour chaque capteur sont représentées en fonction de la température environnante à la figure 3.15.

Comme attendu, la sensibilité des trois capteurs augmente avec la température, cependant, à partir de 150 °C elle augmente de façon non linéaire. Cette augmentation non linéaire pourrait être lié au fait que la résistance du capteur change d'allure à 150 °C (figure 3.11) mais on s'attendrait à ce que la résistance soit linéaire au début et augmente après 150 °C, ce qui n'est pas le cas puisqu'elle diminue fortement jusqu'à 150 °C puis stagne. Par contre les valeurs de sensibilité des μ TESs se rapprochent du comportement de la résistivité qui est linéaire puis augmente plus fortement à partir de 150 °C (figure 3.8).

La sensibilité du capteur μ TES2 est la plus élevée grâce à son nombre supérieur de jonctions par rapport aux deux autres capteurs et ses longueurs de lignes plus élevées par rapport au μ TES3. Il devrait y avoir un rapport de 3,6 entre les sensibilités du capteur μ TES1 et μ TES2 puisque ce dernier a 3,6 fois le nombre de jonctions du μ TES1. Cependant cette relation de proportionnalité n'est pas vérifiée avec les mesures expérimentales, on trouve des coefficients de 2,1, 1,9 et 2,9 à 30 °C, 60 °C et 210 °C, respectivement. Une explication possible pour cette incohérence pourrait être une variation différente du coefficient Seebeck entre les différents capteurs à ces températures.

Enfin, la sensibilité du capteur 3 est supérieure à celle du capteur 1 jusqu'à 60 °C, puis devient plus faible pour des températures plus élevées. Cela signifie que, dans notre cas, à des faibles températures, le nombre de jonction influe davantage que la longueur des lignes (c'est-à-dire la différence de température) et que cette tendance s'inverse par la suite.

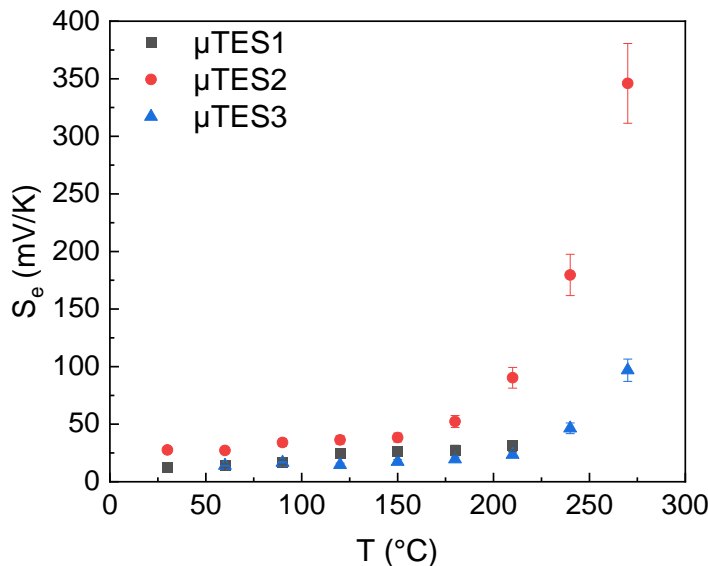


Figure 3.15 : Variation de la sensibilité des trois capteurs en fonction de la température environnante.

V.3. Mesure des sensibilités des capteurs par fonctionnement du HEMT

Les capteurs ont également été testés en condition réelle, c'est-à-dire lors du fonctionnement du HEMT central (voir figure 3.4). Une caméra thermique a permis de prendre des images de la propagation de la chaleur autour du transistor HEMT et au sein des capteurs thermoélectriques.

Pour le fonctionnement du HEMT, la tension de grille V_G est maintenue à 6 V et la tension de drain varie de $V_D = 0$ V à $V_D = 2$ V par pas de 0,5 V. Le courant de sortie I_D n'est pas reproductible en fonction de la tension de drain dû aux effets de courant de chute (current collapse en anglais). Cet effet provient du fait que le GaN sur silicium présente des problèmes de piègeages importants qui dégradent les caractéristiques dynamiques des composants. La puissance dissipée par les HEMTs est donc calculée à partir de la tension de drain appliquée et du courant de sortie du drain.

La figure 3.16 présente les images thermiques du HEMT et des capteurs lors du fonctionnement du transistor à différentes tensions de drain. Les images thermiques sont prises à une température environnante de 50 °C. Le HEMT est au repos dans la figure (a), toute la puce est à la même température il n'y a donc pas de variation de couleur sur l'image. La tension de drain V_D appliquée augmente progressivement jusqu'à atteindre 2 V sur l'image (f) tout en maintenant la tension de grille V_G à 6 V. A partir de $V_D = 1$ V l'échauffement devient visible. Sur les images à $V_D = 1,5$ V et 2 V, l'échauffement du HEMT s'observe facilement ainsi que les variations de température au sein des capteurs. Par ailleurs, on remarque que l'échauffement est plus important au niveau du drain (contact en haut du transistor). Cet échauffement localisé n'est pas dû à la géométrie du HEMT, qui est symétrique, mais au fait qu'il se trouve proche de l'extrémité de la puce (la puce est découpée juste au-dessus et à droite des structures). La chaleur ne peut donc pas être dissipée par le substrat en haut et à droite comme elle l'est en bas et à gauche. Cet effet de bord induit donc une répartition de la chaleur inhomogène pour les quatre capteurs. Ainsi, la différence de température au sein d'un même capteur ne sera pas homogène et les tensions mesurées correspondent à des différences de températures moyennes sur toute la longueur des capteurs.

Le μ TES1bis n'a pas pu être mesuré dans ce cas par manque de disponibilité de la station, mais cette mesure aurait peut-être permis de mettre en avant la différence de ΔT entre le μ TES1 et le μ TES1bis, et de vérifier expérimentalement cet effet de bord de puce.

V.3.a. Tensions de sortie des capteurs en fonction de la puissance du HEMT

Les tensions de sortie des capteurs ont été mesurées en fonction de la tension de drain du HEMT. Les évolutions des tensions de sortie des trois μ TESs en fonction de la variation de la puissance du HEMT sont présentées sur la figure 3.17. Les tensions de sortie augmentent en fonction de la puissance du HEMT et donc de son échauffement, comme dans le cas précédent (paragraphe V.2.a). Le signal de sortie varie de quelques mV à la centaine de mV permettant une lecture confortable. Les capteurs ont également été caractérisés à différentes températures environnantes : de 25 °C à 155 °C. Les tensions de sortie augmentent aussi avec la température environnante, ce qui, comme dans le cas précédent, s'explique par une augmentation du coefficient Seebeck avec la température.

La comparaison des 3 capteurs sera discutée plus en détails au paragraphe V.4.

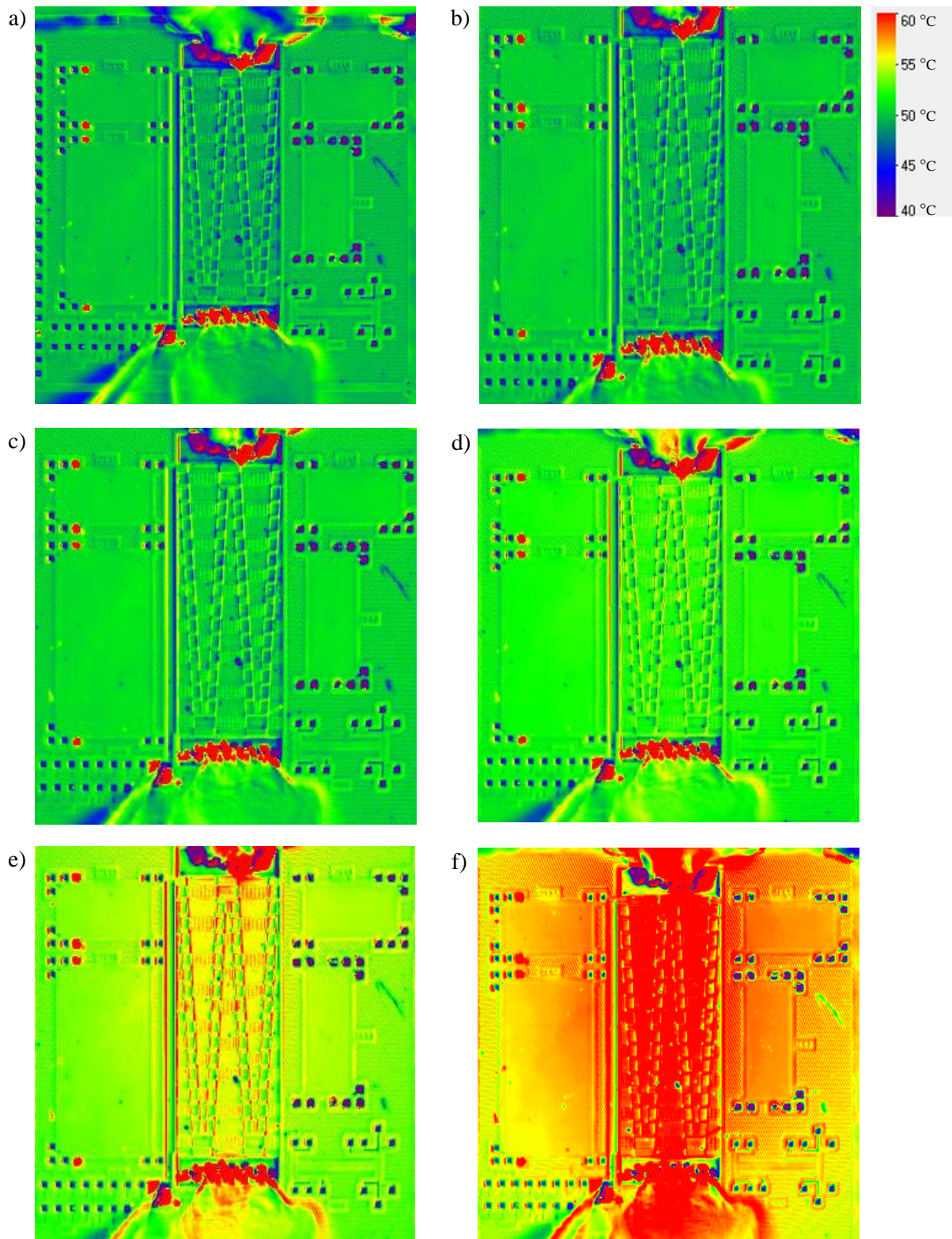


Figure 3.16 : Images thermiques du HEMT et des capteurs μ TES à une température environnante de 50 °C. Les caractéristiques du HEMT sont les suivantes : $V_G = 6$ V et $V_D = 0$ V (a), 0,2 V (b), 0,5 V (c), 1 V (d), 1,5 V (e) et 2 V (f).

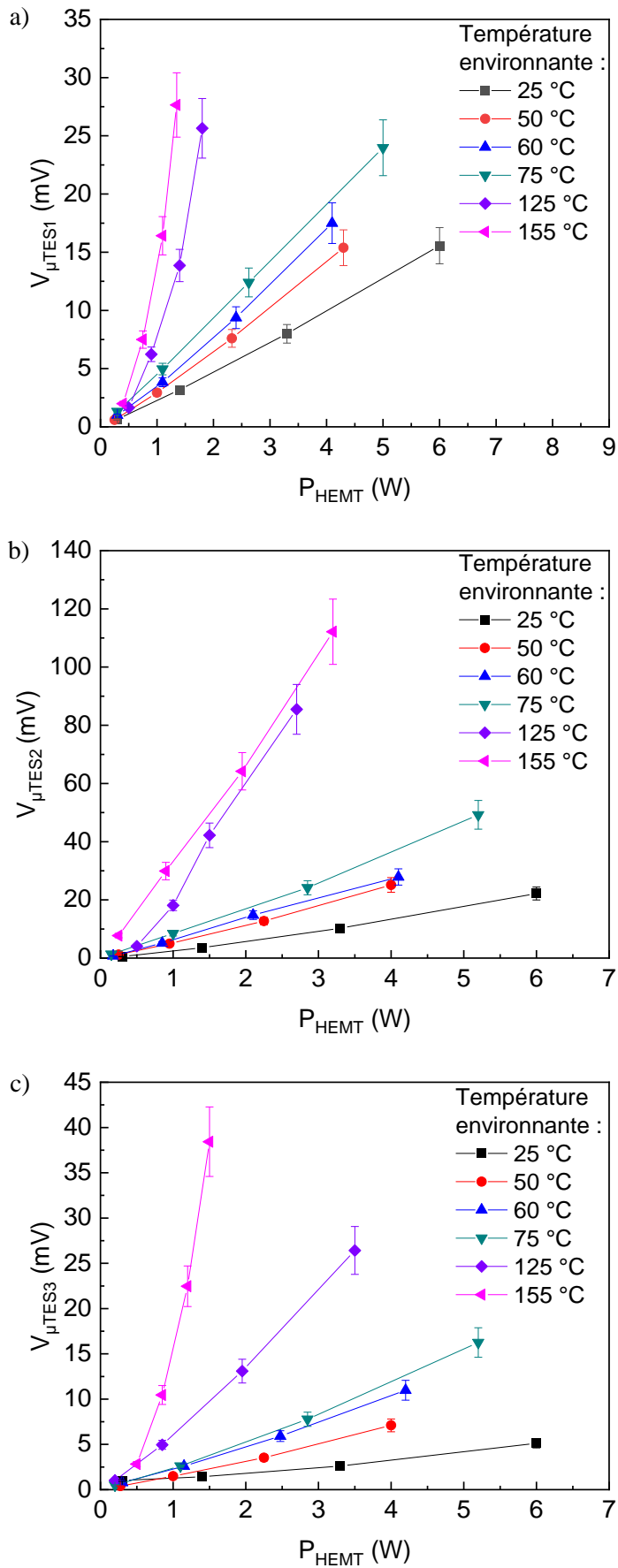


Figure 3.17 : Evolution de la tension de sortie des capteurs $\mu TES1$ (a), $\mu TES2$ (b) et $\mu TES3$ (c) en fonction de la puissance électrique du HEMT.

V.3.b. Tensions de sortie des capteurs en fonction de leurs différences de température

Les températures mesurées grâce aux images thermiques n'étant pas assez précises, il a donc fallu modéliser la structure à l'aide d'un logiciel de modélisation par éléments finis (COMSOL) afin de connaître les valeurs précises aux extrémités des capteurs. Le HEMT ainsi qu'une jonction des capteurs ont été modélisés, comme présenté à la figure 3.18. Tous les paramètres géométriques utilisés dans le modèle correspondent aux valeurs réelles (la figure 3.18 illustre le cas du μ TES3). Le HEMT et le capteur sont placés sur un substrat en silicium de 1 mm d'épaisseur et sont positionnés au bord de la puce comme dans le cas réel. Afin de simuler la chaleur fournie par le HEMT, les puissances mesurées lors de son fonctionnement expérimental ont été utilisées. La température sous la puce est fixée à la température environnante pour modéliser l'effet du porte échantillon. La variation des conductivités thermiques du silicium, du matériau TE et du métal en fonction de la température ont été prises en compte [Avcu 15, Efundu, Leturq 87]. On voit sur la figure 3.18 la variation de la température autour du HEMT (l'échelle de température présente les valeurs en Kelvin) et les températures sont sondées aux deux extrémités de la jonction. Cette étude de modélisation a été appliquée pour les 3 géométries de capteur et en faisant également varier la température environnante.

La figure 3.19 représente l'évolution des tensions de sortie pour les 3 capteurs mesurées expérimentalement en fonction des différences de température obtenues par la modélisation. On retrouve les mêmes allures de courbes qu'en partie V.2.b, les tensions augmentent linéairement avec la différence de température et avec la température environnante. Les différences de température obtenues varient de 0,1 à 3,4 °C, ce qui est en accord avec l'ordre de grandeur des valeurs plus grossières mesurées par imagerie thermique (voir exemple de la figure 3.16). On remarque néanmoins que les différences de températures ne sont pas les mêmes dans le cas des μ TES1 et μ TES2 (figure 3.19-a et -b) même s'ils présentent les mêmes longueurs de lignes. Lors des mesures, le courant de drain du HEMT n'était pas reproductible en fonction de la tension de drain imposée à cause du phénomène de « current collapse » (effondrement du courant). La puissance du HEMT appliquée n'est donc pas la même lors des caractérisations des μ TES1 et μ TES2, la température du HEMT est donc différente dans les deux cas, on ne retrouve donc pas les mêmes différences de température au sein des deux capteurs. Les puissances du HEMT réelles ont été utilisées lors de la simulation COMSOL pour chaque cas, ceci explique les valeurs différentes de ΔT obtenues.

Les sensibilités des trois capteurs peuvent être calculées à partir de ces résultats. Les droites obtenues sont représentées sur les figures 3.19. La figure 3.20 représente l'allure de leur sensibilité en fonction de la température.

Comme vu précédemment en partie V.2 (voir figure 3.15), sur la gamme de température 30°C - 150 °C, la sensibilité augmente linéairement. Les résultats sont donc en accord avec les résultats de la partie précédente. Une comparaison précise sera discutée au paragraphe suivant.

Encore une fois, comme précédemment, la sensibilité du μ TES2 est plus élevée que les deux autres capteurs. En ce qui concerne les relations de proportionnalité, on trouve des coefficients de 1,6, 2 et 1,4 à 25 °C, 75 °C et 155 °C entre le μ TES1 et le μ TES2, respectivement. Ainsi, dans ce cas également, le coefficient de proportionnalité n'atteint pas les 3,6 comme attendu.

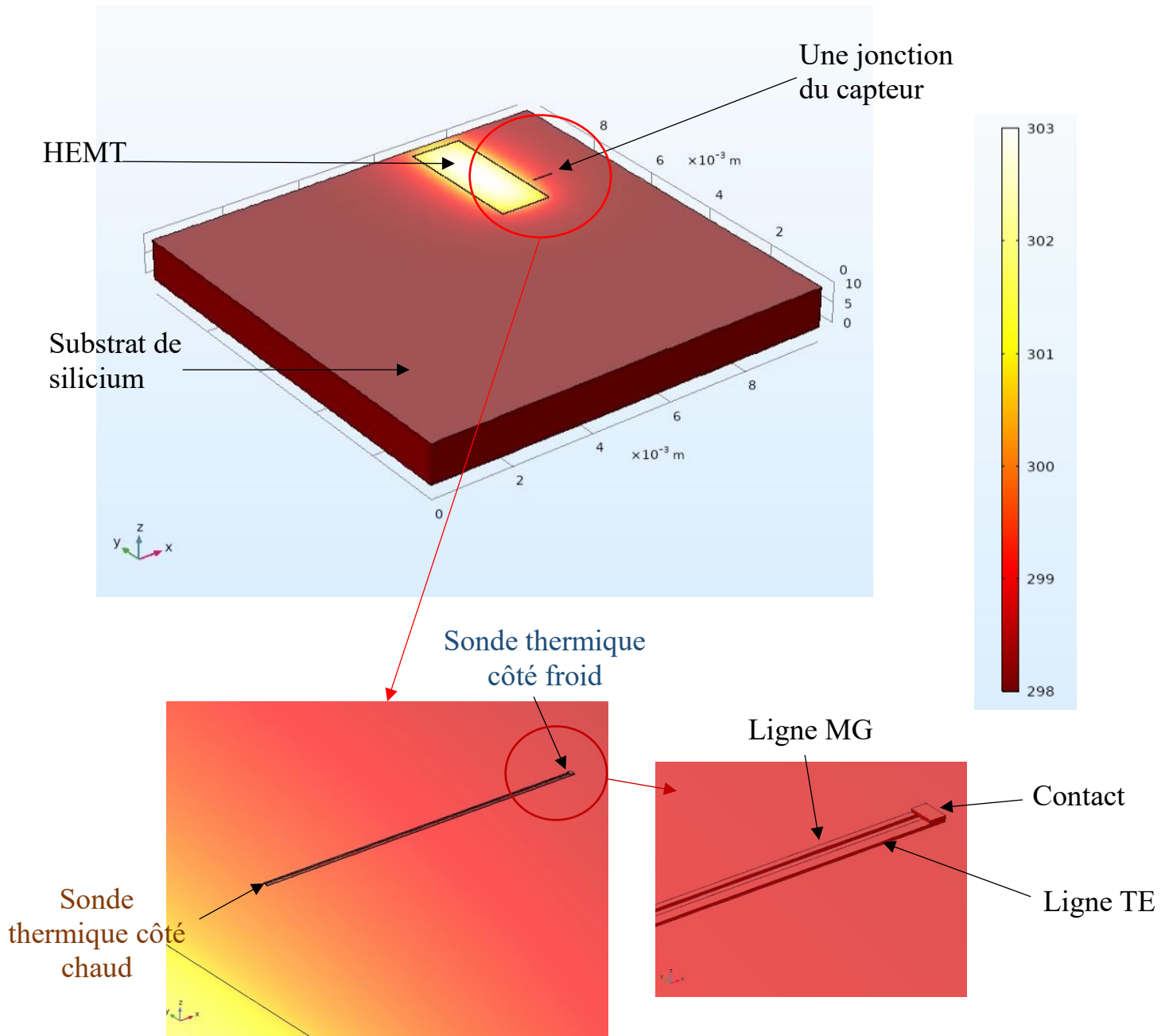


Figure 3.18 : Modélisation COMSOL du HEMT et d'une jonction du capteur μ TES3 sur une puce à une température environnante de 298.15 K et une puissance du HEMT de 3 W ($V_D = 2$ V et $I_D = 3$ A) (échelle en K).

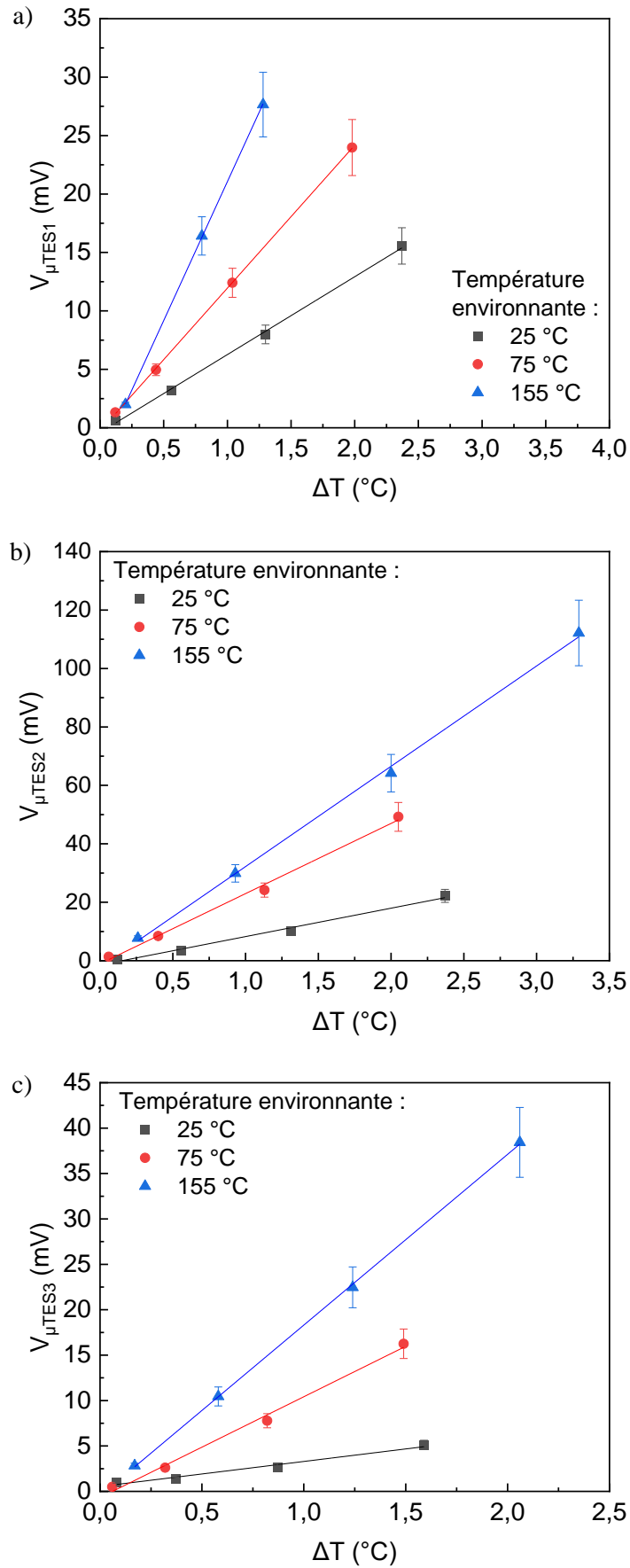


Figure 3.19 : Variation des tensions de sortie mesurées pour les capteurs μTES1 (a), μTES2 (b) et μTES3 (c) en fonction de la différence de température à leurs extrémités, obtenue par modélisation.

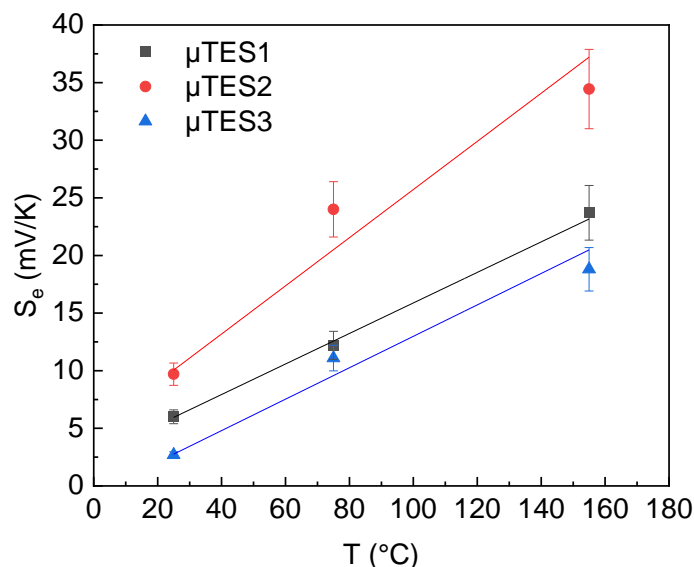


Figure 3.20 : Variation de la sensibilité des trois capteurs en fonction de la température ambiante.

V.4. Discussion sur les performances des capteurs

Le tableau 3.2 résume les valeurs de sensibilité des trois capteurs caractérisés par les deux méthodes de chauffe : à l'aide des lignes chauffantes et en activant le HEMT. A noter que les températures environnantes pour les deux types de chauffe ne sont pas toujours identiques et que les valeurs les plus proches ont été utilisées pour la comparaison. De plus, le capteur μ TES3-LC ne présente aucune valeur de sensibilité à 30 °C puisque la sensibilité n'a pas pu être exploitée (problème de mesure).

On note tout d'abord que les valeurs de sensibilité sont comparables à 75 °C et 155 / 155 °C. En effet, les valeurs à ces températures environnantes s'entrecroisent en prenant en compte l'incertitude des mesures. Cependant les valeurs vers 25 / 30 °C diffèrent grandement. Compte-tenu des valeurs obtenues dans les deux cas, celles correspondant au HEMT paraissent plus probables et proches des valeurs attendues, contrairement à celles correspondant aux LC. Ceci peut être dû à une imprécision plus élevée dans la mesure des températures avec les LCT à basses températures environnantes. En effet, comme vu précédemment, les différences de températures à basses températures ont un écart plus petit que celles obtenues à hautes températures, l'incertitude de mesure est donc plus élevée à 30 °C.

Le capteur μ TES2 offre des tensions plus élevées que les deux autres capteurs grâce à son nombre de jonctions supérieur aux deux autres et à une longueur de ligne plus élevée que celle du capteur 3, lui permettant d'avoir une différence de température plus élevée à ses extrémités par rapport à ce capteur. Le capteur μ TES2 présente bien une sensibilité plus élevée que les deux autres capteurs dans les deux cas de chauffe. Cependant, les rapports de sensibilités entre le μ TES1 et μ TES2 ne sont pas en accord avec le ratio de nombre de jonctions attendu qui est de 3,6 (seule la comparaison des rapports entre les capteurs μ TES1 et μ TES2 est possible car ils présentent la même longueur, ce qui n'est pas le cas avec le μ TES3).

La résistivité augmentant de façon non linéaire à haute température (figure 3.8), on s'attend donc à une évolution similaire pour le coefficient Seebeck du 2DEG (ces deux paramètres étant liés), ce qui pourrait expliquer la croissance non linéaire des mesures de sensibilité au-delà de 150 °C (figure 3.15).

Ainsi, afin de mieux comprendre l'influence de la résistivité et du coefficient Seebeck sur les performances des capteurs, de nouvelles structures tests pourraient être fabriquées avec des lignes ayant exactement la même géométrie que celles des capteurs.

Le tableau 3.3 présente les caractéristiques principales des trois μ TESs, à savoir leur surface, leur résistance, leur sensibilité et leur sensibilité par surface, à 25 °C. On remarque que la résistance des capteurs varie logiquement avec leur surface. Le μ TES1 a la sensibilité par surface la plus élevée à 25 °C. Comparé à la géométrie du μ TES3, il est constitué de lignes de longueur plus élevée et moins de contacts. Du fait de sa sensibilité plus élevée, la variation de température est donc plus importante par rapport au nombre de lignes à 25 °C. De même, par rapport au μ TES2, il est constitué de moins de lignes, d'où une surface plus faible, et donc une sensibilité surfacique plus élevée.

Tableau 3.2 : Comparaison des sensibilités des capteurs à 25 °C / 30 °C, 75 °C et 150 °C / 155 °C selon le mode de chauffe utilisé.

		Sensibilité à 30 °C (LC) / 25 °C (HEMT) (mV/K)	Sensibilité à 75 °C (mV/K)	Sensibilité à 150 °C (LC) / 155 °C (HEMT) (mV/K)
μ TES1	LC	12,8 ± 1,3	14 ± 1,4	26,3 ± 2,6
	HEMT	6,6 ± 0,7	12,2 ± 1,2	23,8 ± 2,4
μ TES2	LC	27 ± 2,7	27,2 ± 2,7	38,4 ± 3,8
	HEMT	9,7 ± 1	25 ± 2,5	34,3 ± 3,4
μ TES3	LC	-	14 ± 1,4	17,4 ± 1,7
	HEMT	2,7 ± 0,3	11,1 ± 1,1	18,8 ± 1,9

Tableau 3.3 : Comparaison des caractéristiques principales des μ TESs à 25 °C.

	Surface (mm ²)	Résistance (M Ω)	Sensibilité (mV/K)	Sensibilité par surface (mV/K.mm ²)
μ TES1	0,5	12,2 ± 1,2	6,6 ± 0,7	13,2 ± 1,3
μ TES2	1,8	27,2 ± 2,7	9,7 ± 1	5,4 ± 0,5
μ TES3	0,6	14 ± 1,4	2,7 ± 0,3	4,5 ± 0,5

VI. Mesure du flux thermique

Comme vu précédemment, les capteurs thermoélectriques mesurent aussi bien une différence de température qu'un flux thermique. Pour rappel :

$$U = N \cdot S_{np} \cdot \Delta T = N \cdot S_{np} \cdot \varphi \cdot R_{th} \quad (\text{Eq 3.6})$$

Où N représente le nombre de jonctions, $S_{np} = S_p - S_n$ [$V \cdot K^{-1}$] le coefficient Seebeck d'une jonction ou couple, ΔT [K] le gradient de température au sein du transistor, φ [W] le flux thermique et R_{th} [$K \cdot W^{-1}$] la résistance thermique.

Jusqu'à présent, nous avons étudié les mesures à partir des différences de températures, nous allons maintenant présenter les mesures de flux thermique.

Pour cela, il faut d'abord caractériser la résistance thermique R_{th} du capteur. Cette résistance thermique peut être obtenue de deux façons différentes : soit par la mesure des tensions d'entrée V_{HEMT} et de sortie $V_{\mu TES}$, soit par la mesure de la puissance d'entrée P_{HEMT} et de la différence de température ΔT .

La première approche permet de remonter à résistance thermique R_{th} du capteur par l'équation suivante :

$$V_{\mu TES} = K \times V_{HEMT}^2 = R_{th} \times \frac{N \times S \times V_{HEMT}^2}{R_{HEMT}} \quad (\text{Eq 3.7})$$

Où K représente un facteur fonction de la résistance thermique, N le nombre de jonctions, S le coefficient Seebeck du couple de matériau (TE et métal) et R_{HEMT} la résistance du HEMT.

La deuxième approche permet de remonter à la résistance thermique R_{th} du capteur à partir de l'équation suivante :

$$\Delta T = P_{HEMT} \times R_{th} \quad (\text{Eq. 3.8})$$

A titre d'exemple, la figure 3.21 présente les deux approches proposées permettant de déterminer la résistance thermique du capteur $\mu TES1$ à 25 °C lors des mesures effectuées avec le HEMT.

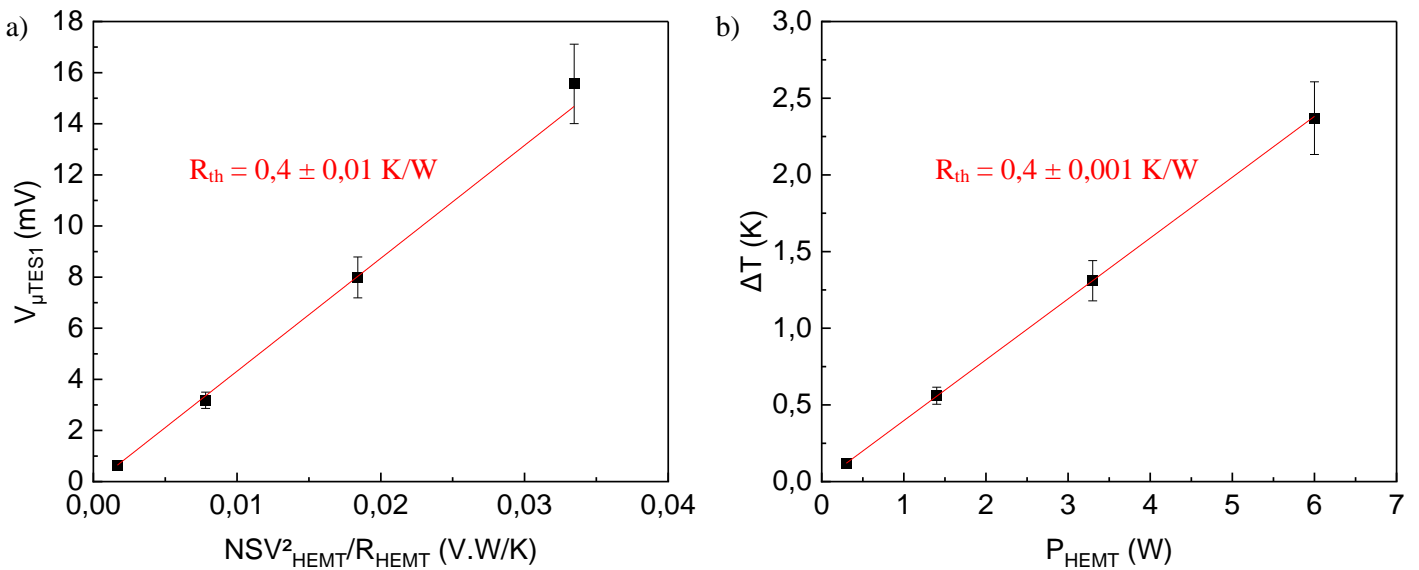


Figure 3.21 : Détermination de la résistance thermique R_{th} du capteur $\mu TES1$ selon la première approche (a) et la deuxième approche (b) à 25°C.

Les résistances thermiques calculées grâce à ces deux méthodes sont quasiment identiques, permettant ainsi de déterminer avec précision la valeur de la résistance thermique du capteur qui est de 0,4 K/W pour le μ TES1 à 25 °C.

Cette étude a également été faite pour les deux autres capteurs aux trois températures environnantes : 25°C, 75 °C et 155 °C. La figure 3.22 représente les valeurs des résistances thermiques obtenues pour les trois μ TESs en fonction de la température.

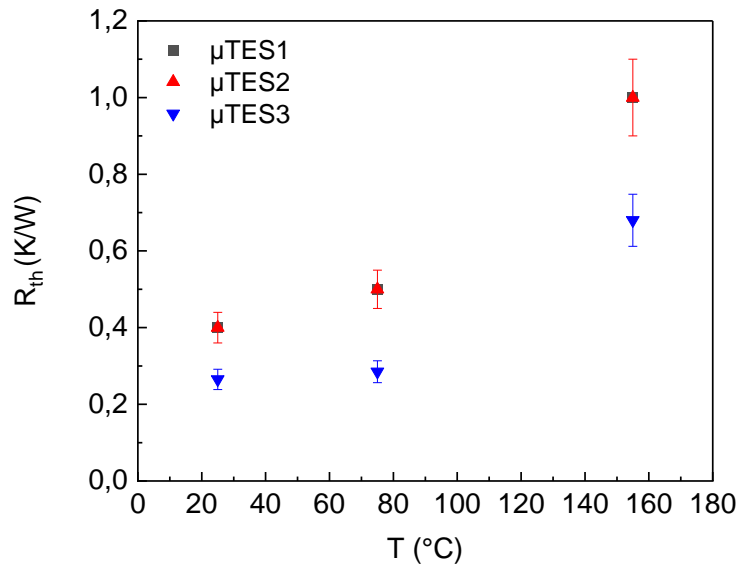


Figure 3.22 : Variation des résistances thermiques des trois μ TESs en fonction de la température.

Les valeurs de résistances thermiques du μ TES1 et μ TES2 sont les mêmes, ce qui est logique car ils ont la même longueur. De plus, on remarque que les résistances thermiques des trois capteurs évoluent de la même manière en fonction de la température : elles augmentent avec la température, ce qui est en accord avec l'évolution des conductivités thermiques du GaN et de l'AlGaN qui diminuent lorsque la température augmente [Mitterhuber 20].

Une fois les résistances thermiques calculées, le flux thermique généré par le HEMT et traversant longitudinalement les capteurs peut ainsi être déterminé (voir Eq. 3.6). La figure 3.24 présente les variations de flux thermique en fonction des tensions de sortie des μ TESs 1, 2 et 3.

Tout d'abord, comme illustré, on obtient des valeurs de flux variant de 0,2 W à 7 W. Par ailleurs, on observe bien une augmentation linéaire du flux thermique en fonction de la tension de sortie des μ TESs, ce qui est logique (voir Eq. 3.6). De plus, le flux thermique diminue en fonction de la température, ce qui est cohérent car il est inversement proportionnel à la résistance thermique, qui elle augmente avec la température (voir figure 3.22).

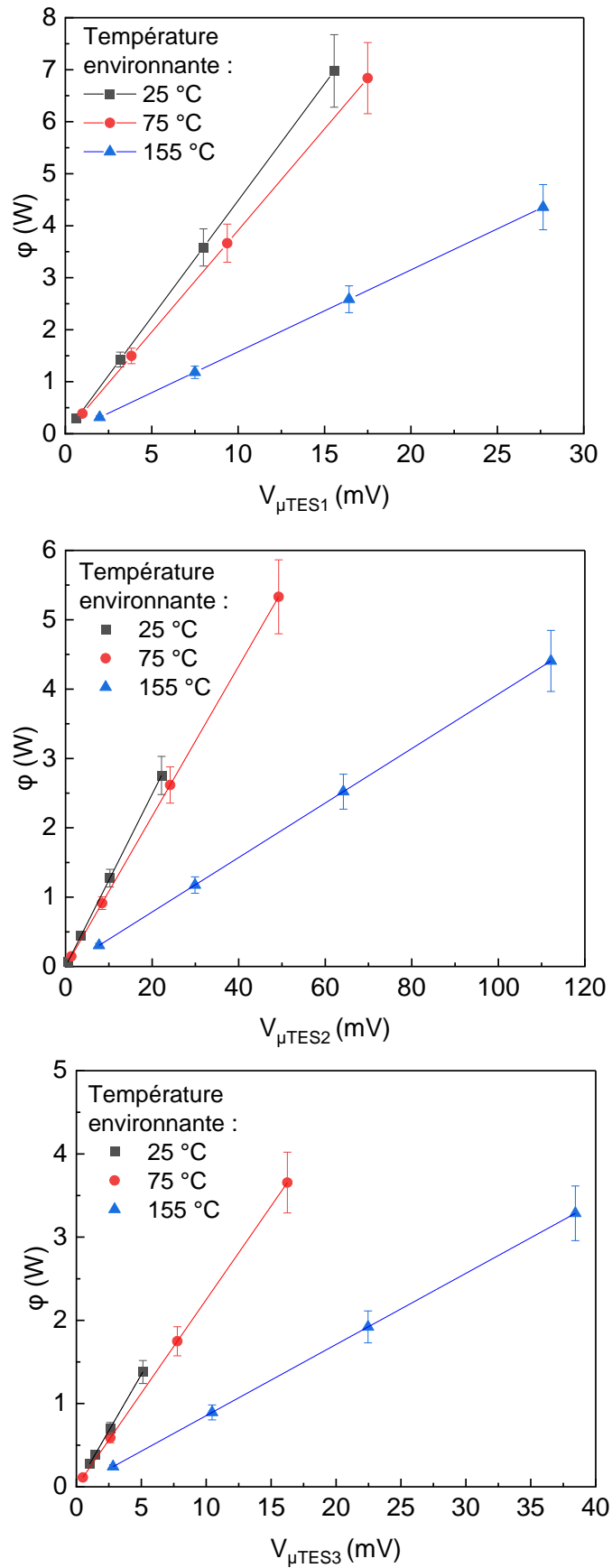


Figure 3.24 : Variation du flux thermique en fonction de la tension de sortie du μTES_1 .

VII. Conclusion du Chapitre 3

Des capteurs thermoélectriques embarqués ont été conçus et présentés dans ce chapitre. Ces capteurs ont été développés en respectant les règles de dimensionnement des HEMTs afin d'être fabriqués en même temps et au plus proche de ces derniers.

Les capteurs thermiques sont composés de lignes 2DEG et de tungstène connectées électriquement en série et thermiquement en parallèle. Quatre capteurs avec trois géométries différentes ont été fabriqués autour d'un HEMT afin de caractériser l'effet de la géométrie sur les performances des μ TESs. Les longueurs de lignes ainsi que le nombre de jonctions ont pu être variés. Les principales étapes de fabrication, réalisées en salle blanche, ont été présentées.

Les valeurs de résistivité des différents matériaux et des résistances de contacts matériau TE / MC ont ensuite été mesurées grâce aux structures test. Par ailleurs, la résistance expérimentale des capteurs a été mesurée et comparée avec la résistance calculée à partir des mesures des structures test.

Enfin, les capteurs ont été caractérisés grâce à deux méthodes de chauffe : la première à l'aide de lignes chauffantes se trouvant d'un côté des capteurs et la deuxième en faisant fonctionner le HEMT. Les capteurs sont tous fonctionnels : une tension de sortie est émise lorsqu'une différence de température est appliquée à leurs extrémités. Cette tension varie du mV à plusieurs centaines de mV, ordre de grandeur facilement mesurable avec le système de lecture déjà existant. La reproductibilité des mesures a pu être vérifiée grâce aux capteurs μ TES1 et μ TES1bis qui ont la même géométrie et présentent les mêmes résistances et tensions de sortie pour une température environnante et une différence de température interne donnée.

Afin de calculer leur sensibilité, les différences de température ont été mesurées et simulées. Les différences de température lors du fonctionnement des LC ont été mesurées à l'aide des LCT. Dans le deuxième cas, les valeurs de températures données par la caméra thermique lors du fonctionnement du HEMT n'étant pas assez précises, une modélisation COMSOL a été réalisée. Une comparaison des sensibilités des capteurs lors des deux méthodes de mesures a été faite. Les valeurs de sensibilités à partir de température environnante de 50 °C sont similaires. En revanche, à température ambiante, les valeurs mesurées par les deux méthodes diffèrent : alors que celles obtenues avec le HEMT semblent cohérentes, celles obtenues avec les LC sont trop élevées. Cette différence pourrait être due à une plus grosse incertitude des mesures obtenues à partir des LCT à basse température environnante.

Les flux thermiques générés par le HEMT et sondés au niveau des capteurs ont ensuite pu être déterminés à partir des mesures de tension de ces derniers. Des valeurs cohérentes de résistances thermiques et de flux thermiques entre les différents μ TESs ont été obtenues. Des flux thermiques variant de 0,4 à 7 W ont ainsi pu être mesurés par les capteurs.

Ces capteurs à base de 2DEG n'ont pas pu être optimisés, mais ils sont tous fonctionnels et leur sensibilité a été mesurée lors d'un cas réel d'application. Ceci constitue, à notre connaissance, une première réalisation de ce type de composant. Ainsi, le développement de la structure et de l'architecture de ces capteurs a fait l'objet de deux dépôts de brevets [CEA 20 a, CEA 20 b].

Une étude plus approfondie devra être mise en place pour comprendre l'évolution des résistances des capteurs en fonction de la température, l'évolution des résistivités en fonction des largeurs de lignes et le fait que le rapport du nombre de jonctions entre les capteurs μ TES1 et μ TES2 n'est pas respecté.

VIII. Bibliographie

- [Avcu 15] M. Avcu
Caractérisation des effets parasites dans les HEMTs GaN : développement d'un banc de mesure 3ω .
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 2015
- [CEA 20 a] G. Savelli, C. Bryan, R. Escoffier et M. Plissonnier
Composant électronique de puissance intégrant un capteur thermoélectrique
N° E.N. : 2000404, Date de dépôt : 16/01/2020
- [CEA 20 b] G. Savelli, C. Bryan, R. Escoffier et M. Plissonnier
Capteur thermoélectrique à gaz d'électrons
N° E.N. : 2000402, Date de dépôt : 16/01/2020
- [Efunda] Efunda, engineering fundamentals
URL : <https://www.efunda.com/home.cfm>
- [Giancoli 95] D. C. Giancoli
Physics : principles with applications.
Englewood Cliffs : Prentice-Hall, 1995.
- [Huang 13] C-T. Huang, J-Y. Li et J. C. Sturm
Implant Isolation of Silicon Two-Dimensional Electron Gases at 4.2 K
IEEE Electron Device Letters, Vol. 34, No 1, 2013
- [Leturq 87] P. Leturq, A. Napieralski et E. Lachiver
A new approach to thermal analysis of power devices.
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED24, pp. 1147-1156, 1987
- [Lide 03] D. R. Lide, G. Baysinger, S. Chemistry, L.I. Berger, R. Goldberg et H.V. Kehiaian
CRC Handbook of Chemistry and Physics
- [Mitterhuber 20] L. Mitterhuber, R. Hammer, T. Dengg et J. Spitaler
Thermal Characterization and Modelling of AlGaIn-GaN Multilayer Structures for HEMT Applications
Energies 2020, 13, 2363
- [Nifa 18] I. Nifa
Caractérisation et modélisation du gaz 2D des dispositifs MIS-HEMTs sur GaN
Thèse de doctorat de l'Université Grenoble Alpes, 2018
- [Savelli 20] G. Savelli, J-P. Colonna, M. Keller, P. Coudrain, D. Wendler, J. Goepfert, Y. Manoli, P. Faucherand et A. Royer
Integrated thermoelectric sensors on quantum dot superlattice for thermal management applications.
Journal of Physics D: Applied Physics, 53 (2020) 445101

Chapitre 4 : Développement de capteurs thermoélectriques autonomes

I. Contexte	128
II. Dimensionnement des capteurs	128
III. Structures intégrées	130
IV. Procédé de fabrication.....	133
V. Propriétés thermoélectriques des matériaux (structures tests).....	135
V.1. Les structures tests de résistivité (TR).....	135
V.1.a. Résistivité des lignes TE.....	135
V.1.b. Résistivité des lignes métalliques	136
V.2. Les structures tests pour contact.....	137
V.2.a. Les structures tests de Chaînes de Contact (CC)	137
V.2.b. Les structures tests de résistance de contact (TLM).....	137
V.3. Les structures Tests du coefficient Seebeck du matériau TE (TSTE)	138
VI. Performances des capteurs autonomes	142
VI.1. Résistance des capteurs	142
VI.2. Mesure des sensibilités des capteurs	143
VI.2.a. Tension de sortie des capteurs en fonction du courant des lignes chauffantes.....	144
i. Influence de la largeur des lignes TE	144
ii. Influence de la longueur des capteurs	144
VI.2.b. Tensions de sortie des capteurs en fonction de leur différence de température	147
VI.3. Analyse structurelle des capteurs	150
VII. Conclusion du chapitre 4	153
VIII. Bibliographie	154

I. Contexte

Nous avons vu au chapitre 3 que par contrainte de planning, les capteurs embarqués n'ont pas pu être optimisés au cours de la thèse. Le dimensionnement de ces capteurs s'est fait en début de thèse et la fabrication a pris plus de temps que prévu. Ainsi un deuxième lot de capteurs embarqués, utilisant les propriétés thermoélectriques des matériaux et une structure optimisée n'a donc pas pu être dimensionné, ni fabriqué.

Un second type de capteur a donc été fabriqué afin d'obtenir des structures optimisées. Ce type de capteur n'est pas fabriqué en même temps que les composants de puissance, il est indépendant et n'a donc pas les mêmes contraintes de dimensionnement que les capteurs vus au chapitre précédent. Deux capteurs de ce type ont été réalisés : un à base de 2DEG et l'autre à base de n-GaN. Différentes géométries ont été dimensionnées sur un logiciel de conception assistés par ordinateur (CAO) afin de fabriquer des capteurs de longueurs différentes ainsi que des lignes TE de largeurs différentes. L'étude de contacts, également présentée au chapitre 2, nous a permis d'établir les contacts les moins résistifs : Ti/Au/Al recuit à 735 °C pour le matériau n-GaN et Ti/Au non-encasté recuit à 850 °C pour l'hétérostructure AlGaIn/GaN. Ces empilements et recuits seront utilisés comme connexions dans ces capteurs autonomes.

Dans ce chapitre, le dimensionnement sera présenté dans une première partie, puis la fabrication des capteurs sera détaillée. Les structures tests ainsi que les caractérisations des matériaux seront ensuite exposées. Un paragraphe sera ensuite dédié à la caractérisation des capteurs. De nombreuses études paramétriques ont été menées à partir de la caractérisation de ces capteurs. Tous les résultats ne pourront pas être exposés dans ce chapitre, mais ils seront accessibles en annexe. En revanche, la discussion portera bien sur la totalité des résultats.

Enfin, une étude structurelle sera présentée en dernière partie afin d'expliquer certains résultats électriques.

II. Dimensionnement des capteurs

Les valeurs de résistivité et de coefficients Seebeck des matériaux, ainsi que les résistances de contacts présentées au Chapitre 2, ont été utilisées dans ce dimensionnement.

Les capteurs optimisés sont fabriqués individuellement, et non en même temps que d'autres composants comme dans le cas des capteurs embarqués du chapitre 3, il n'y a donc aucune règle spécifique de dimensionnement à suivre. Les seules contraintes à respecter viennent de la résolution des masques chromés pour l'insolation ultraviolet (UV) qui est de 1 μm , de la résolution de la résine, de 1 μm également, et de la précision de l'alignement des différentes étapes lors des insolutions successives par UV. Cet alignement est fait par l'utilisateur et sa précision est donnée à 3 μm . Le dimensionnement des jonctions de capteurs respecte donc une résolution maximale de 3 μm .

Dans ce contexte, les paramètres géométriques à optimiser sont : la largeur et la longueur des lignes TE et métalliques ainsi que l'espacement entre les différentes lignes. Par choix, la largeur totale du capteur est fixée à 1 mm, le nombre de jonctions N changera donc en fonction de la largeur des lignes TE et métalliques.

En optimisant les capteurs, on cherche simultanément à minimiser leur résistance totale et à obtenir une tension de sortie maximale en fonction de la différence de température. Cependant, à surface identique, la résistance totale des capteurs augmente avec la longueur des lignes et diminue avec leur largeur, de même que la tension de sortie des capteurs augmente avec la longueur des lignes (ce qui augmente la différence de température) et augmente lorsque la largeur des lignes diminue (ce qui augmente N, en maintenant un même espacement de lignes). La géométrie optimale du capteur revient donc à un compromis entre une faible résistance et une tension de sortie élevée.

Pour tous les capteurs, l'espace entre les lignes est fixé à 3 μm , ce qui correspond à la résolution minimale de nos masques, afin d'augmenter le nombre de jonction sur une largeur totale fixe de 1 mm. Par ailleurs, nous avons choisi deux longueurs de lignes :

- une de 200 μm pour une intégration optimale : des capteurs de longueur de 200 μm offrant l'avantage de consommer une très faible surface d'intégration,
- une de 1000 μm permettant de se comparer avec les résultats des capteurs du chapitre 3.

Pour chaque longueur de capteur, trois largeurs de lignes TE ont aussi été testées :

- 4 μm afin de disposer de capteurs à haute sensibilité,
- 20 μm afin de disposer de capteurs à faible résistance,
- 10 μm , largeur intermédiaire, notamment au cas où les lignes de 4 μm ne seraient pas réalisables par gravure sèche.

En ce qui concerne les lignes métalliques, leur largeur ne contribue pas à la tension de sortie du capteur (leur coefficient Seebeck est en effet négligeable devant ceux du n-GaN et du 2DEG) et leur résistance ne contribue que très faiblement à la résistance totale des capteurs si on les compare aux matériaux TE. Cette largeur a donc été fixée à 6 μm , suffisamment petite pour ne pas consommer trop de surface, tout en s'assurant que les lignes soient réalisables technologiquement.

Le tableau 4.1 représente les différents paramètres géométriques des capteurs.

Tableau 4.1 : Définition des différents paramètres géométriques des capteurs.

Capteurs	Longueur du capteur (μm)	Largeur des lignes TE (μm)	Largeur des lignes métalliques (μm)	Nombre de jonctions N
$\mu\text{TES 2-4-6}$	200	4	6	62
$\mu\text{TES 2-10-6}$		10	6	45
$\mu\text{TES 2-20-6}$		20	6	31
$\mu\text{TES 10-4-6}$	1000	4	6	62
$\mu\text{TES 10-10-6}$		10	6	45
$\mu\text{TES 10-20-6}$		20	6	31

Les sensibilités et résistances des capteurs sont ensuite calculées analogiquement avec les valeurs des coefficients Seebeck et résistivités des matériaux TE ainsi que celles des résistances de contacts, toutes mesurées au chapitre 2. Pour rappel, la sensibilité est le rapport entre la tension de sortie et la différence de température, donc : $S_e = S_{\text{TE-m}} \times N$, avec $S_{\text{TE-m}}$ le coefficient Seebeck d'une jonction ($S_{\text{TE-m}} = S_m - S_{\text{TE}}$) et N le nombre de jonction du capteur. Le facteur de tension (FT en $\text{mV.K}^{-1}.\text{mm}^2$) a aussi été calculé, celui-ci représente la sensibilité par surface des capteurs.

Les tableaux 4.2 et 4.3 présentent les valeurs calculées pour les capteurs à base de 2DEG et n-GaN, respectivement, à température ambiante. On remarque que les sensibilités des capteurs à base de n-GaN sont supérieures à celles à base de 2DEG puisque le coefficient Seebeck du matériau n-GaN est plus élevé. De même, les résistances des capteurs n-GaN sont plus faibles que celles des capteurs 2DEG, à cause des résistances de contact plus faibles de deux ordres de grandeur.

Tableau 4.2 : Valeurs des surfaces, résistances, sensibilités et facteurs de tension calculées pour les capteurs 2DEG à température ambiante.

Capteurs 2DEG	Surface (mm ²)	R (kΩ)	S _e ($\frac{mV}{K}$)	FT ($\frac{mV}{K.mm^2}$)
μTES 2-4-6	0,2	705	3,6	18
μTES 2-10-6	0,2	322	2,6	13
μTES 2-20-6	0,2	141	1,8	9
μTES 10-4-6	1	1220	3,6	3,6
μTES 10-10-6	1	474	2,6	2,6
μTES 10-20-6	1	194	1,8	1,8

Tableau 4.3 : Valeurs des surfaces, résistances, sensibilités et facteurs de tension calculées pour les capteurs n-GaN à température ambiante.

Capteur n-GaN	Surface (mm ²)	R (kΩ)	S _e ($\frac{mV}{K}$)	FT ($\frac{mV}{K.mm^2}$)
μTES 2-4-6	0,2	125	8,4	42
μTES 2-10-6	0,2	37,3	6,1	30,5
μTES 2-20-6	0,2	13,1	4,2	21
μTES 10-4-6	1	611	8,4	8,4
μTES 10-10-6	1	179	6,1	6,1
μTES 10-20-6	1	62,2	4,2	4,2

III. Structures intégrées

Un jeu de cinq masques pour photolithographie UV a ensuite été réalisé en utilisant le logiciel KLayout. Les capteurs de géométries différentes, introduits dans la partie précédente, sont inclus dans ces masques ainsi que différentes structures tests. On observe sur la figure 4.1 les différents capteurs placés au-dessus d'une ligne chauffante et plusieurs structures tests. A titre d'exemple, les figures 4.2 et 4.3 représentent le layout et une image optique du capteur μTES 2-4-6, respectivement.

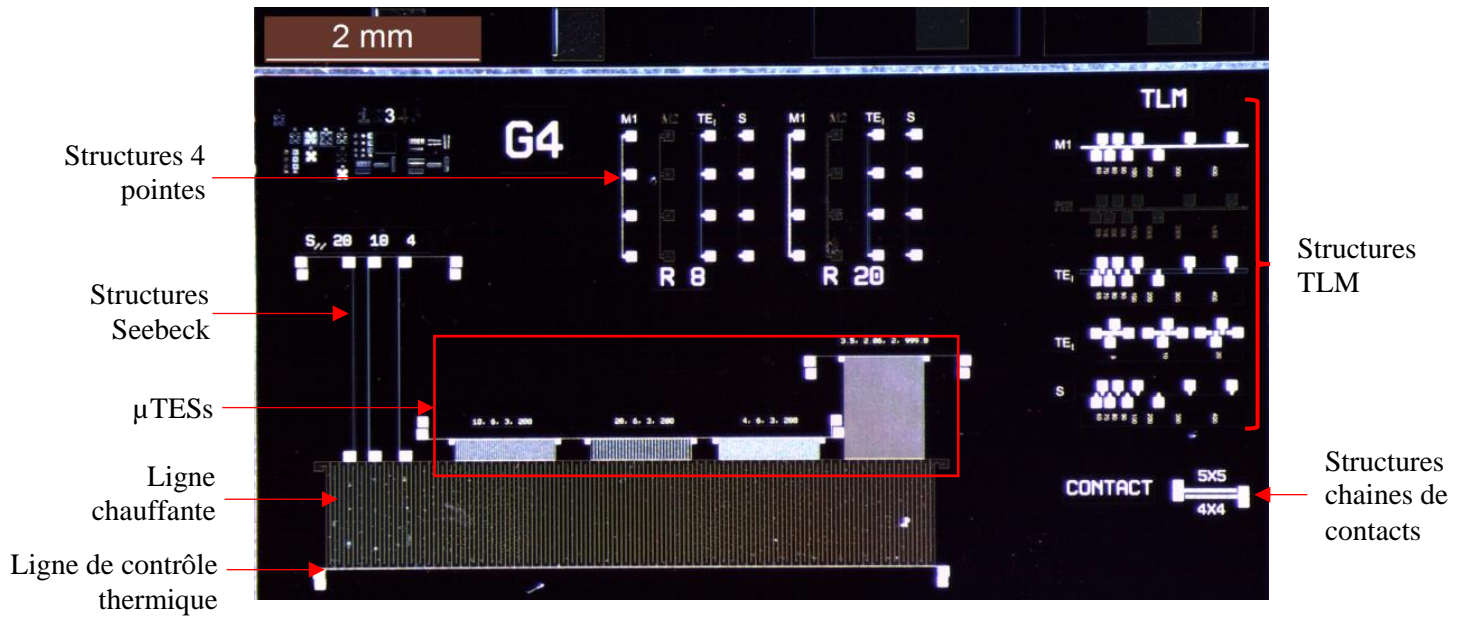


Figure 4.1 : Image au microscope optique des capteurs et des structures tests sur du n-GaN.

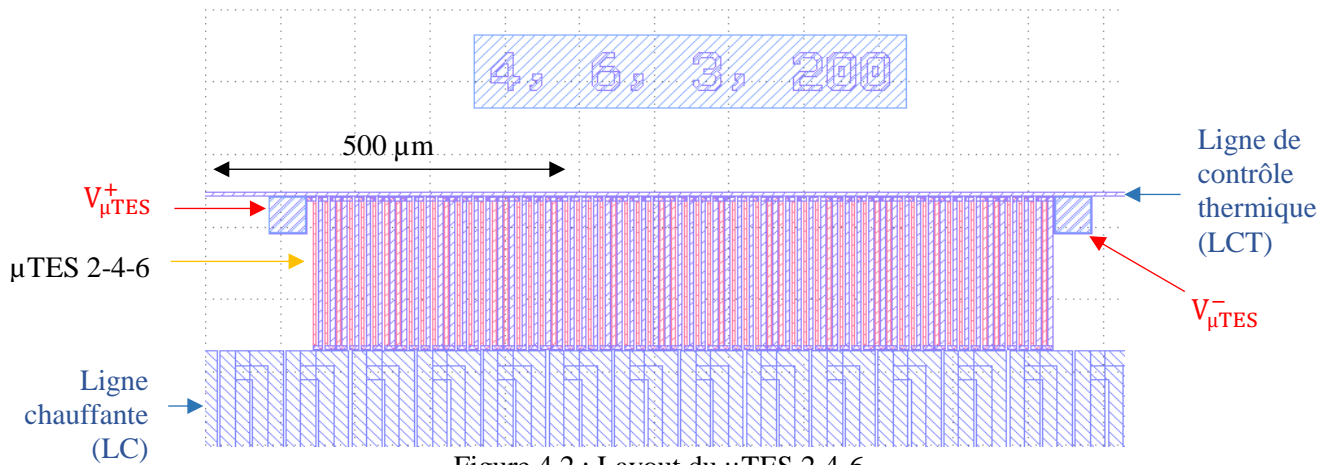


Figure 4.2 : Layout du μ TES 2-4-6.

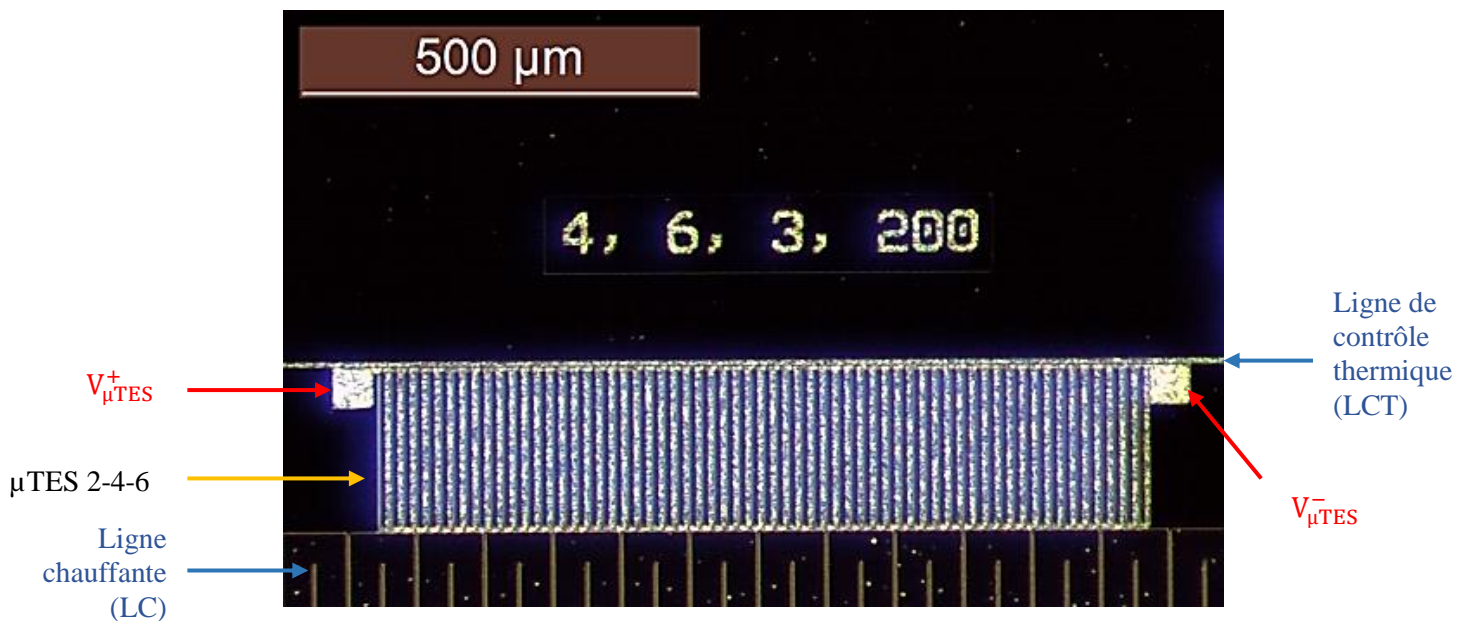


Figure 4.3 : Image optique du μ TES 2-4-6.

De même que pour le chapitre 3, les structures tests suivantes ont été intégrées :

1. les structures Tests de Résistivité (TR) 4 pointes pour mesurer la résistivité des différents matériaux ;
2. les structures tests de Chaînes de Contact (CC) pour vérifier que les contacts sont fonctionnels ;
3. la structure test Transmission Line Measurement (TLM) pour mesurer la résistance de contacts ;
4. les structures Tests du coefficient Seebeck du matériau ThermoElectric (TSTE) pour mesurer le coefficient Seebeck du matériau thermoélectrique.

Ces structures sont détaillées ci-dessous et illustrées à la figure 4.4.

1. Les structures 4 pointes (figure 4.4-a) permettent de mesurer la résistivité des matériaux :

- M1, métal des lignes des μ TES et des contacts matériau TE / métal ;
- M2, métal utilisé pour la LC ;
- TE, matériau TE des μ TES.

Pour chaque matériau, deux structures 4 pointes ont été fabriquées : une avec une ligne de 8 μm de largeur et l'autre avec une ligne de 20 μm de largeur.

2. Les structures contacts (figure 4.4-b) permettent de vérifier rapidement le fonctionnement des contacts entre le matériau TE et le métal M1. Deux chaînes distinctes, avec des contacts de 5 x 5 μm^2 et de 4 x 4 μm^2 ont été intégrées.

3. La structure TLM (figure 4.4-c) permet de mesurer la résistance de contact entre le matériau TE et le métal M1.

4. Les structures Seebeck (figure 4.4-d) permettent de mesurer le coefficient Seebeck du matériau TE. Trois structures Seebeck utilisant des largeurs différentes de lignes ont été fabriquées : de 4, 8 et 20 μm .

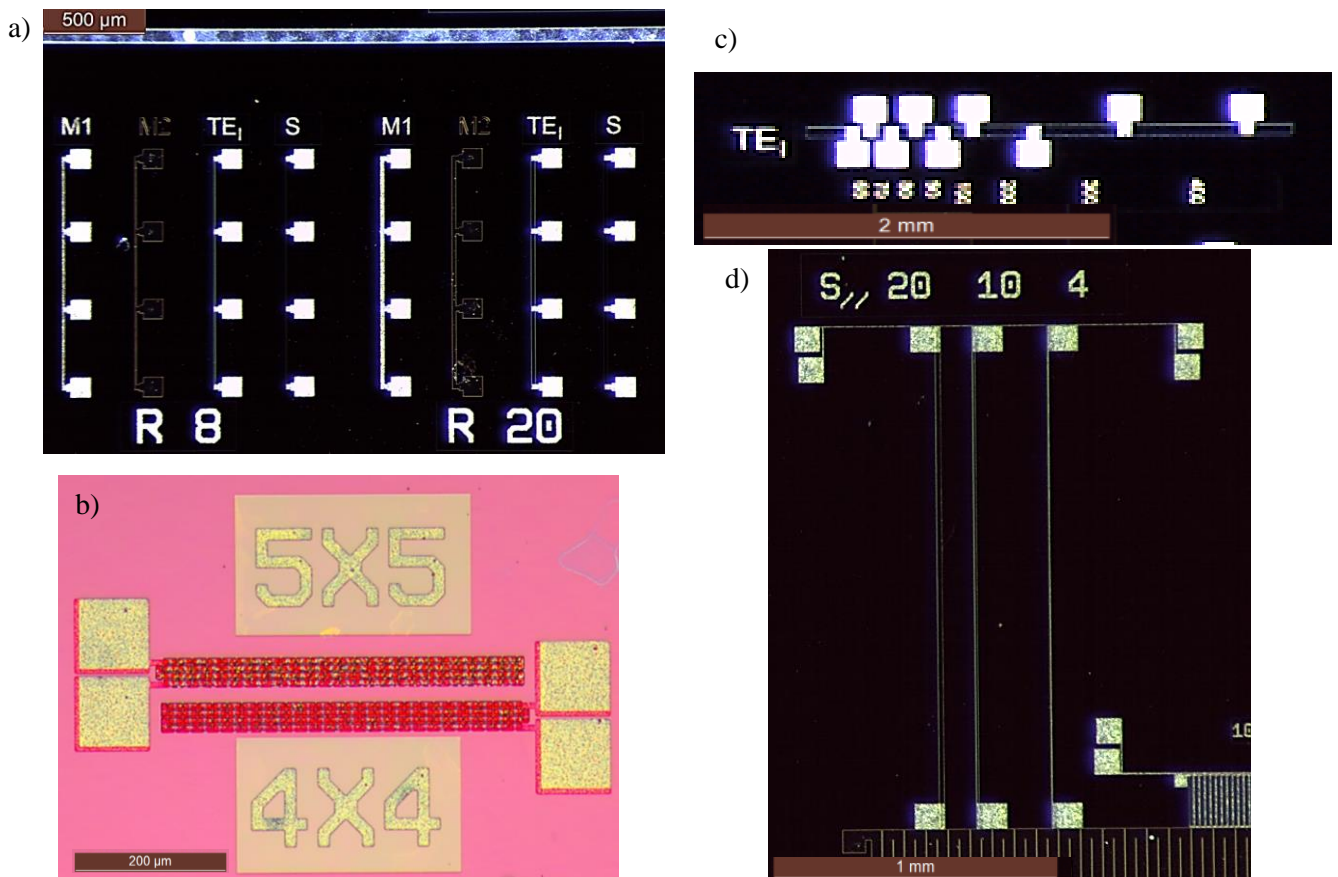


Figure 4.4 : Images optiques d'une structure TR 4 pointes (a), d'une structure CC (b), d'une structure TLM (c) et d'une structure TSTE (d).

IV. Procédé de fabrication

Les capteurs sont fabriqués dans les salles blanches de la Plateforme de Technologie en Amont (PTA). Les principales étapes de fabrication de ces capteurs sont représentées à la figure 4.5.

Etape 1 : Les matériaux sont épitaxiés pleine plaque.

Etape 2 : Une résine positive (AZ 1512 d'une épaisseur de 1,4 μm pour l'AlGaIn/GaN et AZ 5214 d'une épaisseur de 2 μm pour le n-GaN) est déposée sur la surface de l'échantillon, insolée par photolithographie UV et développée.

Etape 3 : Le matériau est gravé afin de créer les lignes de matériaux TE des capteurs. Le matériau est gravé par gravure ionique réactive (Reactive-Ion Etching ou RIE en anglais) : un plasma va réagir physiquement et chimiquement avec la surface du substrat, ce qui retire une partie de certaines substances, dans un système de torche à plasma (Inductively Coupled Plasma ou ICP en anglais). Dans l'ICP, le plasma est généré par un champ magnétique en radiofréquence. Dans notre cas, ces gravures s'arrêtent sur des couches résistives du matériau (GaN [C]) de telle façon à ce que le flux électronique circule dans les lignes TE et non dans le substrat. Le matériau AlGaIn/GaN est d'abord gravé 35 secondes avec le gaz Ar pour enlever la couche de passivation de SiN. Les deux matériaux GaN et AlGaIn sont gravés en utilisant des gaz Cl_2 et BCl_3 , pendant 6 minutes pour l'AlGaIn/GaN et 14 minutes pour le n-GaN. Lors de la gravure des matériaux, les gaz dans l'enceinte vont aussi réagir avec la résine et créer des couches chlorées sur les échantillons qui ne partent pas dans une solution d'acétone. Il est donc nécessaire d'enlever cette couche de résine de passivation, étape de "stripping" en anglais, par gravure sèche d'une minute. Pendant cette étape, un flux d'oxygène va venir brûler les chaînes carbonées de la résine. L'échantillon baigne ensuite 10 minutes dans une solution d'acétone sous ultra-son afin d'enlever la couche résiduelle de résine. L'échantillon est ensuite rincé dans une solution d'isopropanol pour retirer les résidus d'acétone, puis dans une solution d'eau déionisée, puis séché.

Etape 4 : Une couche isolante de 150 nm de SiO_2 est déposée sur toute la surface de l'échantillon pour assurer une isolation électrique entre les différentes lignes du capteur.

Etape 5 : La résine positive (AZ 1514) est déposée, insolée et développée pour ensuite créer des ouvertures dans la couche de SiO_2 aux extrémités des lignes du capteur, où les contacts semi-conducteur / métal auront lieu.

Etape 6 : La couche de 150 nm de SiO_2 est gravée par voie sèche avec les gaz CF_4 , Ar et CH_2F_2 . La résine de passivation est encore une fois formée lors de cette gravure, l'échantillon doit donc être exposé à un flux d'oxygène dans l'enceinte afin de brûler cette couche de résine. L'échantillon est ensuite rincé dans une solution d'isopropanol pour retirer les résidus d'acétone, puis dans une solution d'eau déionisée, puis séché.

Etape 7 : La résine négative (AZ 5214 AZ 5214 qui est une résine naturellement positive mais qui devient négative après traitements chimique et thermique) est déposée, insolée et développée pour pouvoir ensuite réaliser les contacts et les lignes métalliques du capteur par décollage ou « lift-off » en anglais. Le lift-off correspond à une méthode de création de motifs d'un matériau sur la surface d'un échantillon. La résine après développement va protéger la surface du semi-conducteur qui ne doit pas être recouverte par le métal. Une couche métallique sera ensuite déposée sur toute la surface. L'échantillon est ensuite lavé et la résine se décolle avec le métal qui le recouvre, seul le métal qui se trouve directement sur la surface de l'échantillon reste. La résine joue donc le rôle d'une couche sacrificielle.

Etape 8 : La couche métallique est déposée par évaporation par faisceau d'électron (Electron Beam Physical Vapour Deposition EBPVD en anglais) sur toute la surface de l'échantillon. Un faisceau d'électrons, émis par un filament de tungstène, vient bombarder une cible sous vide. Les molécules de la cible se transforment ainsi en phase gazeuse et viennent se déposer sur toute la chambre ainsi que sur

l'échantillon, sous forme solide. Avant le dépôt du métal, les échantillons sont gravés par plasma avec un gaz d'argon pendant 60 secondes à 250 V dans l'enceinte afin d'éliminer les défauts de surface et les couches d'oxyde natif.

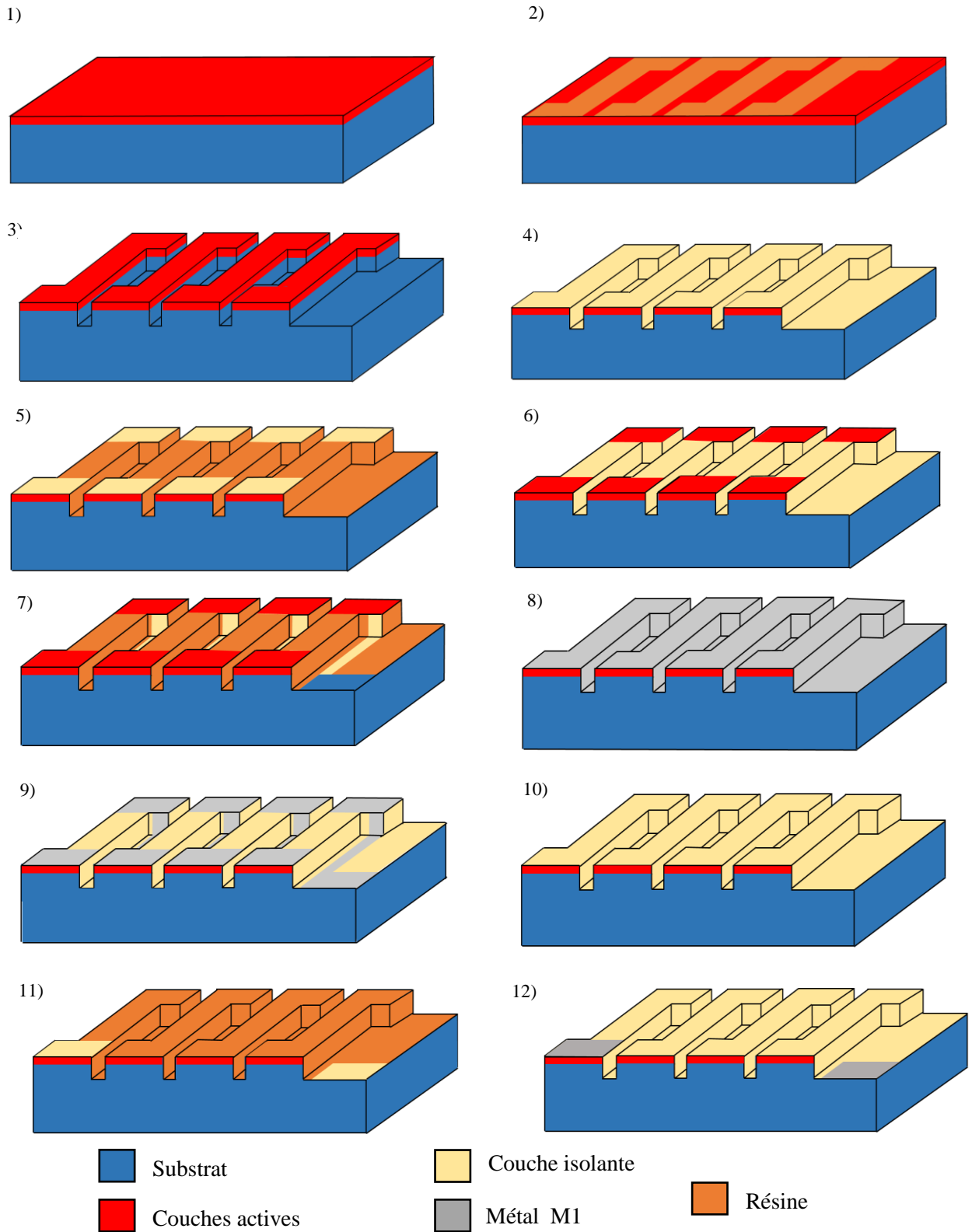


Figure 4.5 : Représentation schématique des principales étapes de fabrication des capteurs autonomes.

Étape 9 : L'échantillon est mis dans une solution d'acétone afin de dissoudre la résine puis rincé dans une solution d'isopropanol pour retirer les résidus d'acétone, puis dans une solution d'eau déionisée, puis séché. Seul le métal en contact direct avec l'échantillon reste. On obtient les lignes métalliques sur la couche isolante de SiO₂. Les contacts entre les lignes TE et les lignes métalliques sont aux extrémités de chaque ligne.

Étape 10 : Ces lignes sont recouvertes d'une couche isolante de 150 nm de SiO₂ pour protéger la structure.

Étape 11 : La résine positive AZ 1514 est déposée, insolée et développée pour créer des ouvertures dans la couche de SiO₂ au niveau des bornes des capteurs.

Étape 12 : La couche de 150 nm de SiO₂ est gravée comme pour l'étape 6 par voie sèche dans l'ICP avec les gaz CF₄, Ar et CH₂F₂. Une étape de « stripping » est réalisée par gravure sèche pour enlever la couche de passivation de la résine. L'échantillon est ensuite rincé dans une solution d'isopropanol pour retirer les résidus d'acétone, puis dans une solution d'eau déionisée, puis séché.

Des lignes chauffantes LC (métal M2) sont ajoutées à la fin par dépôt et lift-off. Ces lignes sont à 5 µm d'une extrémité des capteurs afin de créer une source chaude pour les caractériser. Ces étapes ne sont pas représentées sur la figure 4.5 mais sont similaires aux étapes 7, 8 et 9.

V. Propriétés thermoélectriques des matériaux (structures tests)

V.1. Les structures tests de résistivité (TR)

V.1.a. Résistivité des lignes TE

Les résistivités des deux matériaux TE, 2DEG et n-GaN, ont été mesurées par les structures 4 pointes. La figure 4.6-a représente l'évolution de la résistivité du 2DEG pour les lignes de 8 et 20 µm ainsi que celle mesurée à la ZEM-3 d'un échantillon de 20 x 7 mm² (voir chapitre 2). Les résistivités augmentent bien avec la température, comme les résistivités du 2DEG mesurées précédemment aux chapitres 2 et 3, et les mesures de résistivités des lignes de 8 et de 20 µm sont très proches. De plus, si on les compare à celles du chapitre précédent, on trouve là aussi des valeurs assez proches : elles augmentent, dans ce cas, de $3,3 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ à 30 °C à $17,5 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ à 270 °C tandis que les valeurs du 2DEG mesurées précédemment variaient de $2 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ à 30 °C à $11 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ à 270 °C. Par ailleurs, les valeurs de résistivité du 2DEG mesurées à la ZEM-3 sont comprises entre $1,4 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ à 75 °C et $2,3 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ à 160 °C, ces valeurs sont plus basses que celles mesurées avec les structures tests sur les plaques présentées ici. Comme pour le chapitre 3, cette différence pourrait être due à l'effet de bord dans les lignes de fines largeurs. On retrouve aussi une allure de résistivité non linéaire à températures élevées : la résistivité augmente, ici aussi, plus rapidement à partir de 150 °C, comme observé au chapitre précédent. Cette augmentation de résistivité à 150 °C est en accord avec les travaux de I. Nifa [Nifa 18]. La figure 4.6-b représente l'évolution de la résistivité du n-GaN mesurée pour les structures de 8 et 20 µm ainsi que celle mesurée avec la ZEM-3 d'un échantillon de 20 x 7 mm². La résistivité augmente aussi avec la température, comme mesurée avec la ZEM-3 (chapitre 2). Les résistivités du n-GaN augmentent non linéairement de $6 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ à 30 °C et $7,3 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ à 270 °C pour la ligne de 8 µm et de $6,7 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ à 30 °C et $7,9 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ à 240 °C pour les lignes de 20 µm. Les deux mesures de résistivité ne sont pas strictement identiques mais sont proches, comprises dans l'incertitude de mesure. De même que pour le 2DEG, les valeurs obtenues par rapport à la ZEM-3 sont plus élevées, certainement pour la même raison d'effet de bord.

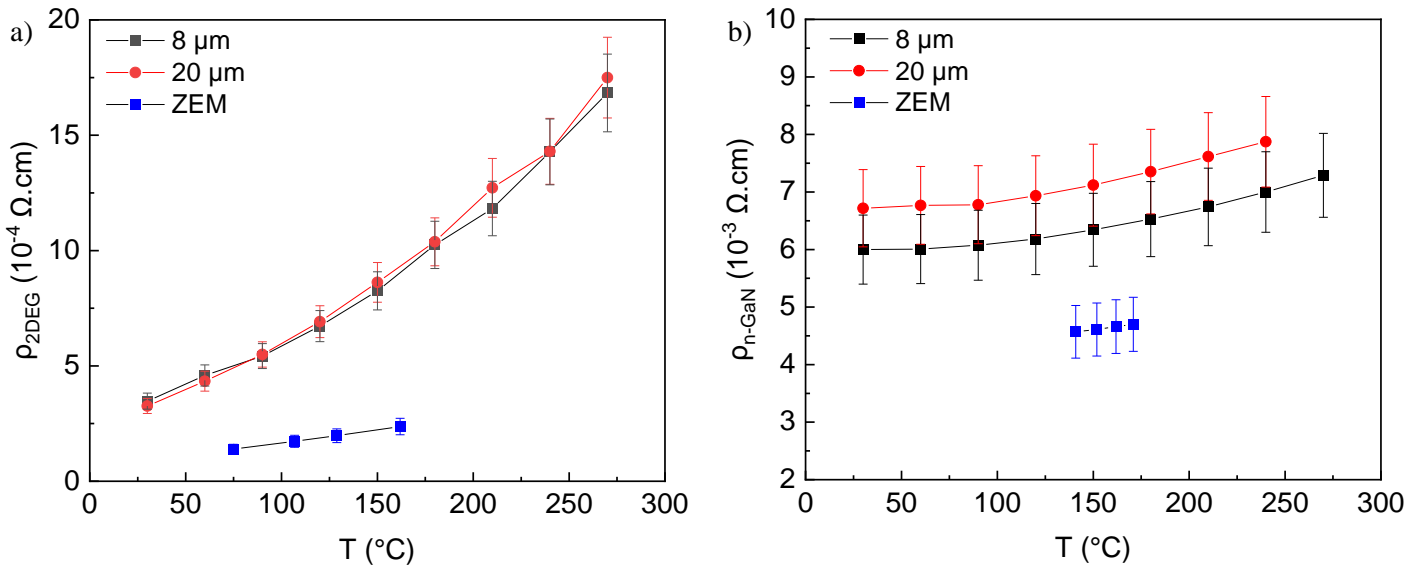


Figure 4.6 : Evolution de la résistivité du 2DEG (a) et du n-GaN (b) en fonction de la température.

V.1.b. Résistivité des lignes métalliques

Les résistivités des métaux M1, métal utilisé pour les lignes métalliques ainsi que les contacts, et M2, métal de la ligne chauffante, ont été mesurées. Dans le cas du capteur à base de 2DEG, le M1 est composé d'un empilement de 200 nm d'or sur 30 nm de titane (Ti/Au), recuit à 850 $^{\circ}C$ pendant 50 secondes. Cet empilement présentait la résistance de contact la plus faible pour le 2DEG lors de l'étude de contact au chapitre 2. Dans le cas du capteur à base de n-GaN, le M1 est composé d'un empilement de 200 nm d'aluminium sur 30 nm d'or sur 10 nm de titane (Ti/Au/Al), recuit à 735 $^{\circ}C$ pendant 30 secondes. Cet empilement présentait la résistance de contact la plus faible pour le n-GaN lors de l'étude de contact au chapitre 2. De plus, dans les deux cas, le métal M2 consiste en un empilement de 125 nm d'aluminium sur 10 nm de titane (Ti/Al).

Les figures 4.7-a et -b présentent les résistivités du M1 et du M2, respectivement, dans le cas du 2DEG, mesurées grâce aux structures de 8 et 20 μm . Dans les deux cas, les mesures de lignes de 8 et 20 μm sont très proches. Les résistivités augmentent linéairement avec la température, ce qui est un comportement normal pour des métaux. Les valeurs mesurées pour le M1 et M2 sont proches de la résistivité de l'or et de l'aluminium de la littérature, soit $2,2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot cm$ et $2,8 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot cm$ [Giancoli 95], respectivement.

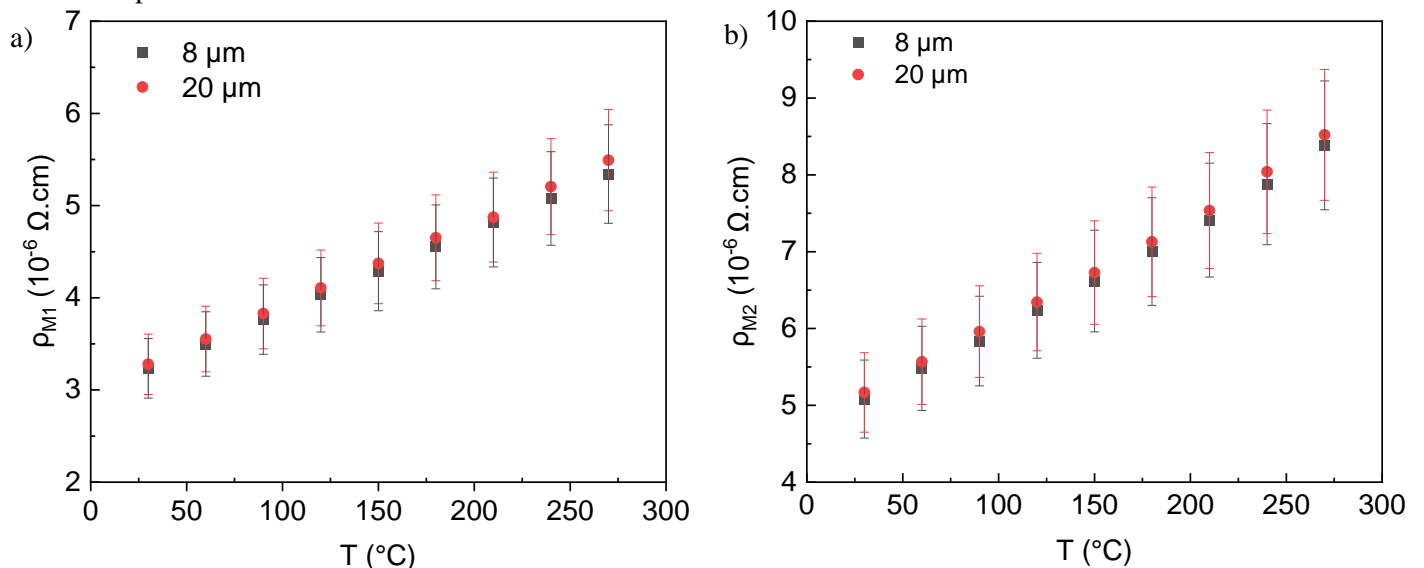


Figure 4.7 : Evolution de la résistivité du M1 (a) et du M2 (b) en fonction de la température, dans le cas de la technologie à base du 2DEG.

Les figures 4.8-a et -b présentent les résistivités du M1 et du M2, respectivement, dans le cas du n-GaN, mesurées grâce aux structures de 8 et 20 μm . Dans le cas des mesures de M1, il y a un léger décalage entre la résistivité des deux lignes, mais ce décalage rentre dans les incertitudes de mesures. En revanche, les résistivités des deux lignes du M2 sont superposables, légèrement plus basses que celles obtenues dans le cas du 2DEG, mais cohérentes entre elles.

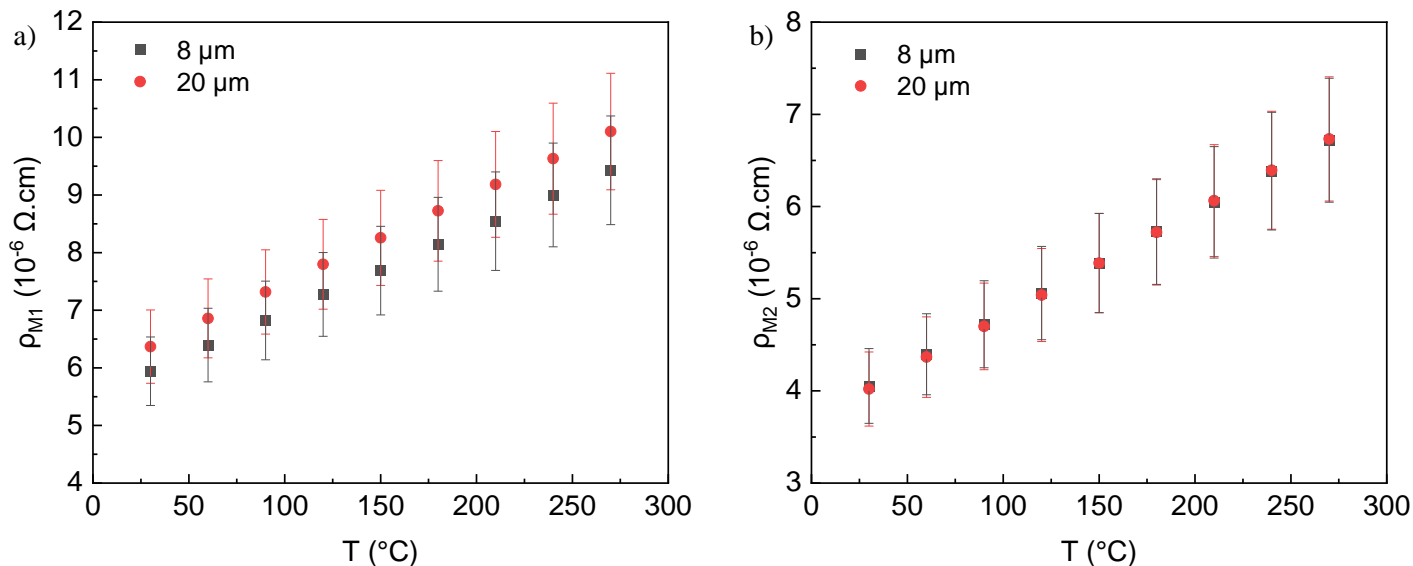


Figure 4.8 : Evolution de la résistivité du M1 (a) et du M2 (b) en fonction de la température, dans le cas de la technologie à base du n-GaN.

V.2. Les structures tests pour contact

V.2.a. Les structures tests de Chaînes de Contact (CC)

Le bon fonctionnement des contacts TE / métal a été vérifié avec les chaînes de contacts de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ et de $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ pour les deux technologies (2DEG et n-GaN).

V.2.b. Les structures tests de résistance de contact (TLM)

Les évolutions des résistances de contact entre les deux matériaux TE (AlGaIn/GaN et n-GaN) et leur M1 respectif en fonction de la température sont représentées aux figures 4.9-a et -b pour le 2DEG et le n-GaN, respectivement.

La résistance de contact du Ti/Au sur le 2DEG augmente avec la température. A 30°C , la résistance de contact est de $2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$, valeur beaucoup plus faible que celle mesurée lors de l'étude du même contact sur le 2DEG au chapitre 2 ($1,9 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$), mais beaucoup plus proche des valeurs attendues. La seule différence entre les deux plaques est la présence d'une couche isolante de protection de SiO_2 dans ce cas. Cette couche isolante pourrait avoir permis d'atteindre les propriétés attendues de ce contact.

Par ailleurs, la résistance de contact du Ti / Au / Al sur le n-GaN diminue en fonction de la température. Sa valeur à 30°C est de $1,25 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$, très proche de la valeur mesurée lors de l'étude de contact sur le n-GaN au chapitre 2, qui était de $2 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$.

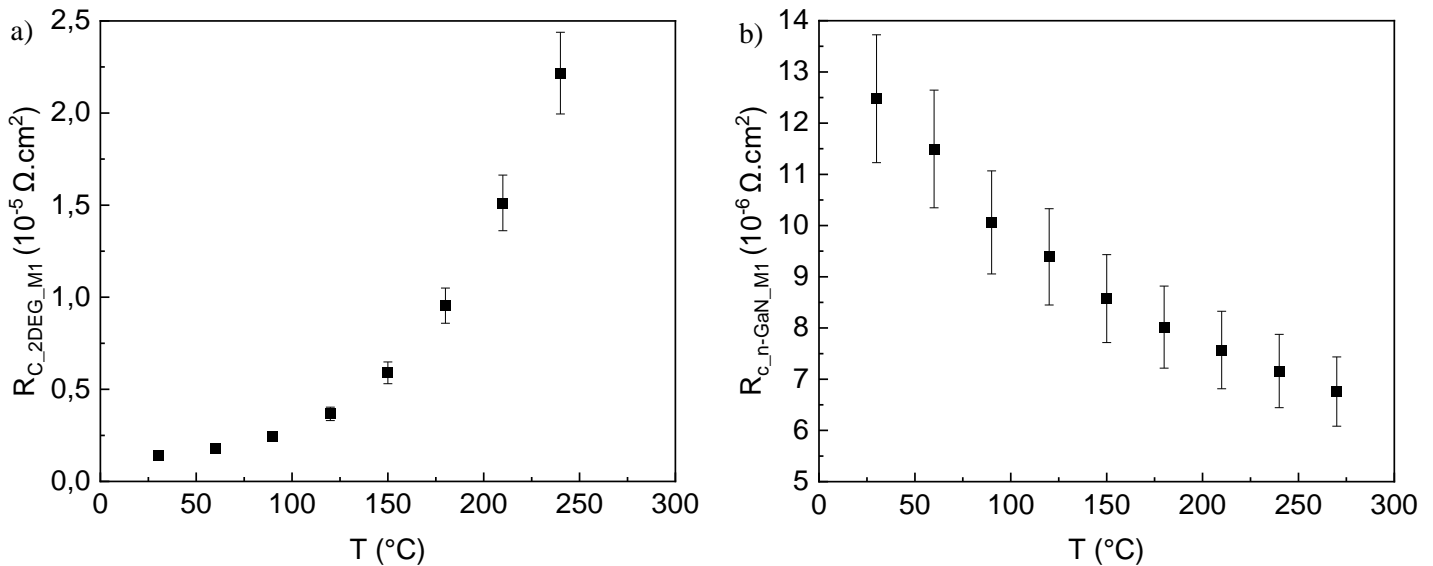


Figure 4.9 : Evolution de la résistance de contact entre le 2DEG / M1 (a) et entre le n-GaN / M1 (b) en fonction de la température.

V.3. Les structures Tests du coefficient Seebeck du matériau TE (TSTE)

Les coefficients Seebeck ont été mesurés grâce aux structures Seebeck chauffées à l'une des extrémités par ligne chauffante LC. La tension de sortie des structures est ensuite mesurée. Trois structures Seebeck sont présentées avec trois largeurs de lignes différentes : 4, 10 et 20 μm . La tension de sortie des structures en fonction de l'intensité du courant des LC est représentée aux figures 4.10-a et -b pour le matériau 2DEG et le matériau n-GaN, respectivement (ici avec des lignes de largeur de 10 μm). Les figures pour toutes les structures TSTE de 4 et 20 μm sont fournies en Annexe 1. Les tensions des deux matériaux évoluent de façon attendue : elles augmentent en fonction de la différence de température aux extrémités de la ligne TE et aussi en fonction de la température environnante.

Néanmoins, si on étudie le cas de toutes les lignes (voir Annexe 1), on remarque que les tensions des lignes 2DEG varient énormément en fonction des largeurs des lignes. Les tensions de sortie des structures TSTE varient, pour une température environnante de 60 $^{\circ}\text{C}$, de 36 V, 13 V et 3,9 V pour une largeur de ligne de 4, 10 et 20 μm , respectivement.

Les figures A.2 en Annexe 1 présentent les mesures des tensions n-GaN pour les trois structures. Dans ce cas, la tension de sortie varie seulement très légèrement. Pour une température environnante de 60 $^{\circ}\text{C}$, elle vaut 14,3 V, 14 V et 13 V pour une largeur de ligne de 4, 10 et 20 μm , respectivement.

Par ailleurs, les tensions mesurées sont anormalement élevées, elles vont jusqu'à 28 V pour une ligne.

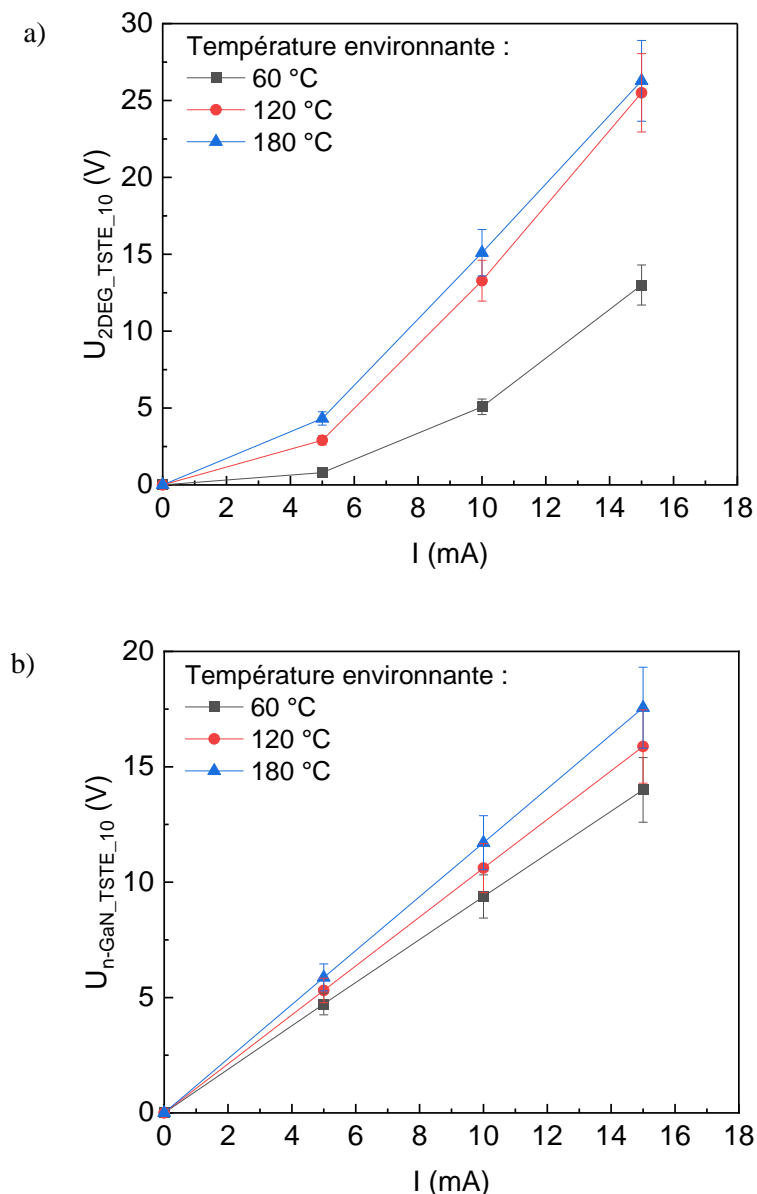


Figure 4.10 : Tension de sortie de la structure TSTE de 10 μm de largeur à base de 2DEG (a) et de n-GaN (b) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température ambiante.

Afin de déduire le coefficient Seebeck, les différences de températures au sein des lignes ont été calculées avec le logiciel d'éléments finis COMSOL, comme au chapitre 3. Les figures 4.11-a et -b représentent la tension de sortie de la structure TSTE de 4 μm de largeur du 2DEG et n-GaN, respectivement, en fonction de leur différence de température. Les figures pour toutes les structures TSTE de 4 et 20 μm sont fournies en Annexe 1. On déduit le coefficient Seebeck grâce aux pentes de mesures de tensions de sortie des TSTE en fonction de la différence de température.

Ces valeurs sont résumées aux tableaux 4.4 et 4.5 pour le 2DEG et le n-GaN, respectivement.

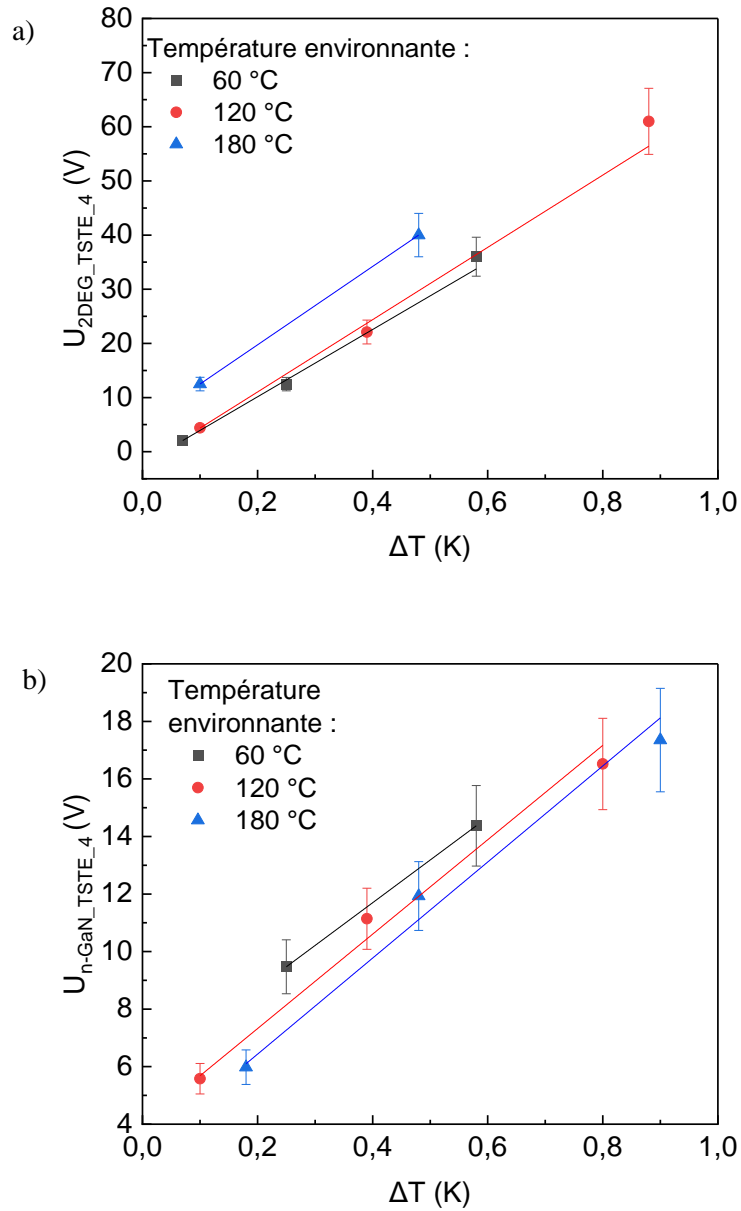


Figure 4.11 : Tension de sortie de la structure TSTE de 4 μm de largeur à base de 2DEG (a) et de n-GaN (b) en fonction de la différence de température au sein des lignes et de la température ambiante.

Tableau 4.4 : Evolution du coefficient Seebeck du 2DEG en fonction de la température.

Capteur 2DEG	S (V/K) TSTE_4	S (V/K) TSTE_10	S (V/K) TSTE_20
60 °C	62,1 ± 6,2	23,9 ± 2,4	7,3 ± 0,7
120 °C	66,7 ± 6,7	31,2 ± 3,1	16,2 ± 1,6
180 °C	72,4 ± 7,2	38,3 ± 3,8	11,8 ± 1,1

Tableau 4.5 : Evolution du coefficient Seebeck du n-GaN en fonction de la température.

Capteur n-GaN	S (V/K) TSTE_4	S (V/K) TSTE_10	S (V/K) TSTE_20
60 °C	14,8 ± 1,5	14 ± 1,4	13,2 ± 1,3
120 °C	16,4 ± 1,6	15,7 ± 1,6	14,3 ± 1,4
180 °C	16,7 ± 1,7	16,4 ± 1,6	15,3 ± 1,7

On remarque tout d'abord que les valeurs de coefficients Seebeck sont de l'ordre du V/K, ces valeurs sont anormalement élevées. Les coefficients Seebeck mesurés dans le chapitre 2 avec la ZEM-3 sont de l'ordre du mV/K, valeurs tout à fait raisonnables. Les différences de températures calculées par modélisation COMSOL semblent correctes, entre 0,1 °C et 1 °C. Cette incohérence vient donc certainement des valeurs de tensions de sortie des structures TSTE qui sont beaucoup trop élevées. Un problème technologique pourrait être à l'origine de cette anomalie (voir discussion au paragraphe VI.3.).

De plus, si on continue la comparaison malgré ces valeurs élevées des coefficients Seebeck, on observe premièrement que pour chaque largeur de ligne, les coefficients augmentent avec la température (sauf dans le cas du TSTE_20 en 2DEG à 180 °C, qu'on attribue à une erreur de mesure). Ceci est un comportement normal pour des semi-conducteurs, et a été observé au chapitre 2 pour ces matériaux. De plus, dans le cas du matériau 2DEG, les coefficients Seebeck varient énormément en fonction de la largeur de ligne. Le coefficient Seebeck pour la ligne de 4 µm à 60 °C est 2,6 fois plus élevé que celui pour la ligne de 10 µm et 8,5 fois plus élevé que celui pour la ligne de 20 µm. Ce comportement reste, pour l'instant, inexplicable. La largeur de ligne ne devrait avoir aucun effet sur le coefficient Seebeck. En ce qui concerne les coefficients Seebeck du matériau n-GaN, ils sont très similaires pour les trois largeurs de lignes avec une légère diminution lorsque la largeur de la ligne augmente. Cette légère augmentation de coefficient Seebeck avec la diminution de la largeur de ligne pourrait être liée à la légère augmentation de résistivité (voir figure 4.6-b).

Dans le chapitre 2, des coefficients Seebeck plus élevés étaient obtenues pour le n-GaN par rapport au 2DEG, sur toute la gamme de température. Ces mesures étaient faites avec des échantillons de 20 x 7 mm². On ne retrouve ici ce comportement que pour les TSTE de largeur de ligne de 20 µm (largeur se rapprochant le plus de l'échantillon 20 x 7 mm²).

VI. Performances des capteurs autonomes

VI.1. Résistance des capteurs

Les résistances des capteurs de longueur de 200 μm à base de 2DEG et n-GaN sont présentées aux figures 4.12-a et 4.12-b, respectivement. Les figures pour toutes les résistances de capteurs sont fournies en Annexe 2. Comme pour les capteurs embarqués, leurs résistances diminuent en fonction de la température, nous n'avons aucune explication pour ce phénomène. Par ailleurs, dans les deux cas, la résistance des capteurs diminue lorsque la largeur des lignes TE augmente. Ces résultats sont logiques pour deux raisons : premièrement la résistance d'une ligne augmente lorsque sa largeur diminue ($R = \frac{\rho \cdot L}{e \cdot l}$ avec ρ la résistivité du matériau, L, e et l la longueur, l'épaisseur et la largeur de la ligne, respectivement). Deuxièmement, les capteurs ayant tous une surface de 1 mm de largeur, le nombre de jonctions varie en fonction de la largeur des lignes. Le capteur ayant les lignes de 4 μm de largeur a donc plus de jonctions que le capteur avec les lignes de 10 et 20 μm .

De plus, pour les deux matériaux, on obtient le même coefficient de proportionnalité entre les différents capteurs : un coefficient proche de 3 entre le μTES 2-4-6 et le μTES 2-4-10 et un coefficient proche de 7 entre le μTES 2-4-6 et le μTES 2-20-6. On remarque aussi que le capteur n-GaN est beaucoup moins résistif que le capteur 2DEG, il présente des valeurs de l'ordre du $\text{k}\Omega$, alors que le capteur 2DEG présente des valeurs de l'ordre du $\text{M}\Omega$. Les résistances calculées à partir des résistivités mesurées au chapitre 2 et présentées au paragraphe II (tableaux 4.2 et 4.3) présentaient des valeurs de l'ordre du $\text{k}\Omega$ pour les deux types de capteurs (2DEG et n-GaN).

Comme nous l'avons présenté au chapitre 3, les résistances des capteurs ont été comparées aux différentes composantes qui la constituent. La résistance des capteurs est la somme de la résistance des lignes TE et des lignes métalliques M1, qui augmentent en fonction de la température (figure 4.6, 4.7-a et 4.8-a), et des résistances de contacts TE / M1, qui augmentent avec la température pour le 2DEG (figure 4.9-a) et diminuent avec la température pour le n-GaN (figure 4.9-b). Les résistances de lignes et des métaux sont calculées à l'aide des résistivités mesurées avec les structures tests (voir paragraphes V.1.a et V.1.b) et la résistance de contact calculée à l'aide des mesures TLM (voir paragraphe V.2.b). La figure 4.13 présente quatre courbes : la résistance totale du capteur R_{2-4-6} mesurée (présentée à la figure 4.12), la résistance des lignes calculée ($R_{\text{exp-lignes}}$) grâce aux mesures des structures tests TR, la résistance des contacts ($R_{\text{exp-cont}}$) grâce aux mesures TLM, ainsi que la résistance totale ($R_{\text{exp-tot}}$) correspondant à la somme de ces composantes. Dans les deux cas présentés (n-GaN et 2DEG), les valeurs des résistances mesurées ne suivent pas du tout l'allure de la résistance calculée $R_{\text{exp-tot}}$ qui augmente linéairement en fonction de la température. Dans le cas du 2DEG, la résistance mesurée est du même ordre de grandeur que celle calculée (quelques $\text{M}\Omega$), cependant pour le n-GaN, la résistance mesurée est beaucoup plus faible (de l'ordre du $\text{k}\Omega$). Ce comportement a été observé de manière similaire pour tous les autres capteurs de longueurs différentes (voir Annexe 2).

De plus, on remarque que les résistances mesurées sont beaucoup plus élevées que celles calculées lors du dimensionnement des capteurs (tableau 4.2 paragraphe II). Ceci est dû au fait que les valeurs prises lors de ces calculs utilisaient les valeurs de résistivité mesurées avec la ZEM-3 qui sont plus faibles que celles mesurées avec les structures tests quatre pointes.

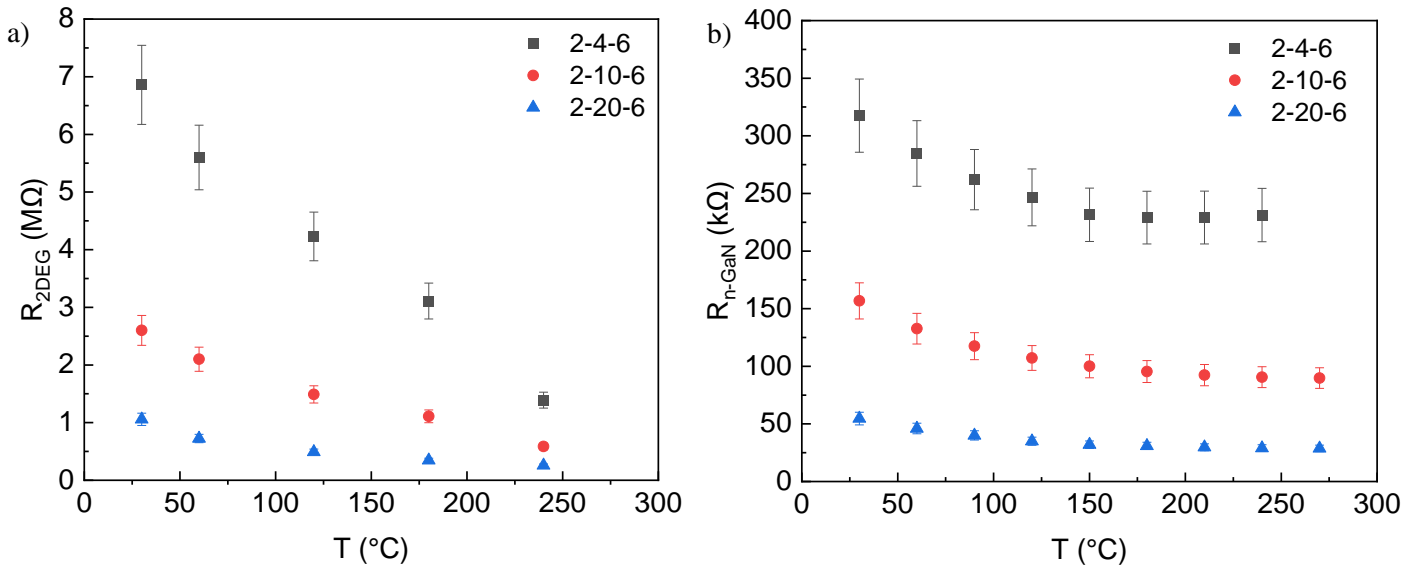


Figure 4.12 : Evolution de la résistance des capteurs à base de 2DEG (a) et à base de n-GaN (b) de 200 μm de longueur en fonction de la température.

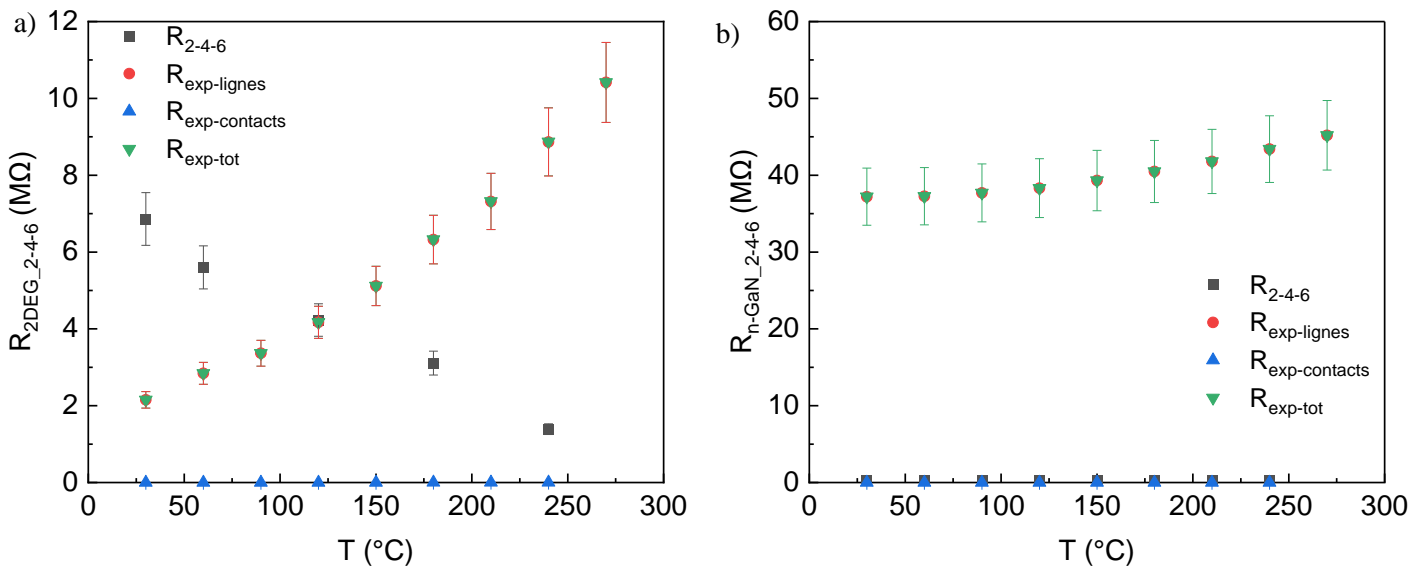


Figure 4.13 : Evolution de la résistance du capteur μTES 2-4-6 à base de 2DEG (a) et à base de n-GaN (b) et des résistances séparées des différentes composantes expérimentales en fonction de la température.

VI.2. Mesure des sensibilités des capteurs

Comme au paragraphe V.2.a. du chapitre 3, les capteurs ont été caractérisés en créant une différence de température à leurs deux extrémités. Cette différence de température est créée grâce à une ligne chauffante métallique dans laquelle on injecte du courant.

VI.2.a. Tension de sortie des capteurs en fonction du courant des lignes chauffantes

Les capteurs ont été caractérisés en faisant fonctionner les lignes chauffantes qui se trouvent à l'une de leurs extrémités. Des courants de 5, 10 et 15 mA ont été injectés dans les LC afin de créer des différences de températures au sein des capteurs, pour différentes températures environnantes.

i. Influence de la largeur des lignes TE

Les figures 4.14 et 4.15 représentent les tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG et n-GaN, respectivement, en fonction des courants d'entrée dans les lignes chauffantes. Les figures pour tous les capteurs sont fournies en Annexe 3. Sur la figure 4.14, tous les capteurs 2DEG ont une longueur de 1000 μm tandis que sur la figure 4.15, tous les capteurs n-GaN ont une longueur de 200 μm . Dans les deux cas, les figures -a, -b et -c représentent les lignes de largeur TE de 4 μm , 10 μm et 20 μm , respectivement. On remarque premièrement que pour chaque capteur, la tension de sortie augmente avec l'intensité de la LC, c'est-à-dire en fonction de la différence de température au sein du capteur, ce qui, comme pour les capteurs embarqués, était attendu. De plus, la tension des capteurs augmente avec la température environnante, ce qui était aussi attendu puisque le coefficient Seebeck des deux matériaux augmente avec la température (voir chapitre 2 et tableaux 4.4 et 4.5). On remarque aussi que les tensions de sortie sont de l'ordre du volt, alors que celles des capteurs embarqués variaient de l'ordre du mV à la centaine de mV.

Si on compare les capteurs 2DEG entre eux (figure 4.14), les capteurs évoluent comme prévu, c'est-à-dire une augmentation des tensions en fonction du courant des lignes LC et en fonction de la température environnante. Lorsqu'on compare les tensions de sortie des trois capteurs entre elles, on remarque qu'elles sont très proches. A 180 °C et un courant de 15 mA dans les LC, les tensions de sortie des capteurs 10-4-6, 10-10-6 et 10-20-6 sont de : 6,1 V, 5,4 V et de 5,6 V, respectivement. Cette diminution est logique puisque les trois capteurs ont tous une largeur de 1 mm, donc en diminuant la largeur des lignes, le nombre de jonctions augmente. Les capteurs 10-4-6, 10-10-6 et 10-20-6 ont 62, 45 et 31 jonctions, respectivement, ce qui justifie le fait que les tensions diminuent dans cet ordre. On obtient bien des résultats plus élevés pour les capteurs avec plus de jonctions, en revanche, les ratios ne sont pas respectés dans ce cas. On trouve des ratios de 1,1 et 1,1 entre les capteurs 10-4-6 et 10-10-6 et entre les capteurs 10-4-6 et 10-20-6, alors qu'on s'attendait à avoir des ratios de 1,4 et 2, respectivement.

Par ailleurs, concernant les capteurs n-GaN (figure 4.15), le capteur 2-4-6 présente des tensions de sortie plus élevées que les deux autres capteurs. On obtient des valeurs de 5,6 V, 2,8 V et 1,3 V pour les capteurs 2-4-6, 2-10-6 et 2-20-6, respectivement, à 180 °C avec 15 mA de courant dans la LC. Cette diminution de tension est logique, comme pour les capteurs à base de 2DEG. Cependant les ratios entre les capteurs 2-4-6 et 2-10-6 et entre les capteurs 2-4-6 et 2-20-6 sont de 2 et 4,3 alors que les ratios des lignes de ces capteurs sont de 1,4 et 2. Les ratios ne sont donc pas en accord les uns avec les autres. Il y a donc, là aussi, un autre facteur à prendre en compte tel que la résistance des matériaux qui ferait augmenter le coefficient Seebeck pour les faibles largeurs de lignes.

ii. Influence de la longueur des capteurs

Logiquement, la différence de température augmente avec la longueur des lignes des capteurs, entraînant une tension de sortie plus élevée. On s'attend donc à ce que les capteurs de 1000 μm de longueur présentent des tensions de sortie plus élevées que ceux de 200 μm . Cependant, on remarque sur les figures (tous les résultats des tensions en fonction de l'intensité des lignes chauffantes sont présentés en Annexe 3) que les capteurs avec les lignes de 1000 μm de longueur ont souvent les tensions de sortie les plus faibles, pour les deux matériaux (n-GaN et 2DEG). La raison pour cela reste encore inconnue. Une comparaison plus approfondie des longueurs de lignes sera discutée au paragraphe suivant.

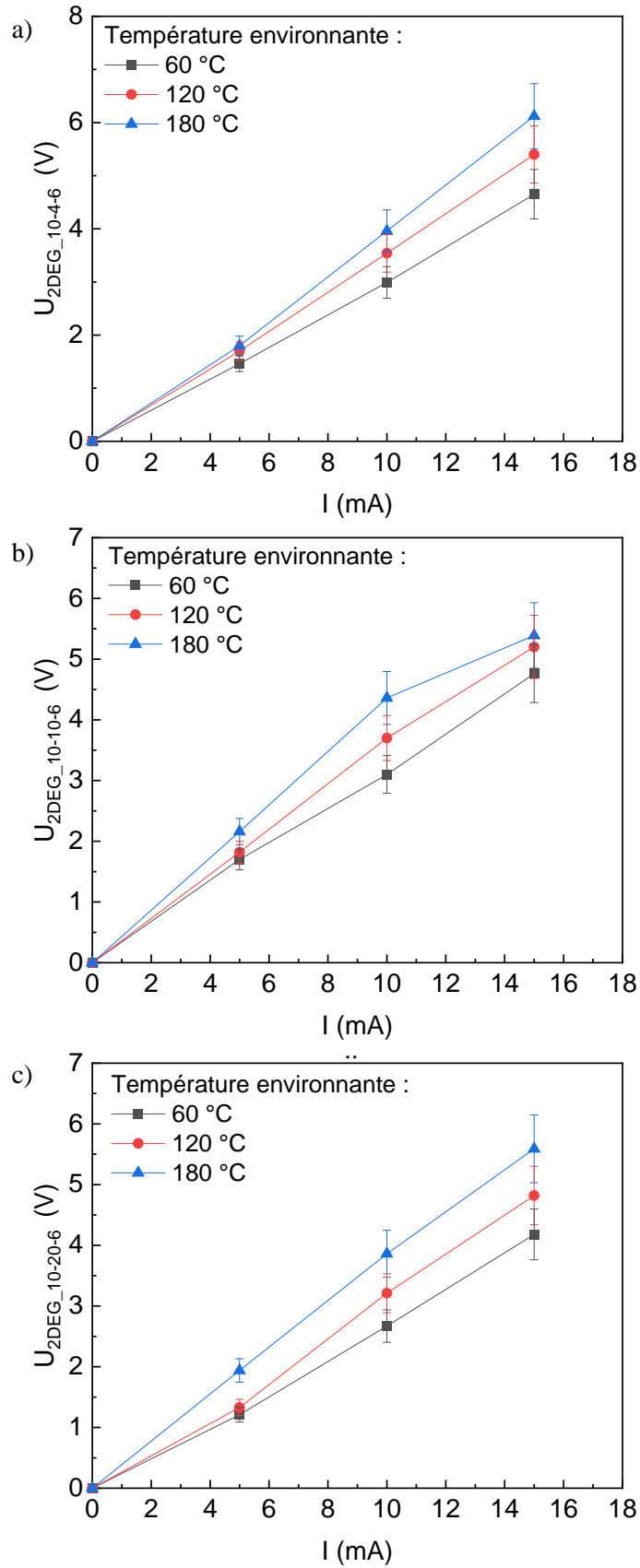


Figure 4.14 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température ambiante.

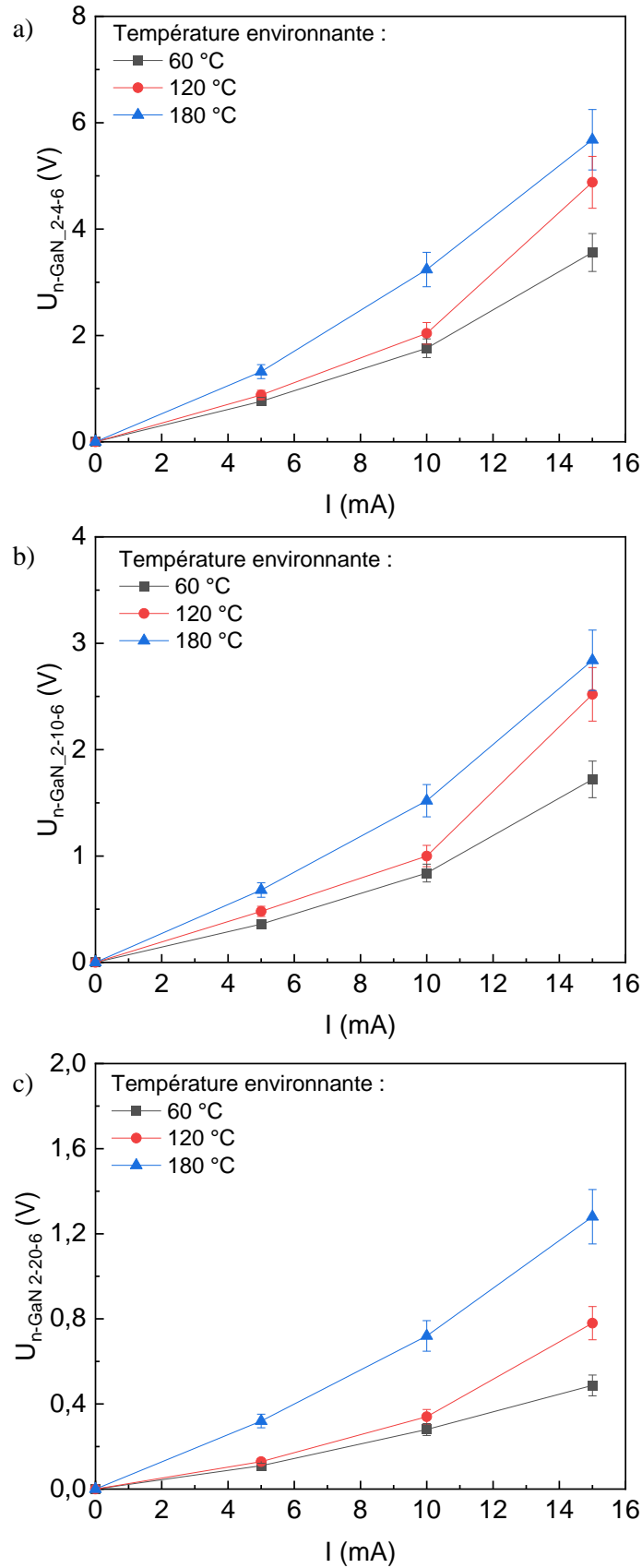


Figure 4.15 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de n-GaN 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température ambiante.

VI.2.b. Tensions de sortie des capteurs en fonction de leur différence de température

Les différences de températures mesurées à l'aide des LCT aux extrémités des capteurs n'étant pas exploitables (mesures incohérentes), elles ont donc été calculées avec le logiciel de modélisation COMSOL, comme au chapitre 3. Une jonction de capteur a été modélisée à côté de la ligne chauffante sur un substrat de 1 mm de silicium et la puissance de la ligne chauffante (connue grâce à ses valeurs de résistance mesurées avec la température et au courant de chauffe injecté) a été utilisée lors des calculs. Les figures 4.16-a et -b représentent les tensions de sortie des capteurs 2-4-6 à base de 2DEG et de n-GaN, respectivement, en fonction de la différence de température. Les pentes sont représentées afin d'obtenir les valeurs des sensibilités à des températures environnantes de 60, 120 et 180 °C. Les graphes pour tous les capteurs sont fournis en Annexe 3.

On remarque que les différences de températures évoluent de 0,03 °C à 0,5 °C et de 0,1 °C à 0,9 °C pour les capteurs de 200 μm et 1000 μm, respectivement. Les différences de températures augmentent avec la taille des capteurs ce qui est logique. On remarque aussi que pour une même longueur de capteur, les différences de températures varient très peu en fonction de la largeur des lignes ce qui est logique, là aussi.

Les valeurs de sensibilités sont présentées dans les tableaux 4.6 et 4.7 pour les capteurs 2DEG et n-GaN, respectivement. Comme pour les structures TSTE, les valeurs de tensions de sortie des capteurs et des sensibilités sont anormalement élevées. Nous obtenons des valeurs de sensibilité de l'ordre du V/K, alors que les capteurs du chapitre 3 étaient de l'ordre du mV/K, valeurs beaucoup plus raisonnables. Comme pour les mesures de TSTE, les valeurs de différences de températures semblent correctes. Les valeurs de tensions de sortie des capteurs sont beaucoup trop élevées, peut-être dû, là aussi, à la technologie.

Si on continue malgré tout la comparaison, dans le cas des capteurs à base de 2DEG, on remarque que les valeurs de sensibilité restent globalement constantes avec la température, ce qui est surprenant puisque les coefficients Seebeck mesurés au paragraphe V.3 augmentent avec cette dernière.

En ce qui concerne les capteurs à base de n-GaN, on remarque tout d'abord que les valeurs de sensibilité augmentent avec la température (à l'exception du capteur μTES 10-10-6 à 180 °C). Ces résultats sont logiques puisque la sensibilité est le produit du coefficient Seebeck et du nombre de jonctions N : $S_e = S \times N$. Pour un même capteur, N reste le même et le coefficient Seebeck augmente avec la température. Cependant, plusieurs observations inattendues peuvent être faites. Tout d'abord on s'attendait à ce que, au sein des capteurs de même longueur, la sensibilité diminue avec la largeur de ligne TE (et donc diminution de N), cependant ceci s'applique seulement pour les capteurs de 200 μm de longueur et non pour les capteurs de 1000 μm. De plus, les sensibilités pour les capteurs à base du même matériau devraient être égales pour les capteurs de différentes tailles ayant le même nombre de jonctions N , ce qui n'est pas le cas.

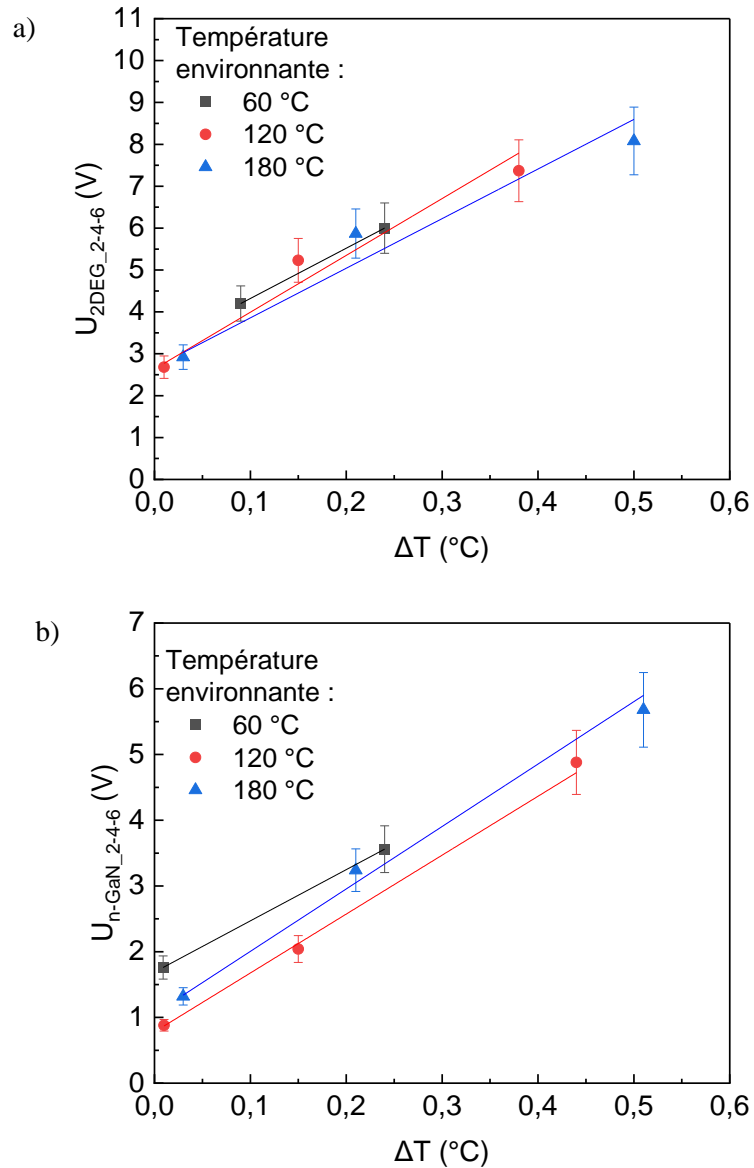


Figure 4.16 : Evolution des tensions de sortie des capteurs 2-4-6 à base de 2DEG (a) et de n-GaN (b) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités à différentes températures environnantes.

Tableau 4.6 : Comparaison des sensibilités des capteurs à base de 2DEG à différentes températures.

Capteurs 2DEG	Sensibilité à 60 °C (V/K)	Sensibilité à 120 °C (V/K)	Sensibilité à 180 °C (V/K)
μ TES 2-4-6	12 $\pm 1,2$	13,5 $\pm 1,4$	11,8 $\pm 1,2$
μ TES 2-10-6	21 $\pm 2,1$	29 $\pm 2,9$	24 $\pm 2,4$
μ TES 2-20-6	24,6 $\pm 2,5$	21,4 $\pm 2,1$	17,9 $\pm 1,8$
μ TES 10-4-6	5,6 $\pm 0,6$	5,5 $\pm 0,6$	5,9 $\pm 0,6$
μ TES 10-10-6	5,3 $\pm 0,5$	5,3 $\pm 0,5$	5 $\pm 0,5$
μ TES 10-20-6	5,3 $\pm 0,5$	5,1 $\pm 0,5$	4,6 $\pm 0,5$

Tableau 4.7 : Comparaison des sensibilités des capteurs à base de n-GaN à différentes températures.

Capteurs n-GaN	Sensibilité à 60 °C (V/K)	Sensibilité à 120 °C (V/K)	Sensibilité à 180 °C (V/K)
μ TES 2-4-6	7,7 $\pm 0,7$	9 $\pm 0,9$	9,5 ± 1
μ TES 2-10-6	3,8 $\pm 0,4$	4,4 $\pm 0,4$	4,5 $\pm 0,5$
μ TES 2-20-6	0,2 $\pm 0,02$	1,5 $\pm 0,2$	2,1 $\pm 0,2$
μ TES 10-4-6	1,4 $\pm 0,1$	2 $\pm 0,2$	2,1 $\pm 0,2$
μ TES 10-10-6	1,5 $\pm 0,2$	1,6 $\pm 0,2$	1,6 $\pm 0,2$
μ TES 10-20-6	1,4 $\pm 0,1$	1,9 $\pm 0,2$	2 $\pm 0,2$

VI.3. Analyse structurale des capteurs

Les résistivités mesurées avec les structures 4 pointes présentent des valeurs tout à fait raisonnables pour les deux matériaux, en bon accord avec celles obtenues aux chapitres 2 et 3. De plus, les mesures de résistances des capteurs semblent aussi correctes (pas de problème de court-circuit ni de circuit ouvert). Ainsi, si les tensions élevées des capteurs et des structures TSTE sont dues à une étape technologique, celle-ci n'impacte donc pas les mesures de résistivité électrique.

Une observation au microscope électronique par balayage (MEB) a été réalisée afin d'analyser la structure des capteurs.

Les figures 4.17 et 4.18 présentent une jonction et une ligne métallique du capteur μ TES 10-10-6 à base de 2DEG, respectivement. De même, les figures 4.19 et 4.20 présentent une jonction et une ligne métallique du capteur μ TES 4-10-6 à base de n-GaN, respectivement.

Dans le cas du capteur à base de 2DEG, la figure 4.17 présente une coupe transversale des deux lignes (TE et métallique) et montre que la gravure du matériau arrive bien au niveau de la couche GaN [C]. La figure 4.18 présente une coupe transversale de la ligne métallique composée de l'empilement Ti/Au recuit à 850°C. On observe que celui-ci est bien isolé par une couche de 150 nm de SiO₂ en dessous et au-dessus.

Dans le cas du capteur à base de n-GaN, la figure 4.19 présente une coupe transversale de la ligne TE et de la ligne métallique. La gravure arrive bien au niveau de la couche de GaN [C] dans ce cas aussi. En revanche, sur la figure 4.20, qui illustre une coupe transversale de la ligne métallique composée de l'empilement Ti/Au/Al recuit à 735 °C, la couche de SiO₂ entre la ligne métallique et le matériau TE semble avoir réagi avec le métal de la ligne. Cette réaction pourrait avoir entraîné la détérioration de la couche de SiO₂, qui ne serait plus isolante et laisserait passer les électrons dans la couche de GaN [C]. Cette couche de GaN [C] étant résistive, les mesures de résistivités (et résistances) ne seraient pas impactées, au contraire des mesures de coefficient Seebeck et de tensions qui pourraient prendre en compte la présence de cette couche, et expliquer ainsi les valeurs très élevées mesurées.

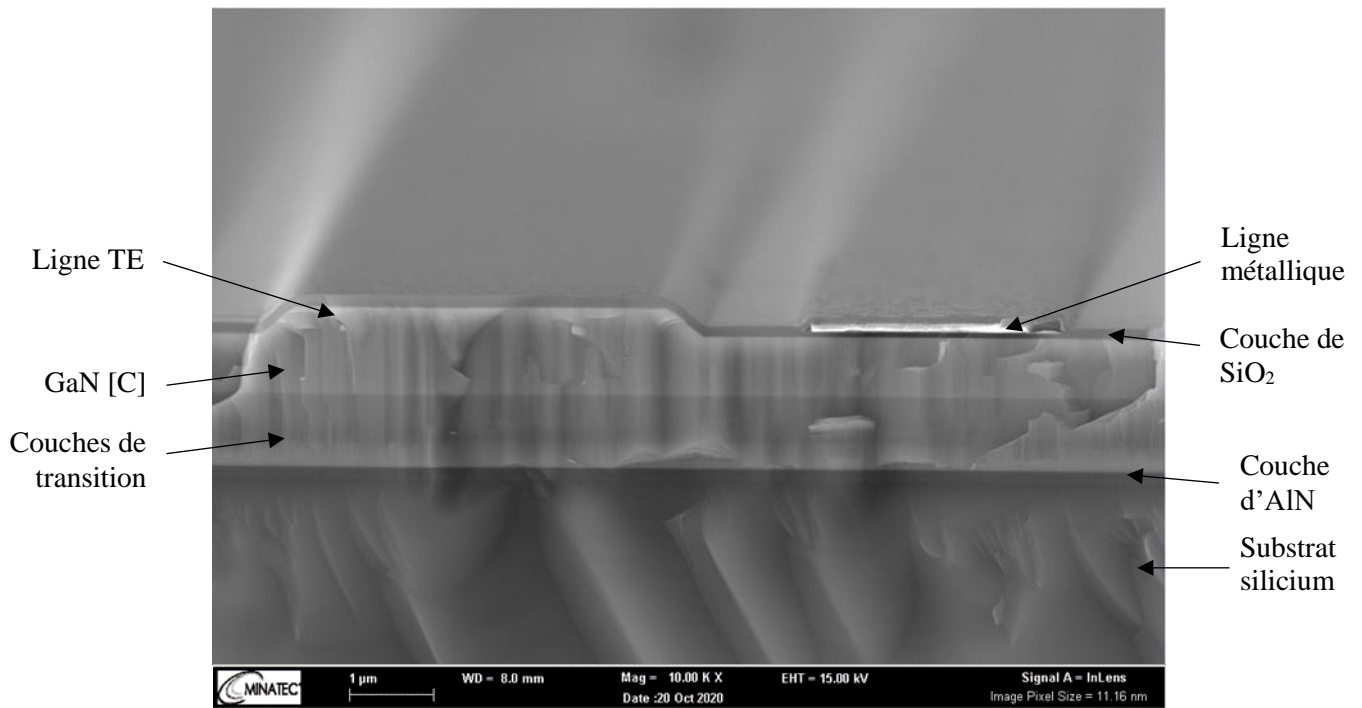


Figure 4.17 : Image au MEB d'une coupe transversale d'une coupe jonction du capteur μ TES 10-10-6 à base de 2DEG.

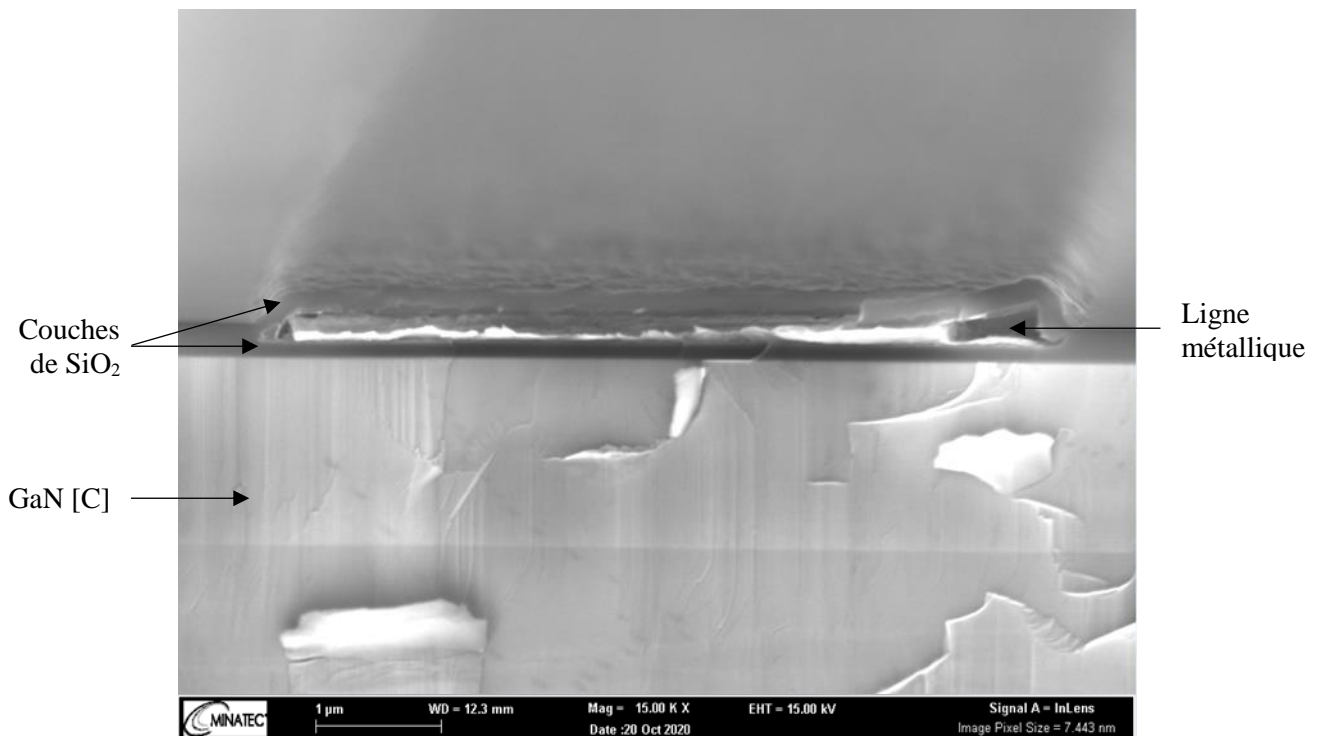


Figure 4.18 : Image au MEB d'une coupe transversale d'une ligne métallique du capteur μ TES 10-10-6 à base de 2DEG.

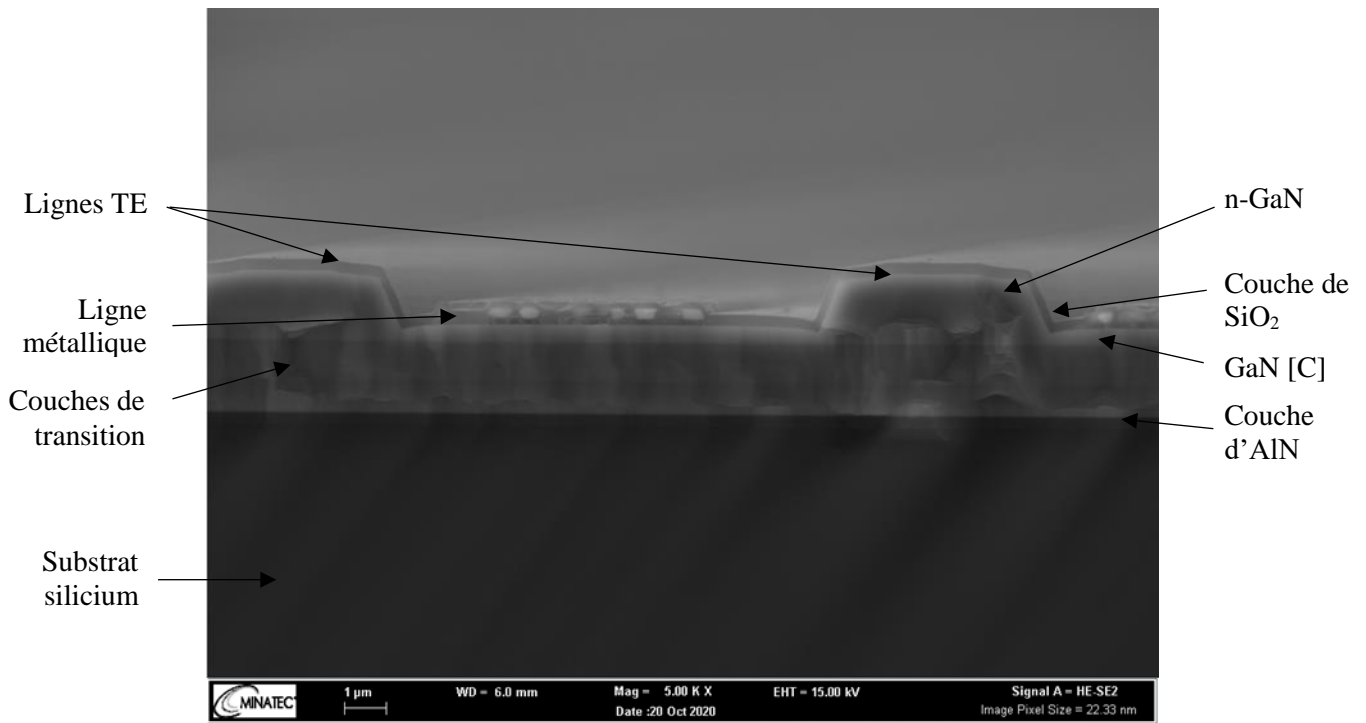


Figure 4.19 : Image au MEB d'une coupe transversale d'une coupe jonction du capteur μ TES 10-4-6 à base de n-GaN.

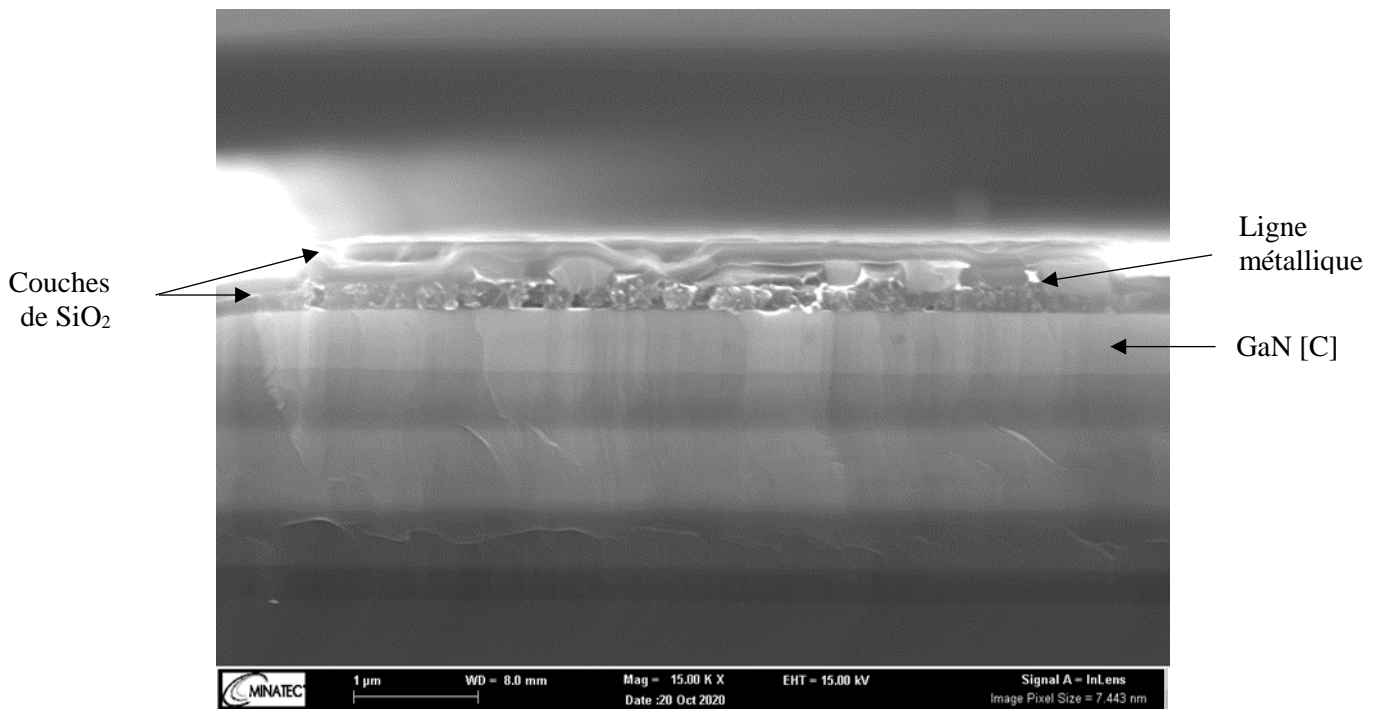


Figure 4.20 : Image au MEB d'une coupe transversale d'une ligne métallique du capteur μ TES 10-4-6 à base de n-GaN.

VII. Conclusion du chapitre 4

Des capteurs à structures optimisées ont été conçus, fabriqués et caractérisés. Deux matériaux, étudiés au chapitre 2, ont été utilisés pour ces capteurs : le 2DEG et le n-GaN. Les capteurs ainsi que les structures tests ont d'abord été dimensionnés sur un logiciel de CAO. Différentes géométries ont été réalisées, comprenant deux longueurs de capteurs (200 μm et 1000 μm) et trois largeurs différentes de lignes TE (4 μm , 10 μm et 20 μm). Dans les deux cas, les contacts utilisés pour les capteurs correspondent aux contacts présentant les valeurs de résistance les plus faibles lors de l'étude présentée au chapitre 2. Les capteurs à base de 2DEG utilisent donc des contacts Ti/Au recuits à 850 °C et les capteurs à base de n-GaN utilisent des contacts Ti/Au/Al recuits à 735 °C.

Leur procédé de fabrication a été présenté dans ce chapitre ainsi que les différentes structures tests et leurs caractérisations.

Les valeurs de résistivités des différents matériaux ont été présentées. Les résistivités du 2DEG sont proches de celles mesurées au chapitre 3, et évoluent de la même manière, c'est-à-dire avec une augmentation non linéaire à partir de 150 °C. Elles sont supérieures à la résistivité du matériau mesurée à la ZEM-3, ce qui pourrait être dû aux effets de bords, proportionnellement plus grands dans les lignes de fine largeur. Les résistivités du n-GaN évoluent aussi de manière non linéaire avec la température et sont plus élevées que les résistivités mesurées à la ZEM-3, ce qui serait aussi dû aux effets de bord.

La résistance totale des capteurs a la même allure que les résistances des μTES s du chapitre 3, elles diminuent rapidement de 30 °C à 150 °C puis stagnent. Nous n'avons pas d'explication pour ce phénomène.

Les coefficients Seebeck ont été calculés à partir des lignes TSTE et présentent des valeurs extrêmement élevées : de l'ordre du V/K alors que des valeurs de l'ordre du $\mu\text{V/K}$, beaucoup plus plausibles, étaient obtenues au chapitre 2.

Les capteurs ont pu être caractérisés en activant les lignes chauffantes à l'une de leurs extrémités. Tous les capteurs sont fonctionnels et présentent des tensions de sortie qui augmentent avec la chaleur émise par les lignes chauffantes. Afin de déduire les sensibilités, les différences de températures ont été calculées avec le logiciel d'éléments finis COMSOL, de la même manière qu'au chapitre 3. Les capteurs présentent des valeurs de tensions de l'ordre du volt et des sensibilités de l'ordre du V/K, qui sont anormalement élevées. Les différences de températures étant raisonnables, les mesures élevées de tension pourraient provenir d'un problème de fabrication. Il pourrait notamment s'agir d'une légère fuite de courant entre les lignes métalliques et la couche de GaN [C], qui serait due à la détérioration de la couche de SiO_2 qui se trouve entre le métal et le GaN [C]. Un courant circulerait donc dans la couche de GaN [C] qui est une couche résistive et qui pourrait donc présenter un coefficient Seebeck élevé. Ceci pourrait expliquer les valeurs élevées des coefficients Seebeck et des mesures de tension des μTES s, notamment dans le cas de la technologie à base de n-GaN.

Dans ce chapitre, nous avons tout de même présenté des capteurs autonomes fonctionnels, délivrant une tension de sortie sous une excitation thermique et qui augmente bien en fonction de la différence de température.

Cependant, les valeurs obtenues sont anormalement élevées et ne sont pas toutes en accord les unes avec les autres. Par exemple, les capteurs avec des longueurs de 1000 μm présentent des tensions de sorties plus basses que les capteurs longs de 200 μm , à températures environnantes et courants de chauffe égaux. De même, pour une même longueur de capteurs, les sensibilités obtenues n'évoluent pas comme attendu en fonction du nombre de jonctions.

Ces anomalies pourraient être expliquées par des failles technologiques, comme la détérioration de la couche isolante de SiO_2 .

VIII. Bibliographie

- [Giancoli 95] D. C. Giancoli
Physics : principles with applications.
Englewood Cliffs : Prentice-Hall, 1995.
- [Nifa 18] I. Nifa
Caractérisation et modélisation du gaz 2D des dispositifs MIS-HEMTs sur GaN
Thèse de doctorat de l'Université Grenoble Alpes, 2018

Conclusion générale

La gestion de la thermique est une vraie problématique dans les circuits de puissance. La conséquence d'une surchauffe peut notamment aller de la détérioration jusqu'à la destruction des câblages à fils et des emballages. Plusieurs systèmes sont utilisés pour détecter les surchauffes des dispositifs de puissance, tels que les diodes Schottky et les capteurs à base de matériaux thermistants, mais ces composants nécessitent un courant d'alimentation et occupent une surface non négligeable. Durant cette thèse, nous avons cherché à développer un nouveau type de capteur basé sur les effets thermoélectriques. Plus précisément, nous avons exploité l'effet Seebeck pour mesurer le flux thermique des transistors HEMTs. Les capteurs thermoélectriques vont convertir directement l'énergie thermique en énergie électrique. Les avantages de ces capteurs par rapport aux systèmes déjà utilisés, sont qu'aucune énergie extérieure n'est nécessaire pour les faire fonctionner et qu'ils sont facilement intégrables dans les procédés de fabrication des transistors HEMTs. Ces capteurs peuvent non seulement informer sur une différence de température à un instant précis, mais aussi mesurer le flux thermique. Cette dernière valeur permet d'anticiper la variation de la température et d'obtenir une meilleure estimation du comportement thermique du transistor de puissance.

Dans le premier chapitre, les bases de la thermoélectricité et le fonctionnement d'un capteur thermoélectrique ont été présentées, suivi d'un descriptif rapide des composants HEMTs. Les matériaux AlGaIn et GaN ainsi que la formation d'un gaz d'électron à leur interface ont été décrits. Les problèmes de surchauffe et le besoin de leur anticipation ont été soulignés. En fin de chapitre, l'état de l'art des propriétés thermoélectriques des matériaux GaN dopé n et du 2DEG a été exposé et a mis en avant de grandes différences dans les valeurs obtenues.

Dans le deuxième chapitre, une première étude a été menée pour étudier les contacts ohmiques peu résistifs pour les deux matériaux n-GaN et AlGaIn/GaN, utilisés par la suite dans les capteurs, puis la mesure de leurs propriétés thermoélectriques a été réalisée.

Tout d'abord, les bases sur les contacts Schottky et ohmiques ainsi que les différents mécanismes de conduction dans les contacts ont été présentés. Une étude de contacts a été menée afin de déterminer les contacts les moins résistifs sur nos deux matériaux : le GaN dopé n et l'hétérojonction AlGaIn/GaN. Pour cela, différents empilements métalliques suivis de différents temps et températures de recuits ont été comparés. Les nouvelles phases, créées après recuit, ont été identifiées par DRX et analysées par une étude MET. Les résistances de contacts ont été mesurées dans chaque cas par la méthode TLM. Dans notre étude, le contact le moins résistif sur n-GaN correspond à l'empilement Ti/Au/Al recuit à 735 °C pendant 30 secondes qui crée principalement la phase $TiAl_3$, peu résistive et résistante à l'oxydation, et la phase $AuAl_2$, également peu résistive. Ce contact présente une résistante de $2,5 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot cm^2$, valeur comparable à celle de la littérature. Concernant les contacts pour le 2DEG, qui se trouve à l'interface entre l'AlGaIn et le GaN, deux architectures ont été testées : le contact encastré, pour lequel la couche d'AlGaIn est gravée avant dépôt, et le contact non encastré, pour lequel la couche d'AlGaIn n'est pas gravée avant dépôt. Le contact non encastré composé de l'empilement Ti/Au recuit à 850 °C pendant 30 secondes présente les valeurs de résistances les plus faibles avec une valeur de $3 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot cm^2$. Ce contact présente des phases de $TiAu_4$ et de $TiAlN$. Lors de la formation de la couche de $TiAlN$, les atomes d'azote venant de la couche d'AlGaIn créent des lacunes au niveau de l'interface et la rendent de type n, facilitant le passage des électrons du métal au semi-conducteur et vice-versa.

Par ailleurs, les propriétés TE des deux matériaux ont ensuite été mesurées. Les deux matériaux présentent des coefficients Seebeck négatifs, ce qui est attendu puisqu'ils sont tous les deux de type n. Les deux matériaux présentent un coefficient Seebeck assez élevé pour réaliser des capteurs thermiques avec une bonne sensibilité. Les propriétés thermoélectriques ont été testées sur une dizaine de cycles de températures afin de vérifier qu'elles ne changent pas après plusieurs variations. Il a été observé que ces propriétés restent inchangées après ces cycles, et présentent donc une certaine stabilité. Ceci est un point très important pour des matériaux qui devront subir de nombreux changements de température au cours de leur vie.

Dans le troisième chapitre, les capteurs embarqués ont été présentés. Ces capteurs ont été fabriqués en même temps que le HEMT, nécessitant un respect des règles de dimensionnement et de fabrication du transistor de puissance. Quatre capteurs avec trois géométries différentes ont été réalisés et caractérisés, et différentes structures tests ont été implantées pour vérifier la qualité des contacts et mesurer certaines propriétés de matériaux. Par exemple, il a été constaté que la résistivité du matériau 2DEG augmente de manière non linéaire à partir de 150 °C, comme cela a déjà pu être étudié dans la littérature.

De plus, les capteurs ont été caractérisés par deux méthodes de chauffe : l'une en activant les lignes chauffantes qui se trouvent à leurs côtés et l'autre en faisant fonctionner le HEMT central. Les capteurs sont tous fonctionnels lors de ces deux méthodes et détectent bien les variations de températures du HEMT. Un signal de sortie de l'ordre de la dizaine à la centaine de mV a été mesuré. De plus, une bonne reproductibilité a pu être observée entre les deux capteurs ayant la même géométrie.

Afin de calculer les sensibilités, les différences de températures au sein des lignes ont été mesurées grâce aux lignes de contrôle de température (LCT) se trouvant aux deux extrémités des capteurs dans le cas des lignes chauffantes, ou en simulant l'échauffement du transistor sur un logiciel d'éléments finis dans le cas du HEMT. Les deux méthodes donnent des valeurs de sensibilité très proches, sauf à basse température (25 °C / 30 °C). Cette différence pourrait venir des mesures des LCT, les variations de résistances à basses températures étant plus faibles et entraînant donc plus d'incertitude. Les valeurs de sensibilité obtenues varient de 2,7 à 38,4 mV/K, selon la géométrie du capteur et la température environnante.

Le flux thermique généré par le HEMT et traversant longitudinalement les capteurs a pu également être déterminé en dernière partie en calculant la résistance thermique des différents capteurs. Des flux de l'ordre de 0,2 W à 7 W ont ainsi pu être mesurés.

Dans le dernier chapitre, un deuxième type de capteur, autonome, a été présenté. Ce capteur n'est pas contraint par les règles de dimensionnement des HEMTs, il est « indépendant ». Deux longueurs différentes (200 µm et 1000 µm) et trois largeurs de lignes TE différentes (4 µm, 10 µm et 20 µm) ont été testées afin de mesurer l'effet de la géométrie sur les tensions de sortie à base des matériaux 2DEG et n-GaN. Le capteur à base de n-GaN a été fabriqué en utilisant les contacts Ti/Au/Al recuits à 735 °C, et le capteur à base de 2DEG a été fabriqué avec les contacts Ti/Au recuits à 850 °C, contacts présentant les valeurs de résistance les plus faibles selon l'étude menée au chapitre 2.

Des structures tests ont permis de mesurer les résistivités des matériaux, les résistances de contacts et les coefficients Seebeck. Les résistances obtenues sont cohérentes entre elles et, dans le cas du 2DEG, correspondent également aux valeurs mesurées au chapitre précédent.

Tous les capteurs sont fonctionnels et leurs tensions de sortie augmentent avec le courant injecté dans les lignes chauffantes. Les différences de températures ont été calculées avec le logiciel COMSOL pour pouvoir ensuite déterminer leur sensibilité. Ces derniers présentent des tensions de sortie de l'ordre du V/K, anormalement élevées. Ceci pourrait venir de la détérioration de la couche isolante de SiO₂.

L'objectif de la thèse consistait à développer des capteurs thermoélectriques afin de mesurer les flux thermiques des transistors HEMTs. Cet objectif a été atteint, des capteurs embarqués (fabriqués en même temps que les HEMTs) ont été développés et les flux thermiques du composant de puissance ont pu être mesurés. Il s'agit de la première réalisation de ce type de capteur dans les circuits de puissance. Ils présentent des sensibilités de l'ordre du mV/K. Des capteurs autonomes ont aussi pu être fabriqués, ces capteurs sont fonctionnels mais présentent des valeurs anormalement élevées.

Des tests supplémentaires pourraient être mis en place afin de comprendre leur comportement, tels que la mesure de la résistivité des matériaux TE avec des structures test proposant une grande variation de la largeur des lignes TE (ce qui permettrait de comprendre quand l'effet de taille observé entre des lignes fines de quelques micromètres et des échantillons macroscopiques apparait).

Il faudrait aussi étudier les temps de gravure des lignes TE afin de comprendre si les valeurs anormalement élevées viennent de cette étape technologique.

Une étude sur la détérioration de la couche de SiO₂ devrait aussi être réalisée pour évaluer son impact sur les performances des capteurs.

Des LCT pourraient aussi être intégrées aux côtés du transistor HEMT afin de connaître les températures à ses côtés et vérifier l'exactitude des mesures des capteurs.

Par ailleurs, au début des travaux, nous avons défini quatre paramètres principaux pour les capteurs : leur surface, leur résistance, leur sensibilité et leur temps de réponse. Les trois premiers paramètres ont été traités, mais nous n'avons pas pu mesurer le temps de réponse des capteurs car cela nécessite de développer un système de mesure plus spécifique. Il serait donc intéressant, par la suite, de mesurer le temps de réponse de ces capteurs.

Enfin, un système de lecture pourrait également être développé afin d'introduire une boucle de rétroaction qui interromprait le fonctionnement du HEMT lorsque celui-ci atteint des températures trop élevées, selon les informations délivrées par le capteur. Ces nouveaux travaux permettraient ainsi de disposer de tous les éléments nécessaires à la gestion thermique des composants de puissance.

Annexe 1

Figure A.1.1 : Tension de sortie de la structure TSTE à base de 2DEG de 4 μm (a), 10 μm (b) et 20 μm (c) de largeur en fonction de l'échauffement de la LC et de la température environnante.	160
Figure A.1.2 : Tension de sortie de la structure TSTE à base de n-GaN de 4 μm (a), 10 μm (b) et 20 μm (c) de largeur en fonction de l'échauffement de la LC et de la température environnante.	161
Figure A.1.3 : Tension de sortie de la structure TSTE à base de 2DEG de 4 μm (a), 10 μm (b) et 20 μm (c) de largeur en fonction de la différence de température au sein des lignes et de la température environnante.	162
Figure A.1.4 : Tension de sortie de la structure TSTE à base de n-GaN de 4 μm (a), 10 μm (b) et 20 μm (c) de largeur en fonction de la différence de température au sein des lignes et de la température environnante.	163

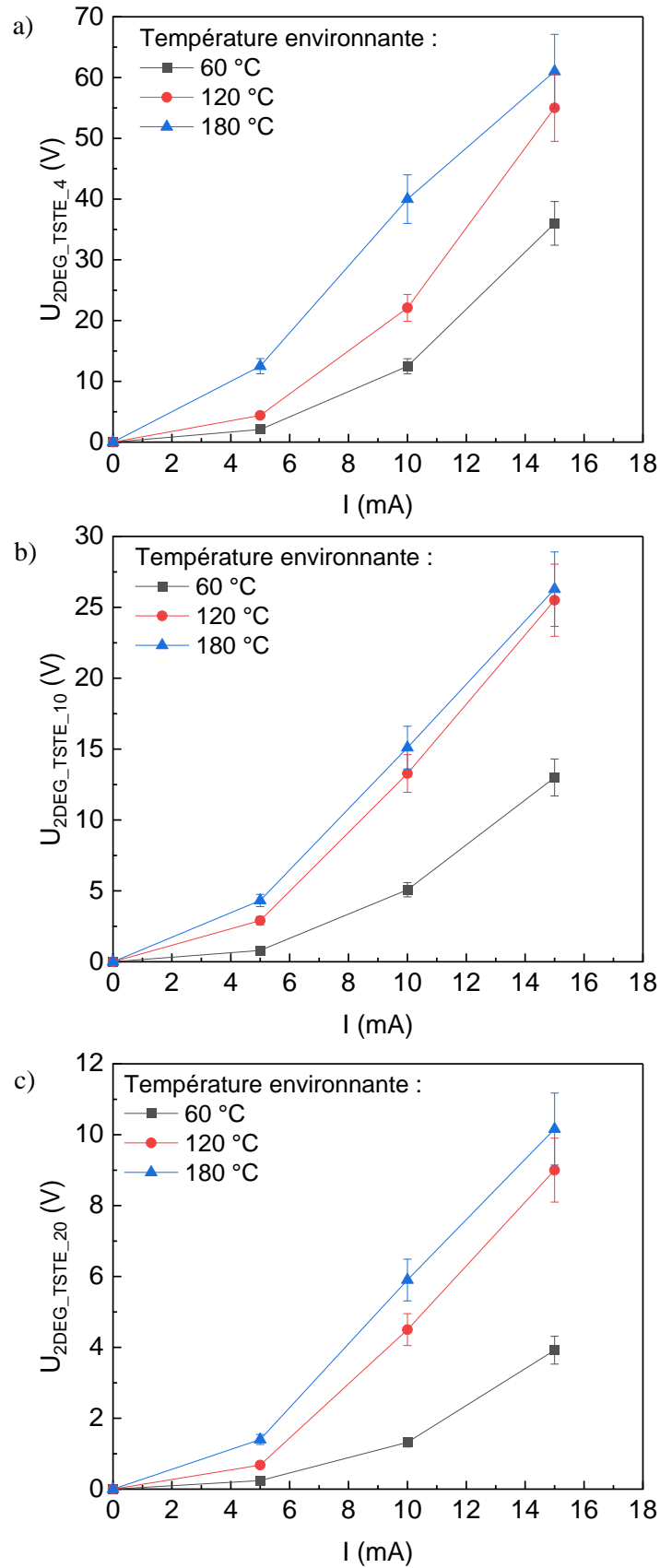


Figure A.1.1 : Tension de sortie de la structure TSTE à base de 2DEG de 4 μm (a), 10 μm (b) et 20 μm (c) de largeur en fonction de l'échauffement de la LC et de la température ambiante.

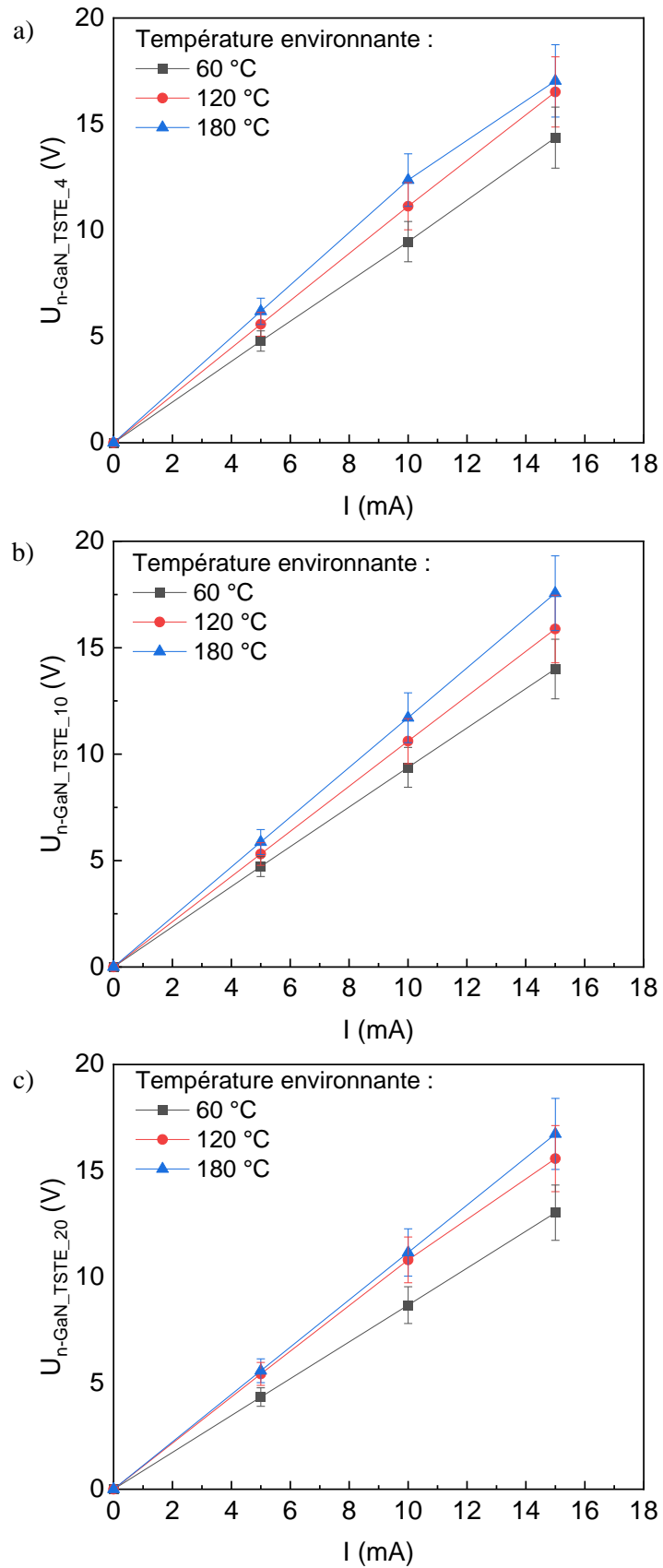


Figure A.1.2 : Tension de sortie de la structure TSTE à base de n-GaN de 4 μm (a), 10 μm (b) et 20 μm (c) de largeur en fonction de l'échauffement de la LC et de la température ambiante.

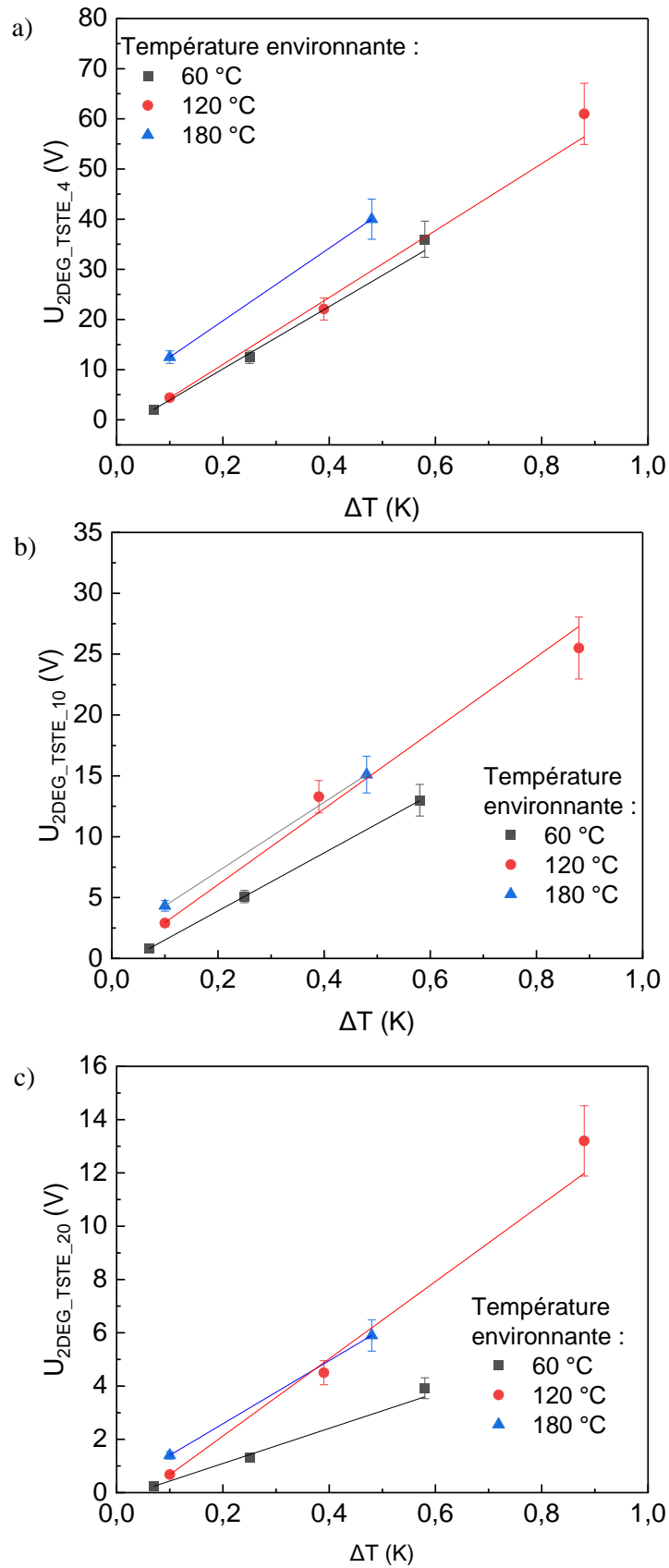


Figure A.1.3 : Tension de sortie de la structure TSTE à base de 2DEG de $4 \mu\text{m}$ (a), $10 \mu\text{m}$ (b) et $20 \mu\text{m}$ (c) de largeur en fonction de la différence de température au sein des lignes et de la température ambiante.

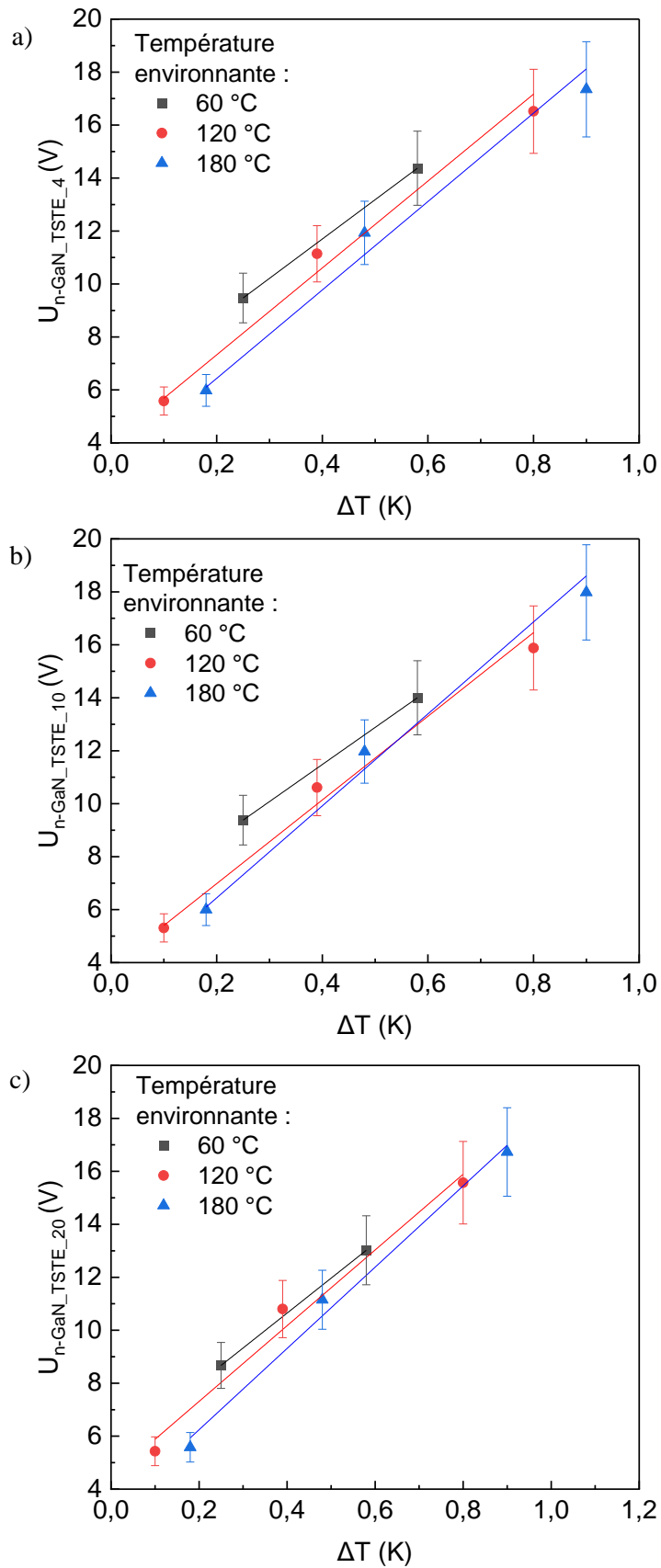


Figure A.1.4 : Tension de sortie de la structure TSTE à base de n-GaN de 4 μm (a), 10 μm (b) et 20 μm (c) de largeur en fonction de la différence de température au sein des lignes et de la température ambiante.

Annexe 2

Figure A.2.1 : Evolution de la résistance des capteurs à base de 2DEG de longueurs 200 μm (a), 500 μm (b) et 1000 μm (c) en fonction de la température.	166
Figure A.2.2 : Evolution de la résistance des capteurs à base de 2DEG 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) et des résistances séparées des différentes composantes expérimentales en fonction de la température.	167
Figure A.2.3 : Evolution de la résistance des capteurs à base de 2DEG 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) et des résistances séparées des différentes composantes expérimentales en fonction de la température.	168
Figure A.2.4 : Evolution de la résistance des capteurs à base de n-GaN de longueurs 200 μm (a), 500 μm (b) et 1000 μm (c) en fonction de la température.	169
Figure A.2.5 : Evolution de la résistance des capteurs à base de n-GaN 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) et des résistances séparées des différentes composantes expérimentales en fonction de la température.	170
Figure A.2.6 : Evolution de la résistance des capteurs à base de n-GaN 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) et des résistances séparées des différentes composantes expérimentales en fonction de la température.	171

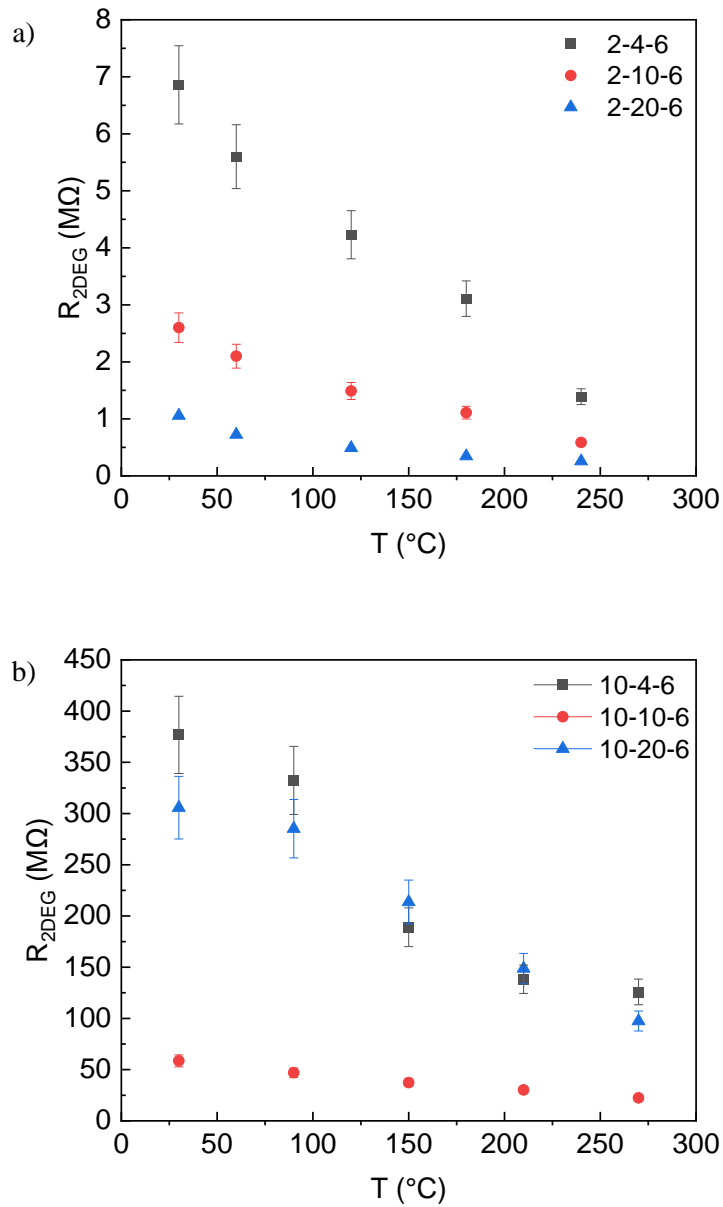


Figure A.2.1 : Evolution de la résistance des capteurs à base de 2DEG de longueurs $200 \mu m$ (a) et $1000 \mu m$ (b) en fonction de la température.

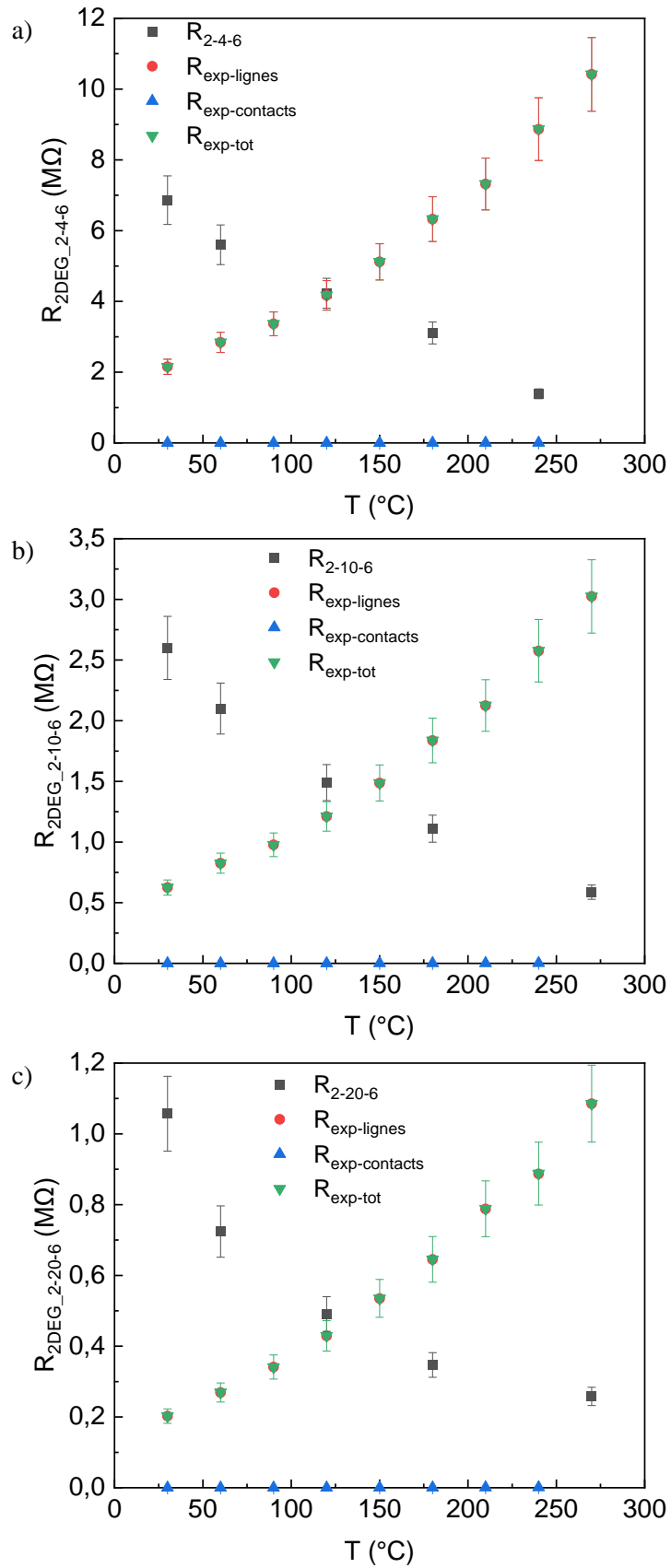


Figure A.2.2 : Evolution de la résistance des capteurs à base de 2DEG 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) et des résistances séparées des différentes composantes expérimentales en fonction de la température.

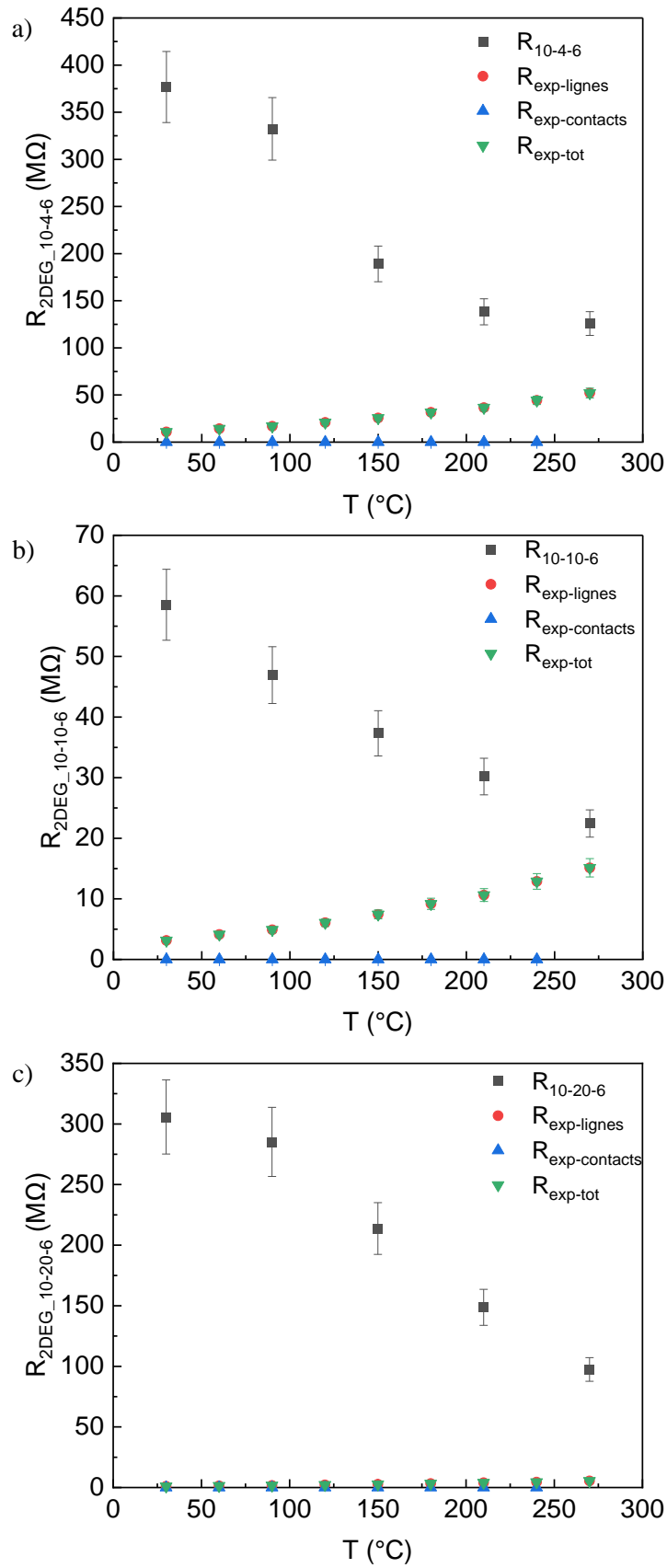


Figure A.2.3 : Evolution de la résistance des capteurs à base de 2DEG 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) et des résistances séparées des différentes composantes expérimentales en fonction de la température.

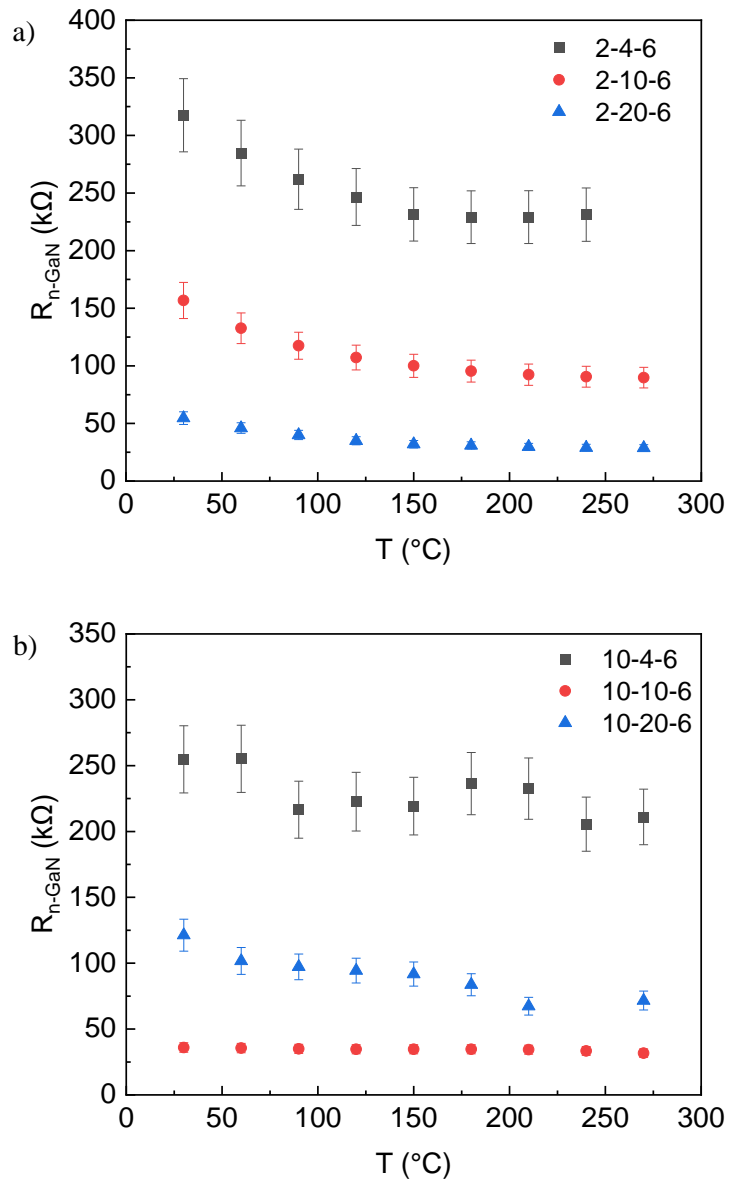


Figure A.2.4 : Evolution de la résistance des capteurs à base de n-GaN de longueurs $200 \mu m$ (a) et $1000 \mu m$ (b) en fonction de la température.

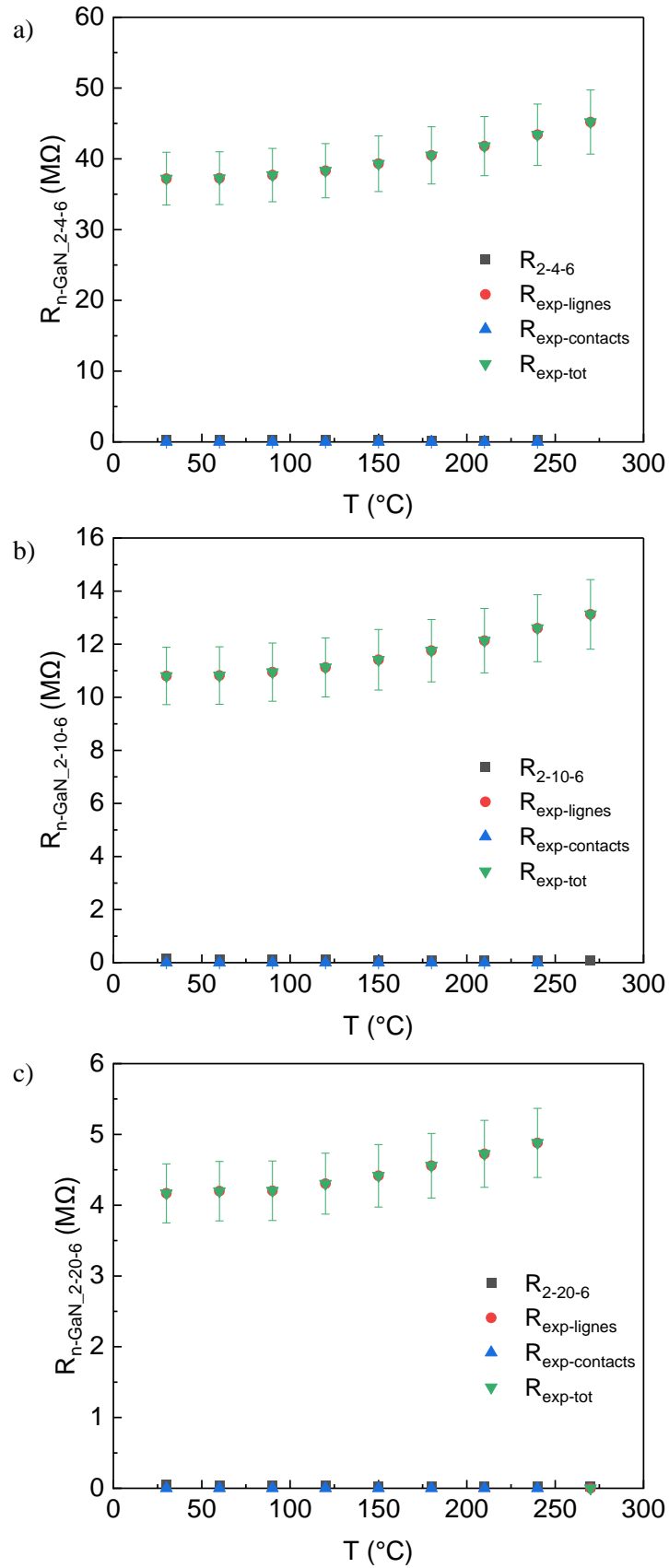


Figure A.2.5 : Evolution de la résistance des capteurs à base de n-GaN 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) et des résistances séparées des différentes composantes expérimentales en fonction de la température.

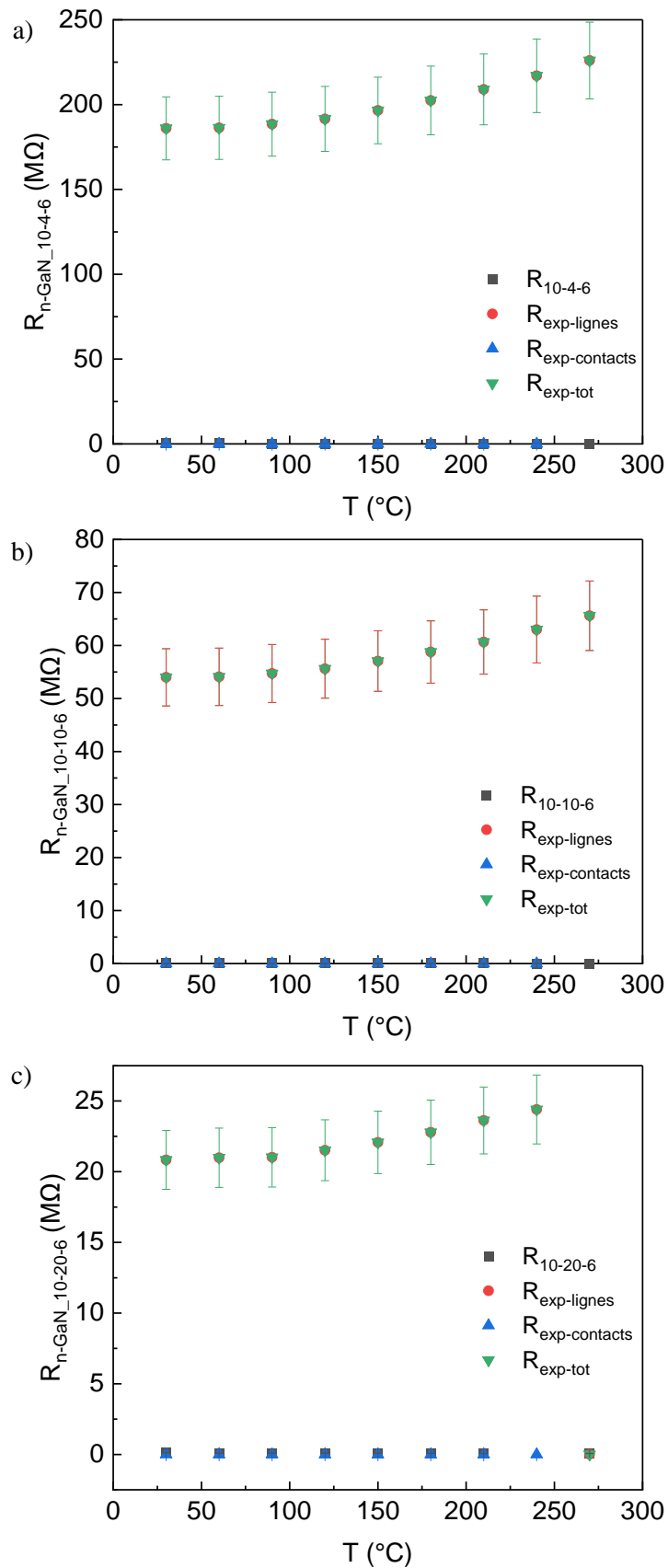


Figure A.2.6 : Evolution de la résistance des capteurs à base de n-GaN 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) et des résistances séparées des différentes composantes expérimentales en fonction de la température.

Annexe 3

Figure A.3.1 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température environnante.	174
Figure A.3.2 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température environnante.....	175
Figure A.3.3: Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de n-GaN 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température environnante.....	176
Figure A.3.4 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de n-GaN 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température environnante.....	177
Figure A.3.5 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités à différentes températures environnantes.....	178
Figure A.3.6 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités à différentes températures environnantes.....	179
Figure A.3.7 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de n-GaN 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités à différentes températures environnantes.....	180
Figure A.3.8 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de n-GaN 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités à différentes températures environnantes.....	181

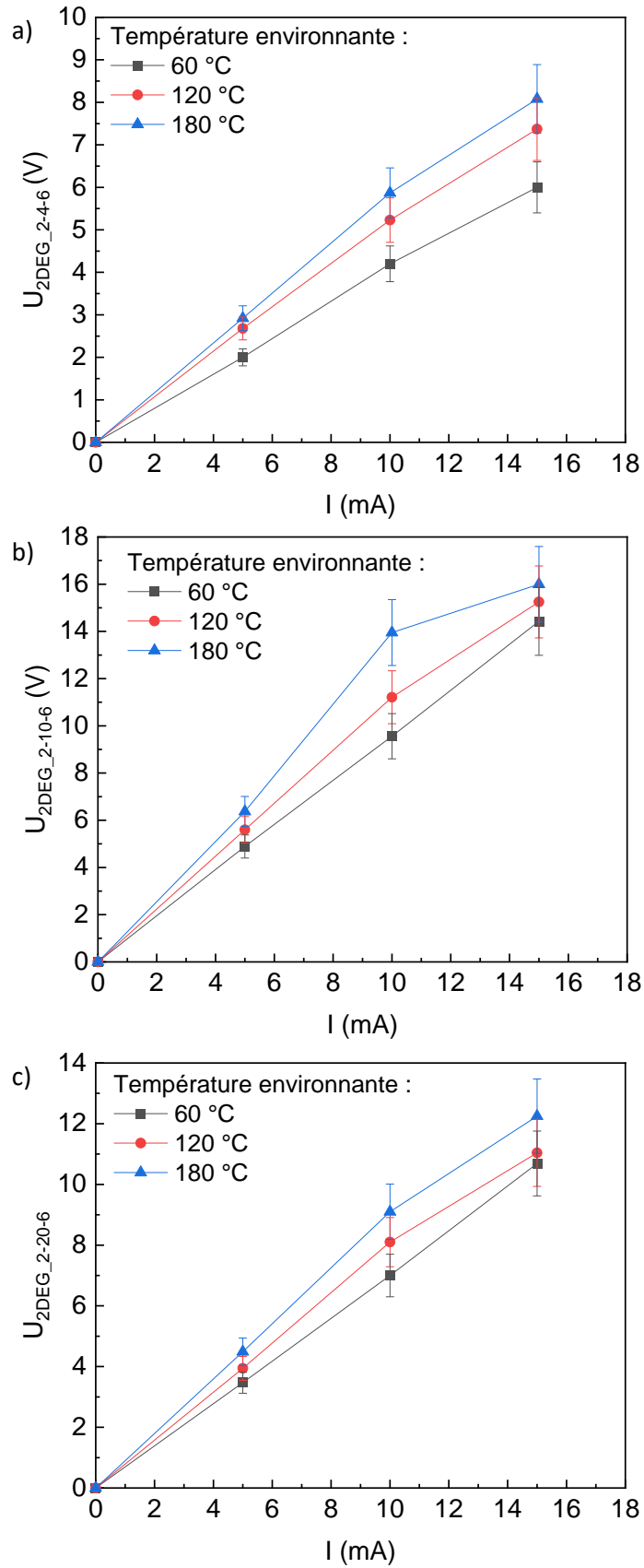


Figure A.3.1 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température ambiante.

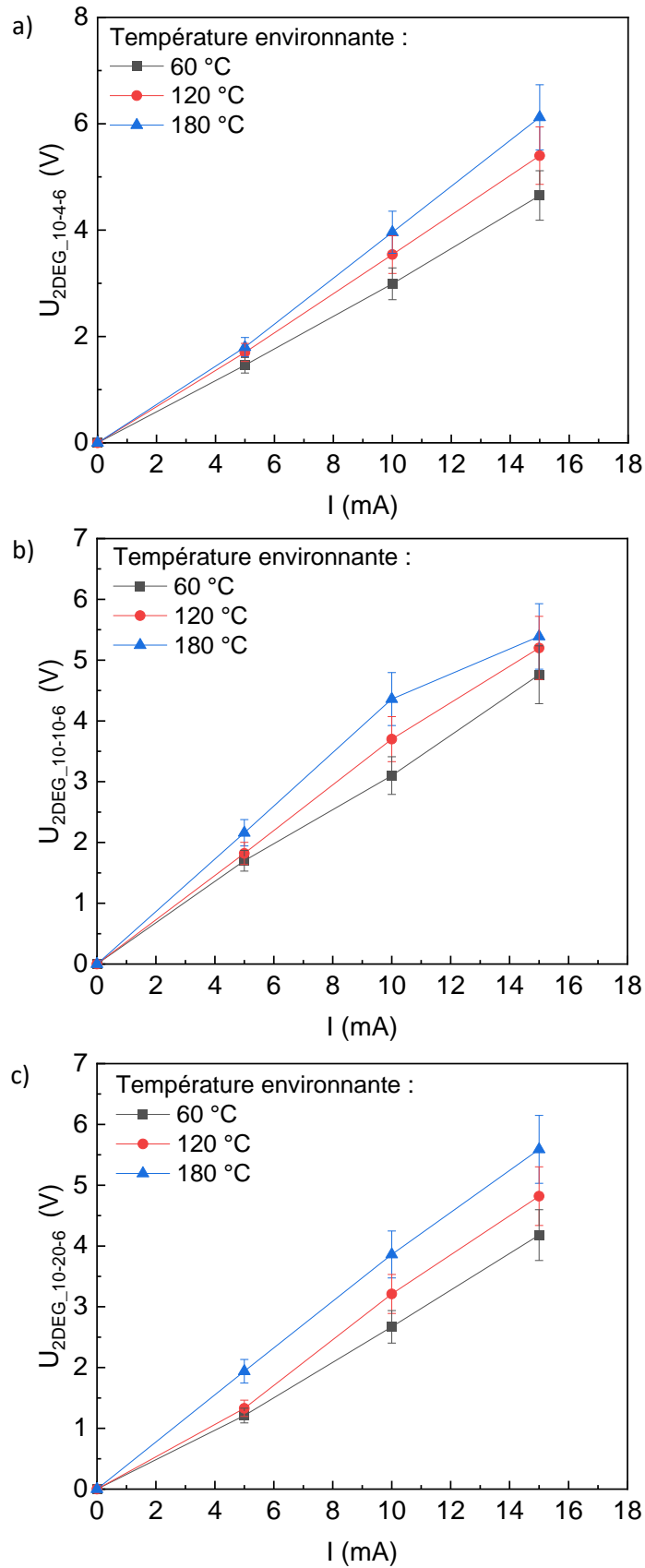


Figure A.3.2 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température ambiante.

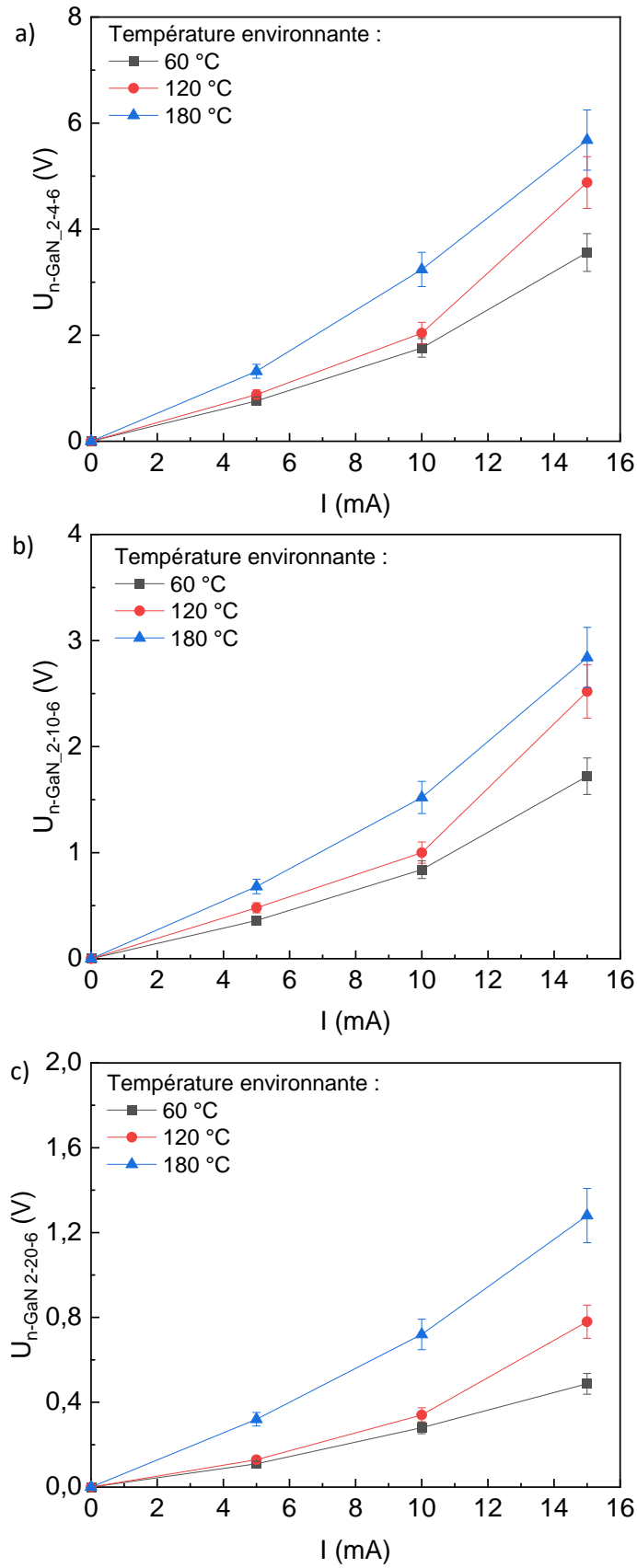


Figure A.3.3: Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de n-GaN 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température ambiante.

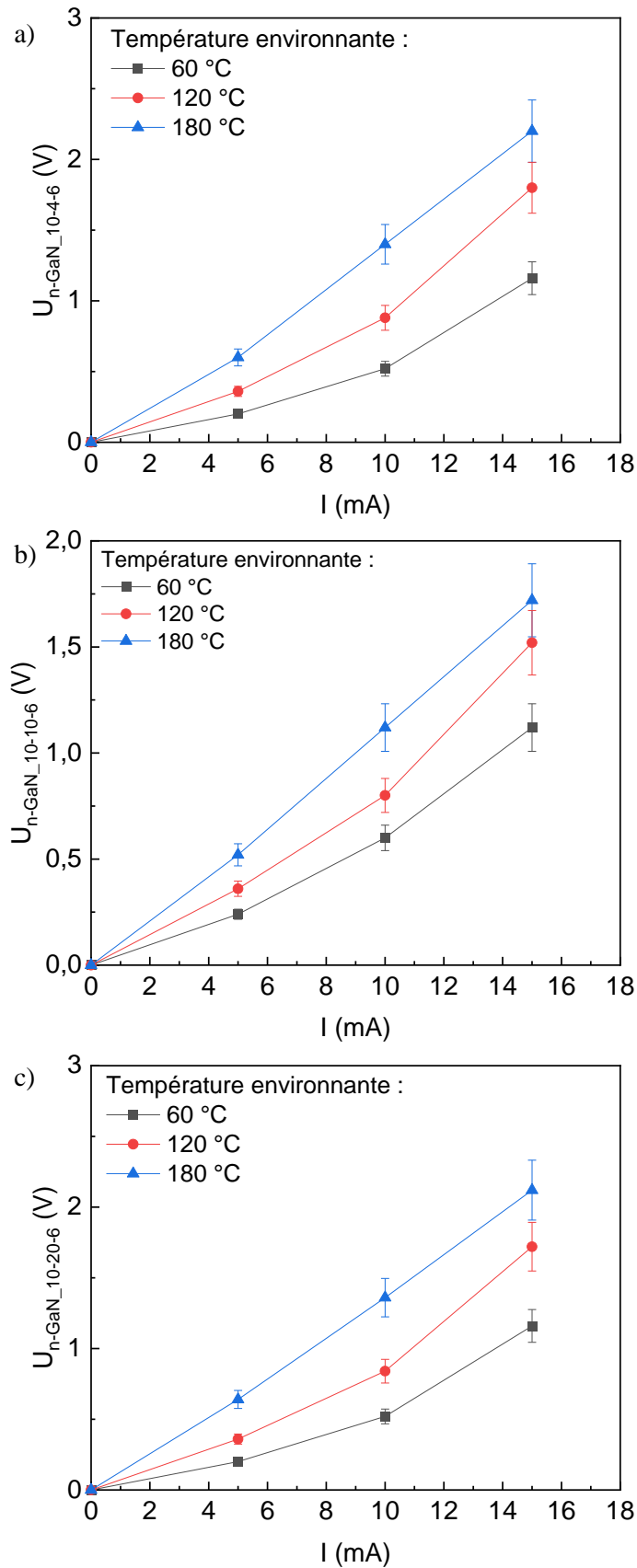


Figure A.3.4 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de n-GaN 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) en fonction de l'échauffement de la LC et de la température ambiante.

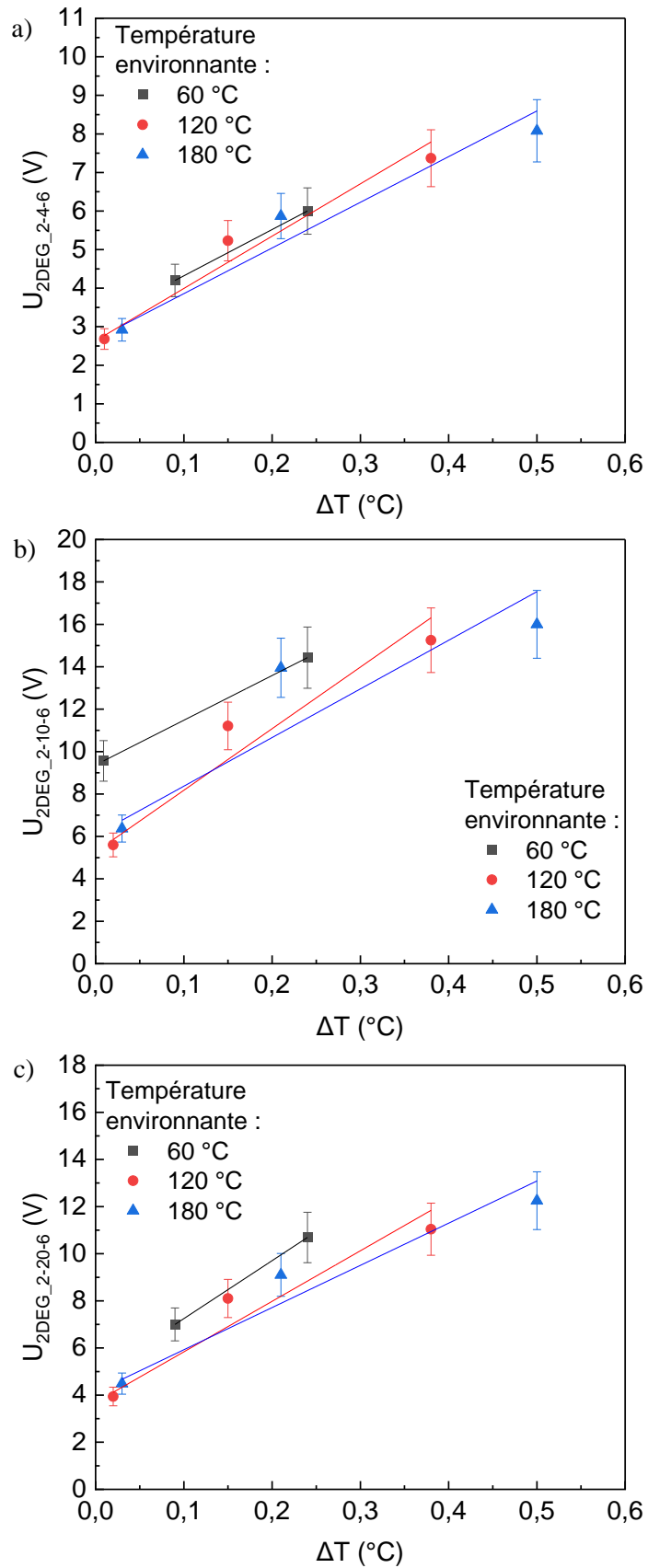


Figure A.3.5 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités à différentes températures environnantes.

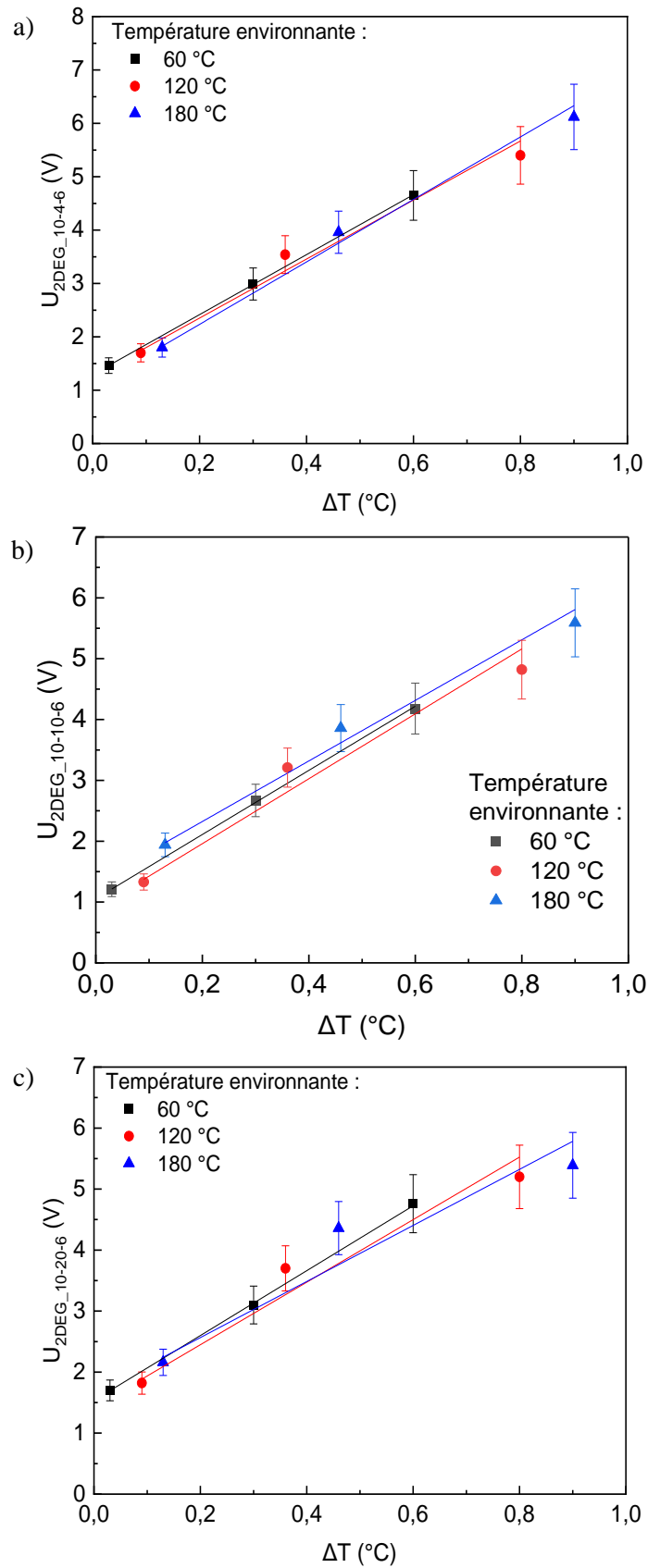


Figure A.3.6 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de 2DEG 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités à différentes températures environnantes.

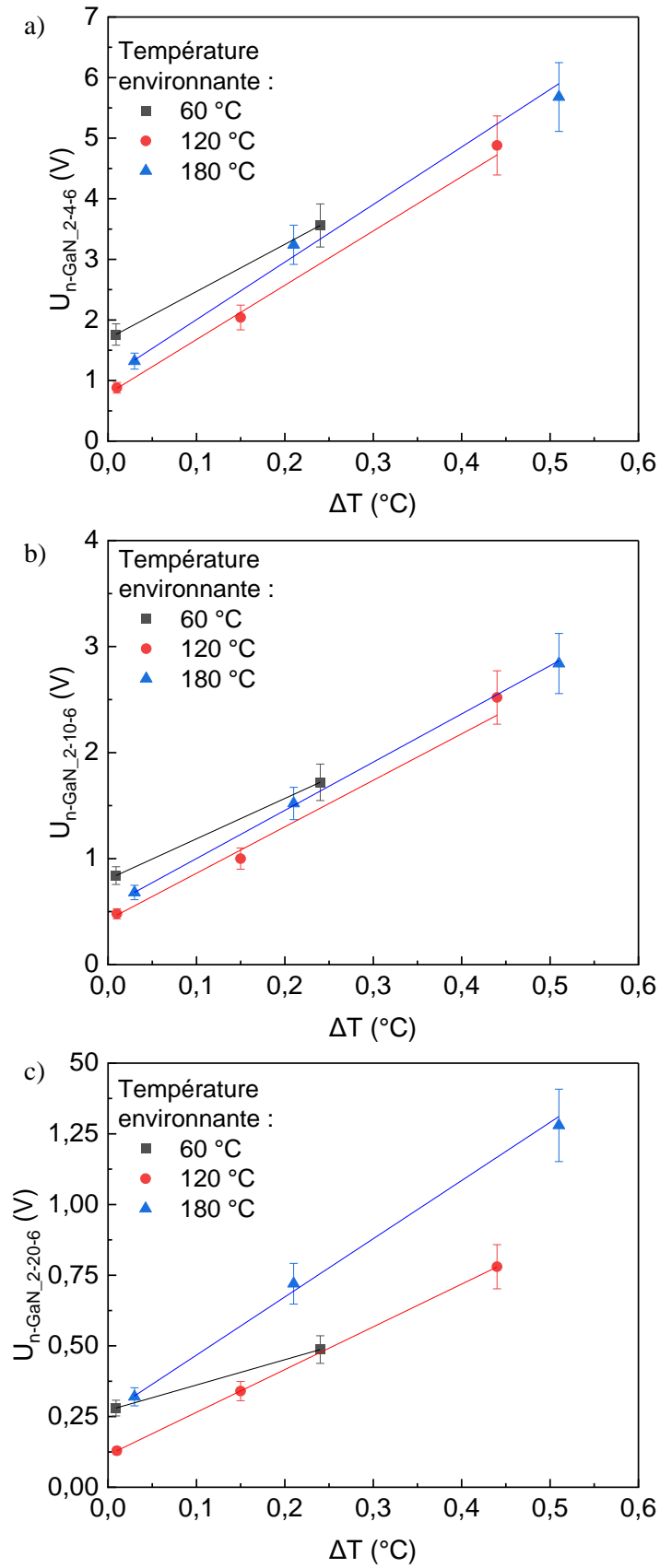


Figure A.3.7 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de n-GaN 2-4-6 (a), 2-10-6 (b) et 2-20-6 (c) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités à différentes températures environnantes.

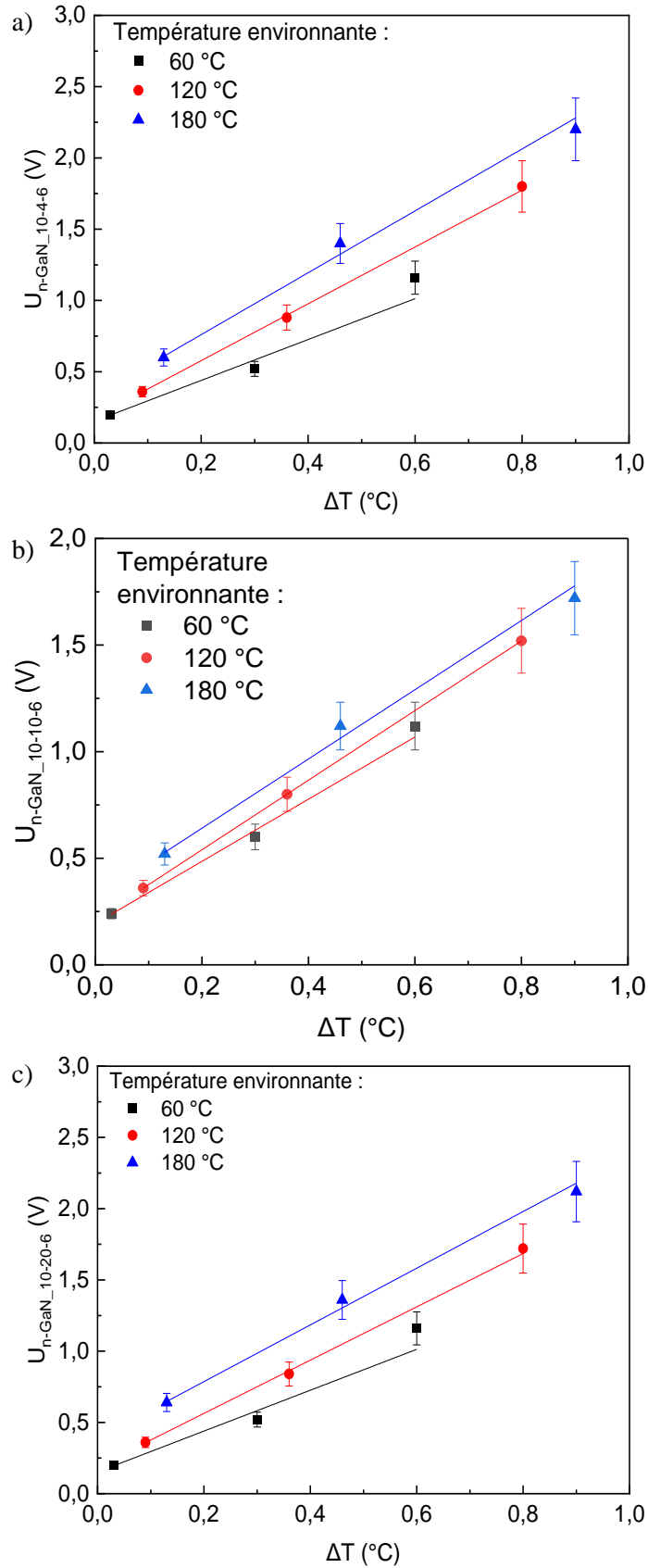


Figure A.3.8 : Evolution des tensions de sortie des capteurs à base de n-GaN 10-4-6 (a), 10-10-6 (b) et 10-20-6 (c) en fonction des différences de température présentes à leurs extrémités à différentes températures environnantes.

Abstract

Depuis le début du siècle, la demande pour les composants de puissance a fortement augmenté. Ces composants sont principalement utilisés dans les circuits intégrés pour le marché de la communication, tel que celui des portables et des chargeurs, c'est-à-dire des applications nécessitant des fréquences de travail élevées de plusieurs GHz et pour des puissances allant jusqu'à 1000 W. Pendant longtemps, ces dispositifs étaient réalisés à base de silicium, mais les limites de ce matériau pour ces composants ont été atteintes et de nouveaux matériaux ont émergé. Dans ce contexte, le nitrure de gallium (GaN) et le nitrure d'aluminium-gallium (AlGaN) ont été développés afin de créer de nouveaux dispositifs tels que les diodes de puissance et les transistors à mobilités électronique élevées (HEMTs). Ces transistors HEMTs délivrent des puissances importantes, cependant, elles sont accompagnées d'une production de chaleur pouvant mener à la dégradation du câblage par fils et des boîtiers. La gestion de la thermique dans ces dispositifs est donc une problématique majeure, tout comme dans la microélectronique de manière générale. Des diodes ainsi que des capteurs à base de matériaux thermistants, matériaux présentant des variations importantes de résistance en fonction de la température, sont généralement utilisés pour mesurer ces surchauffes. Cependant, ils nécessitent tous les deux des courants externes pour les faire fonctionner et prennent de la place supplémentaire dans les boîtiers.

Au cours de cette thèse, des capteurs thermoélectriques ont été développés. Ces capteurs sont basés sur l'effet Seebeck, qui convertit directement l'énergie thermique en énergie électrique. La tension de sortie des capteurs thermoélectriques est directement proportionnelle à la différence de température au sein du capteur et ils n'ont pas besoin d'énergie extérieure pour fonctionner. Ces capteurs permettent la lecture aussi bien d'une différence de température que d'un flux thermique. Il s'agit de la première réalisation de ce type de capteur dans les circuits de puissance.

Deux types de capteurs ont été réalisés lors de cette thèse : le premier est un capteur thermoélectrique « embarqué », il est fabriqué en même temps que le transistor HEMT, lui permettant d'être placé au plus proche de ce dernier pour une mesure en température plus précise. De plus, il est directement intégré dans la puce du transistor HEMT et ne prend donc pas de place supplémentaire dans le boîtier. Cette intégration implique néanmoins qu'il doit suivre les règles de dimensionnement et de fabrication des transistors. Ce capteur utilise comme matériau actif le gaz d'électron 2DEG, qui est généré à l'interface de la couche d'AlGaN et de GaN pour le transport d'information électrique.

Le deuxième type de capteur est un capteur thermoélectrique « autonome », il est fabriqué indépendamment du HEMT, il a donc moins de contrainte à respecter que les capteurs embarqués. Deux capteurs de ce type ont été fabriqués : un à base du 2DEG et l'autre à base de GaN dopé n. Suite à une étude approfondie effectuée au préalable sur les résistances de contacts et sur les propriétés thermoélectriques de ces deux matériaux, ces capteurs ont été réalisés pour délivrer des performances électriques les plus élevées.

Les deux types de capteurs ont été testés pour différentes températures environnantes et sont tous fonctionnels. Dans les deux cas, différentes géométries ont été fabriquées afin de comparer cet effet sur la sensibilité des capteurs. Le capteur embarqué a également été testé lors du fonctionnement d'un transistor HEMT à côté duquel il a été disposé, ce qui constitue un cas réel de fonctionnement et d'utilisation de ces capteurs. De leur côté, les capteurs autonomes ont été caractérisés en utilisant des lignes chauffantes. Les capteurs embarqués présentent des valeurs de sensibilité pouvant monter jusqu'à 350 mV/K et mesurer des flux thermiques générés par le HEMT jusqu'à 7 W.

Mots clés : capteur thermoélectrique, effet Seebeck, flux thermique, gaz d'électrons (2DEG), nitrure de gallium (GaN), transistor HEMT.