

Université Abou Bekr Belkaid
Tlemcen Algérie



جامعة أبي بكر بلقايد

تلمسان الجزائر

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



THESE

Présentée

A L'UNIVERSITE DE TLEMCCEN
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE ET ELECTRONIQUE

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Spécialité : " Télécommunications"

Par

DJELTI Hamida

***MODELISATION NUMERIQUE BIDIMENSIONNELLE DES EFFETS THERMIQUES
DANS LES TRANSISTORS DGMESFET, NMOSFET ET HEMT METAMORPHIQUE***

Soutenu en 2013 devant le Jury:

GHAFFOUR Kheireddine	Professeur à l'Université de Tlemcen	Président
BENSAAD Zouaoui	Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbes	Examinateur
KANDOUCI Malika	Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbes	Examinatrice
KAMECHE Mohamed	Maître de recherche à CDS, Oran	Examinateur
FEHAM Mohammed	Professeur à l'Université de Tlemcen	Directeur de Thèse
OUSLIMANI Achour	Professeur à l'ENSEA-Paris	Co-Directeur de Thèse

*À la mémoire de ma mère,
À ma famille,
À mon pays,*

À tous ceux qui me sont chers...

Science sans conscience n'est que ruine de l'âme...

François Rabelais (entre 1483 et 1495 - 1553)

Avant propos

Ce travail de thèse a été réalisé conjointement au sein du laboratoire des Systèmes et Technologies de l'Information et de la Communication (STIC) de l'Université de Tlemcen, sous la direction du Professeur **Mohammed Feham** et au laboratoire de l'Electronique et Commande des Systèmes (ECS-Lab), dans le cadre d'une formation résidentielle à l'étranger, sous la direction du Professeur **Achour Ouslimani**.

Je tiens à exprimer ma vive et sincère gratitude et mes remerciements à **Mr Mohammed Feham**, Professeur au Département de Génie Electrique et Electronique de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, et directeur du laboratoire de recherche STIC (Systèmes et Technologies de l'Information et de la Communication), sous la direction duquel j'ai eu le plaisir de travailler. Je le remercie pour ses conseils, son encadrement et pour la confiance qu'il m'a accordée pour mener à bien ces travaux de recherche.

J'adresse également mes plus sincères remerciements à mon co-encadreur de thèse, **Mr Achour Ouslimani**, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure de l'Electronique et de ses Applications (ENSEA) de Cergy-Pontoise pour avoir accepté de m'accueillir dans l'équipe d'ECS-Lab. Pour ses précieux conseils, son entière disponibilité et ses remarquables compétences qui ont rendu ces travaux de recherche particulièrement enrichissants. Je le remercie également pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ces années. Il a joué un rôle déterminant dans le développement de mes travaux de recherches. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

J'exprime ma profonde gratitude à **Mr Kheireddine Ghaffour**, Professeur au Département de Génie Electrique et Electronique de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, pour l'honneur qu'il me fait de bien vouloir assurer la présidence de jury de cette thèse.

Je suis très honoré de la présence dans ce jury de thèse de **Mme Malika Kandouci**, Professeur à l'Université de Sidi Bel-Abbes, de **Mr Zouaoui Bensaad**, Professeur à l'Université de Sidi Bel-Abbes et de **Mr Mohamed Kameche**, Maitre de recherche au Centre de Développement Spatial (CDS), qu'ils trouvent ici le témoignage de mes sincères remerciements pour avoir accepté de juger et d'évaluer ces travaux de thèse.

J'adresse toute ma reconnaissance à **Mr Jean-Pierre Barbot**, Professeur des Universités, et ex-directeur du laboratoire ECS-Lab à l'Ecole Nationale Supérieure de l'Electronique et de ses Applications à Cergy-Pontoise pour m'avoir accueilli pendant dix huit mois au sein d'ECS-Lab. Ainsi, qu'à tous les chercheurs d'ECS-Lab, qui m'ont permis de travailler dans de bonnes conditions.

J'exprime mes sincères remerciements à **Mr Abed-Elhak Kasbari**, Professeur Agrégé à l'Ecole Nationale Supérieure de l'Electronique et de ses Applications; et membre d'ECS-Lab, pour ses conseils scientifiques. Ses connaissances sur la physique du semi-conducteur, sa disponibilité, m'ont permis de faire progresser mes travaux.

Je remercie également **Mr Hassan Maher**, HDR, Ingénieur OMMIC, pour son aide.

Merci à tous ceux que j'ai rencontrés au sein de l'ENSEA et du laboratoire ECS-Lab, avec qui j'ai eu beaucoup du plaisir à discuter et avec qui j'ai passé des moments inoubliables, pour leur bonne humeur. Je pense notamment à **Hassiba, Amel, Imène, Nadia et Octaviana**.

Je remercie sincèrement tous mes collègues du laboratoire STIC et du Département de Génie Electrique et Electronique pour leurs encouragements.

Enfin, je remercie tous ceux qui de près ou de loin ont contribué à la réalisation de cette thèse.

ملخص

بسبب الاحتياجات المتنامية لمادة الاتصالات المرتبطة سيما بتطوير الانترنت، فإن الأنظمة الإلكترونية لتطبيقات النطاق العالى تتطلب، الآن، سرعة و قدرة عاليتين. اذ ان التقدم التكنولوجي الحاصل في السنوات الأخيرة يسمح بطرح ترانزستورات تعمل لترددات جد عالية و بالتالي إنجاز الدوائر المتكاملة عالية الاداء. إن تصميم مثل هذه الدوائر لا يتطلب فقط الأخذ بعين الاعتبار السلوك الثابت و الحركي الغير الخطي لهذه المركبات و إنما أيضا التأثيرات الحرارية التي تدهور أداء هذه الدوائر و النظم. خاصة، هذه التدهورات ترتفع مع ارتفاع كثافة التكامل الناجمة عن تصغير الانظمة الحالية. هذا يتطلب تطوير نماذج فيزيو- حرارية قادرة على توقع أثر التأثير الحراري على اداء الترانزستور.

الأعمال المقدمة في هذه الأطروحة تتعلق بدراسة التأثير الحراري على خصائص التكنولوجيات الاربع من الترانزستور ذات تأثير الحقل NMOSFET على ركيزة Si, DGMEFET على ركيزة GaAs و MHEMT, GaN و

In_{0.40}Al_{0.60}As/In_{0.40}Ga_{0.60}As MOS-MHEMT

في هذا الإطار، نموذج فيزيو- حراري تابع عن تلازم نموذج إنتقال الشحنات والنموذج الحراري معتمد على طريقة العناصر المحددة قد طور للترانزستورات الأربع. هذا النموذج يسمح بالدراسة والتحليل المفصل لتأثير الحرارة على مجمل العناصر الكهربائية والحرارية في أي نقطة من المركبات. كذلك يصف أداؤها الكهربائي والحراري و بالتالي فإنه يأخذ بعين الاعتبار حرارة انصاف النواقل. قمنا كذلك باستعمال النموذج المصمم لتحليل العناصر الكهربائية والحرارية في البنية المتغيرة. كما قمنا باستعماله أيضا لتحليل ميكانيزم التأين بواسطة التصادم في الترانزستور MHEMT و MHEMT-MOS ذو القناة المركبة بغرض تحليل تيار البوابة.

وهكذا سمحت لنا نتائج المحاكاة المحصل عليها بتفسير نتائج القياس بشكل أفضل. هذه الاخيرة اجريت على الترانزستور MHEMT ذو القناة المركبة على الركيزة GaAs.

الكلمات المفتاحية: NMOSFET، Si، GaAs، GaN، MESFET، InAlAs/InGaAs، DGMEFET، MHEMT HEMT Métamorphique ذو القناة المركبة، طريقة العناصر المحددة، التأين بواسطة التصادم.

Résumé

A cause des besoins grandissant en matière de communication liés notamment au développement de l'internet, les systèmes électroniques pour le haut débit exigent, aujourd'hui, de grande capacité et de grande rapidité. Les progrès technologiques accomplis ces dernières années permettent de disposer des transistors rapides fonctionnant à des fréquences très élevées et donc de réaliser des circuits intégrés de hautes performances. La conception de tels circuits nécessite non seulement la prise en compte du comportement statique et dynamique non linéaire des composants mais aussi les effets électrothermiques qui dégradent leurs performances et par la suite celles des circuits et systèmes. En particulier, ces dégradations augmentent avec l'augmentation de la densité d'intégration due à la miniaturisation poussée des systèmes actuels. Ceci exige le développement de modèles physico-thermiques capables de prévoir l'impact des effets thermiques sur les performances des transistors.

Les travaux présentés dans cette thèse portent sur l'étude de l'influence de l'effet thermique sur les performances de quatre technologies de transistors à effet de champ NMOSFET en Si, DGMEFET en GaAs et GaN, MHEMT et MOSMHEMT $\text{In}_{0,40}\text{Al}_{0,60}\text{As}/\text{In}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$. Dans ce cadre, un modèle physico-thermique issu d'un couplage d'un modèle de dérive-diffusion et d'un modèle thermique et basé sur la méthode des éléments finis a été développé pour chacun des quatre transistors. Ce modèle prend en compte la température de réseau en tout point des composants. Il permet l'étude et l'analyse détaillée de l'effet de la température sur l'ensemble des paramètres de ces composants. Le modèle a été exploité pour étudier et analyser l'impact des effets thermiques sur les performances statiques et dynamique hyperfréquence de ces composants. Nous l'avons également utilisé pour mettre en évidence le mécanisme d'ionisation par impact dans les transistors MHEMT et MOS-MHEMT via l'analyse du courant de grille.

En particulier, des résultats de simulations obtenus pour le HEMT métamorphique à canal composite sur substrat GaAs ont été comparés aux mesures pour valider le modèle proposé. Ces comparaisons mesures/simulations nous ont permis de mieux interpréter les résultats de mesure.

Mots clés : NMOSFET, Si, GaAs, GaN, InAlAs/InGaAs, DGMEFET, HEMT Métamorphique, HEMT à canal composite, Méthode des éléments finis, Ionisation par impact, Modélisation thermique.

Abstract

Due to the growing needs for communication related mainly to the development of the Internet, high speed electronic systems require a large capacity and a large bandwidth. Due to recent technology advances, transistors with high frequency performances are now available. This allows the design of high speed integrated circuits. This design requires that the transistor model takes into account not only for static and dynamic nonlinear components behavior but also for electro-thermal effects that degrade the transistor performances and consequently those of circuits and systems. In particular, these degradations increase with increasing density of integration due to the miniaturization of recent systems. In order to predict the impact of these effects on the transistor performances, a physical model which takes into account thermal effects is required.

The work presented in this thesis focuses on the study of the influence of the thermal effect on the performances of four technology field effect transistors Si-NMOSFET, GaAs-and-GaN-DGMESFET, MHEMT and MOSMHEMT In_{0.40}Al_{0.60}As / In_{0.40}Ga_{0.60}As. In this context, a physical model derived from a coupling of a drift-diffusion model and a thermal model and based on the finite element method has been developed for each of the four transistors. This model takes into account the network temperature at any point of component zones.

The proposed model allows the study and detailed analysis of the temperature effect on transistor parameters. It was used to predict the impact of thermal effects on static and dynamic microwave performances of the transistors and to highlight the impact ionization mechanism in MOS-MHEMT and MHEMT via the analysis of grid current.

In particular, simulation results obtained for the metamorphic HEMT were compared with measurements ones to validate the proposed model. These comparisons between simulations and measurements have allowed us to better interpret the measurement results.

Keywords: NMOSFET, Si, GaAs, GaN, InAlAs / InGaAs DGMESFET, Metamorphic HEMT, Composite channel HEMT, Finite Element Method, Impact ionization, Thermal modeling.

Table des matières

Avant propos	i
Résumé en arabe	iii
Résumé	iv
Abstract	v
Table des matières	vi
Liste des figures	x
Liste des tableaux	xvi
Introduction générale	1
Bibliographie Introduction générale.....	5
Chapitre I : Filières technologiques et rappel des phénomènes thermiques	7
I-1 Introduction	7
I-2 Filières technologiques	8
I-2-1 Silicium et matériaux III-V	8
I-2-2 Matériaux ternaires InAlAs/InGaAs	10
I-2-2-1 Propriétés cristallines.....	10
I-2-2-2 Bande d'énergie	12
I-2-2-3 Propriétés de transport de l'InGaAs	12
I-3 Transistors micro-ondes à effet de champ	13
I-3-1 Généralités	13
I-3-2 Transistor MOSFET.....	15
I-3-2-1 Structure et principe de fonctionnement	15
I-3-2-2 Exemples d'applications du MOSFET	16
I-3-3 Transistor MESFET sur substrat GaAs	18
I-3-3-1 Transistor MESFET simple grille (SGMESFET).....	18
I-3-3-2 Transistor MESFET bigrille (DGMESFET)	20
I-3-4 Transistor HEMT Conventionnel	21
I-3-4-1 Principe	21
I-3-4-2 Structure du HEMT sur substrat GaAs	21
I-3-4-3 Principe de fonctionnement.....	22
I-3-5 Transistor HEMT Pseudomorphique	24
I-3-6 HEMT adapté en maille AlInAs/GaInAs sur InP.....	25
I-3-7 HEMT AlInAs/GaInAs métamorphique sur GaAs	26

I-3-8 Applications du HEMT en hyperfréquence	27
I-4 Rappel des notions sur les phénomènes thermiques	30
I-4-1 L'Auto-échauffement dans les composants	30
I-4-2 La propagation de la chaleur	30
I-4-2-1 Transfert de chaleur par conduction	30
I-4-2-2 Transfert de chaleur par convection	31
I-4-2-3 Transfert de chaleur par rayonnement	32
I-4-3 Equation de diffusion de la chaleur	32
I-5 Conclusion	35
Bibliographie du Chapitre I	36
Chapitre II : Modélisation physico-thermique du NMOSFET et du DGMESFET	44
II-1 Introduction	44
II-2 Modélisation physique du NMOSFET	45
II-2-1 Rappels de base sur le fonctionnement du NMOSFET	45
II-2-2 Modèle physique du NMOSFET	48
II-3 Modèle physique du DGMESFET	50
II-4 Modèle thermique	51
II-4-1 Effet de la température sur les paramètres physiques	51
II-4-2 Génération de chaleur	57
II-5 Résolution numérique par la méthode des éléments finis	58
II-5-1 Outil de simulation: Comsol [®] Multiphysics	58
II-5-2 Discrétisation à l'aide des éléments finis	59
II-5-3 Couplage physico-thermique	60
II-5-4 Paramètres d'entrée du modèle numérique	61
II-5-5 Conditions aux limites	61
II-5-5-1 Conditions aux limites pour le modèle physique	62
II-5-5-2 Conditions aux limites pour le modèle thermique	64
II-6 Conclusion	64
Bibliographie du Chapitre II	65
Chapitre III : Analyse physico-thermique du NMOSFET et du DGMESFET	69
III-1 Introduction	69
III-2 Analyse physico-thermique du NMOSFET	70
III-2-1 Structure étudiée	70
III-2-2 Caractéristiques statiques sans effet thermique	70

III-2-3	Caractéristiques statiques avec prise en compte des effets thermiques	72
III-3	Analyse physico-électrique des caractéristiques du DGMESFET	80
III-3-1	Choix d'un maillage optimal	80
III-3-2	Résolution par la méthode successive : organigramme	81
III-3-3	Structure étudiée	83
III-3-4	Etude du comportement statique.....	83
III-3-5	Influence de la distance entre les deux grilles (distance inter-grilles)	85
III-3-6	Influence de la longueur des grilles	90
III-3-7	Influence de l'épaisseur de la couche active.....	90
III-3-8	Influence des résistances parasites de source et de drain.....	92
III-3-9	Effet de la température.....	92
III-3-10	Transistor MESFET bigrille avec substrat.....	95
III-4	Analyse physico-thermique du DGMESFET sur GaAs.....	96
III-4-1	Effets des paramètres géométriques.....	97
III-5	Analyse physico-thermique du MESFET bigrille sur substrat GaN	99
III-6	Conclusion	102
	Bibliographie du Chapitre III	103
 Chapitre IV : Analyse physico-thermique du InAlAs/InGaAs HEMT Métamorphique.....		106
IV.1	Introduction.....	106
IV.2	Description du logiciel SILVACO.....	107
IV.3	Analyse physico-électrique du MHEMT InAlAs/InGaAs	108
IV.3.1	Topologie de la structure étudiée	108
IV.3.2	Maillage de la structure simulée.....	109
IV.3.3	Résultats statiques sans effet thermique.....	111
IV.3.4	Modélisation physico-thermique du MHEMT InAlAs/InGaAs.....	116
IV.3.4.1	Caractéristiques statiques	116
IV.3.4.2	Distribution de la température de réseau.....	117
IV.3.4.3	Distribution des grandeurs électriques et thermiques dans le composant	118
IV.3.4.4	Evolution de la température de réseau dans la zone active	119
IV.3.4.5	Evolution de la vitesse des électrons.....	122
IV.3.4.6	Effet de la température du socle.....	123
IV.3.4.7	Caractéristiques hyperfréquences du HEMT Métamorphique à canal composite sur substrat GaAs : Fréquence de transition.....	124
IV.3.4.8	Fréquence maximale des oscillations du transistor MHEMT InAlAs/InGaAs	125
IV.4	Etude de la structure MOS-MHEMT à canal composite sur substrat GaAs	126

Table des matières

IV.4.1 Topologie de la structure étudiée	126
IV.4.2 Réseau des caractéristiques Ids-Vds.....	127
IV.4.3 Effet de l'épaisseur d'oxyde l'aluminium (Al_2O_3).....	128
IV.4.4 Performances hyperfréquences	129
IV.4.5 Analyse physico-thermique du MOS-MHEMT à canal composite	130
IV.4.6 Distribution de la température de réseau.....	131
IV.4.7 Analyse du courant de grille.....	134
IV.5 Conclusion.....	136
Bibliographie du Chapitre IV	138
Conclusion générale	141
Annexes	145
Annexe A.....	145
Annexe B.....	149
Annexe C.....	157

Liste des figures

Figure I.1: Paramètre de maille et énergie de bande interdite pour divers matériau III-V (des alliages des composés III-V)	11
Figure I.2: Vitesse de dérive en fonction de champ électrique pour les matériaux non dopés ($N_d = 0$).....	13
Figure I.3: Schéma de principe du transistor MOSFET.....	15
Figure I.4: Principe de fonctionnement d'un transistor MOS : a) Etat bloqué, b) Etat passant.....	16
Figure I.5: Structure technologique du MESFET : a) Vue en coupe de la structure d'un MESFET sur GaAs, b) Photographie du MESFET issu de la fonderie TRIQUINT.	18
Figure I.6 : Vue en coupe et polarisation d'un MESFET GaAs.	19
Figure I.7: Photographie d'un MESFET bigrille.....	20
Figure I.8: Modèle à deux monogrilles en cascade.....	20
Figure I.9: Structure du HEMT sur GaAs	22
Figure I.10: Diagramme de bandes dans l'hétérojonction $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$: a) Avant contact, b) Après contact	23
Figure I.11: Technologie du PHEMT ; a) Structure du PHEMT sur GaAs ; b) Photographie du PPHEMT issu de la fonderie UMS.....	24
Figure I.12: Structure du HEMT $AlInAs/GaInAs$ adaptée en maille sur InP.	25
Figure I.13: Structure du HEMT métamorphique.....	26
Figure I.14: Evolution des figures de mérite des HEMT en production industrielle d'après l'ITRS..	28
Figure I.15: Subdivision du spectre électromagnétique.....	32
Figure I.16: Bilan énergétique dans un volume élémentaire $dx dy dz$	33
Figure II.1: Représentation schématique des bandes d'énergie d'un n-MOSFET, bandes plates (à gauche) et régime d'inversion faible (à droite)	46
Figure II.2: Variation de la bande interdite en fonction de la température	52
Figure II.3: Effet de la température sur la mobilité des électrons dans le GaN pour différentes concentrations	53
Figure II.4: Effet de la température sur la conductivité thermique dans le Si, GaN et GaAs.....	56
Figure II.5: Effet de la température sur la conductivité thermique dans l'InAlAs et l'InGaAs.	
Figure II.6: Mécanisme physique de génération de la chaleur.	57
Figure II.7: Maillage d'un transistor NMOSFET.	59
Figure II.8: Maillage d'un transistor DGMESFET.....	
Figure II.9: Couplage entre le modèle physique et le modèle thermique.	61

Figure III.1: Structure simulée du NMOSFET.	70
Figure III.2: Caractéristiques de sortie simulées à $V_{gs} = 0.8$ V pour $T = 300, 350, 400$ et 450 K	71
Figure III.3: Caractéristiques de transfert simulées à $V_{ds} = 0.5$ V pour $T = 300, 350, 400,$ et 450 K	71
Figure III.4: Répartition du champ électrique E_x suivant la longueur du composant pour $T = 300$ et 500 K.....	72
Figure III.5: Caractéristiques de sortie avec simulations thermiques (lignes continues avec symboles) et simulations isothermiques (symboles).....	72
Figure III.6 : Cartographie 2 D de la température de réseau pour :a) $V_{ds} = 3$ V et $V_{gs} = 1$ V, b) $V_{ds} = 2$ V et $V_{gs} = 1.8$ V, c) $V_{ds} = 2.8$ V et $V_{gs} = 1.8$ V.....	73
Figure III.7 : Carte 2D du terme source de chaleur pour $V_{ds} = 2.8$ V et $V_{gs} = 1.8$ V : a) Le transistor entier, b) Zoom proche du contact d grille, c) Concentration des électrons pour $V_{ds} = 1$ V et d) Concentration des électrons pour $V_{ds} = 0.8$ V.....	74
Figure III.8: Variation de la vitesse le long du canal ($V_{gs} = 2$ V, $V_{ds} = 3$ V, $y = 0.47$ μm).	75
Figure III.9: Variation de la température en fonction de la position x , $y = 0.45$ μm , $V_{ds} = 1$ V, $V_{gs} = 2$ V.....	76
Figure III.10: Variation de la température en fonction de la polarisation de drain pour, $x = 0.48$ μm et $y = 0.5$ μm , $V_{gs} = 1.8$ V.....	76
Figure III.11: Evolution de la température de réseau en fonction de la puissance dissipée pour, $x = 0.4$ μm et $y = 0.5$ μm , $V_{gs} = 1.8$ V.....	77
Figure III.12: Variation du champ électrique en fonction de la polarisation de drain, $x = 0.5$, $y = 0.45$ μm , $V_{gs} = 2$ V.....	77
Figure III.13: Répartition du champ électrique E_y suivant la longueur du composant, $y = 0.48$ μm , $V_{ds} = 2.8$ V, $V_{gs} = 1.8$ V.....	78
Figure III.14: Répartition du champ électrique E_x suivant la longueur du composant, $y = 0.48$ μm , $V_{ds} = 2.8$ V, $V_{gs} = 1.8$ V.....	78
Figure III.15: Effet de l'épaisseur d'oxyde de grille sur les caractéristiques I_{ds} - V_{ds} , $V_{gs} = 1.4$ V, (Simulation isothermique).....	79
Figure III.16: Effet de l'épaisseur d'oxyde de grille sur les caractéristiques I_{ds} - V_{ds} , $V_{gs} = 1.4$ V, (Simulation thermique).....	79
Figure III.17: Cartographie 2 D de la température de réseau pour $t_{ox} = 6\text{nm}$: a) $V_{ds} = 3$ V et $V_{gs} = 1$ V, b) $V_{ds} = 2.8$ V et $V_{gs} = 1.8$ V.....	80
Figure III.18 : Maillage du transistor bigrille pour deux milieux différents.....	81
Figure III.19 : Organigramme de résolution.....	82
Figure III.20: structure du transistor MESFET bigrille planaire : a) géométri du transistor, b) maillage	83

Figure III.21: Caractéristiques de sortie simulées pour $V_{g1s} = 0.3 \text{ V}$ et V_{g2s} variable avec ($R_s=R_d=0\Omega$) et $V_s=0.97 \times 10^7 \text{ cm/s}$	84
Figure III.22: Caractéristiques de sortie simulées pour $V_{g1s} = 0.2 \text{ V}$ et V_{g2s} variable avec ($R_s=R_d=0\Omega$) et $V_s=0.97 \times 10^7 \text{ cm/s}$	84
Figure III.23 : Influence de la distance inter-grilles, $V_{g1s} = -0.5\text{V}$ et $V_{g2s}= -0.05 \text{ V}$	85
Figure III.24: Répartition dans le MESFET bigrille GaAs,..... $V_{ds}=2\text{V}$, $V_{g1s}=-0.5\text{V}$ et $V_{g2s}=-0.1 \text{ V}$ a)Equipotentielle, b) Equiconcentrations normalisées	86
Figure III.25: Répartition dans le MESFET bigrille GaAs, $V_{ds}=2\text{V}$, $V_{g1s}=-0.5\text{V}$ et $V_{g2s}=-1.25\text{V}$ a)Equipotentielle, b) Equiconcentrations normalisées.....	87
Figure III.26: Répartition dans le MESFET bigrille GaAs, $V_{ds}=2\text{V}$, $V_{g1s}=-0.3\text{V}$ et $V_{g2s}=-0.1 \text{ V}$ a)Equipotentielle, b) Equiconcentrations normalisées.....	88
Figure III.27: Répartition dans le MESFET bigrille GaAs, $V_{ds}=2\text{V}$, $V_{g1s}=-0.3\text{V}$ et $V_{g2s}=-1.25 \text{ V}$ a)Equipotentielle, b) Equiconcentrations normalisées.....	89
Figure III.28: Influence de la longueur des grilles pour $V_{g1s} = -0.5 \text{ V}$ et $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$	91
Figure III.29: Influence de l'épaisseur de la couche active pour $V_{g1s} = -0.5\text{V}$, $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$	91
Figure III.30: Influence des résistances parasites pour $V_{g1s} = -0.5\text{V}$	92
Figure III.31: Effet de la température pour $V_{g1s} = -0,5 \text{ V}$ et $V_{g2s}= -0,05 \text{ V}$	93
Figure III.32: Variation du courant drain-source en fonction de la température et de la tension drain-source pour $V_{g1s} = -0.5 \text{ V}$, $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$	93
Figure III.33: Variation de la puissance en fonction de la température et de la tension drain- source pour $V_{g1s} = -0.5 \text{ V}$, $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$	94
Figure III.34: Comparaison des caractéristiques simulées dans les deux cas : linéaire et non linéaire pour $V_{g1s} = 0.2 \text{ V}$	94
Figure III.35: Structure du transistor MESFET bigrille avec substrat.....	95
Figure III.36: Comparaison des caractéristiques simulées dans les deux cas : avec et sans substrat ..	95
Figure III.37: Cartographie 2 D de la température de réseau pour : a) $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $V_{g1s} = -0.3 \text{ V}$, $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$, b) $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $V_{g1s} = -0.3 \text{ V}$, $V_{g2s} = -0.3 \text{ V}$	96
Figure III.38: Influence de l'épaisseur de la couche active pour : $V_{g1s} = -0.3 \text{ V}$, $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$	97
Figure III.39: Influence de la distance inter-grilles ; $V_{g1s} = -0.3\text{V}$ et $V_{g2s}= -0.05 \text{ V}$	98
Figure III.40: Influence de la distance grille1-drain ; $V_{g1s} = -0.3\text{V}$ et $V_{g2s}= -0.05 \text{ V}$	98
Figure III.41: Influence de la distance grille1-drain, $V_{g1s} = -0.3\text{V}$ et $V_{g2s}= -0.05 \text{ V}$	99
Figure III.42: Structure du DGMESFET/GaN simulée.....	100

Figure III.43: Réseau des caractéristiques DC du DGMESFET pour $V_{g1s} = 0.0$ V et $V_{g2s} = -0.25$ V (T varie de 300 à 900 K avec un pas de 100 K).	100
Figure III.44: Caractéristiques de transfert du DGMESFET pour $V_{ds} = 5$ V, la température varie de 300 à 900 K.	101
Figure III.45: Evolution de la température des électrons en fonction de V_{ds} aux points : ($x = 2.8$ μm ; $y = 0.2$ μm), $V_{g1s} = V_{g2s} = 0$ V.....	102
Figure IV.1: Structure de couche du MHEMT à canal composite.....	108
Figure IV.2: Structure du MHEMT maillé.	110
Figure IV.3: Diagramme des bandes d'énergie à l'équilibre thermodynamique de la structure MHEMT InAlAs/InGaAs avec 40% d'indium.....	110
Figure IV.4: Caractéristiques de sortie simulées (en vert) et mesurées (en bleu) à $T = 296$ K.....	111
Figure IV.5: Caractéristiques de transferts simulés (rouge) et mesurées (bleu) à $T = 296$ K, V_{ds} varie de 1 V à 2.2 V avec un pas de 0.2 V.	112
Figure IV.6: Répartition du champ électrique E_x dans le canal suivant la longueur du composant pour $V_{ds} = 2.1$ V, $V_{gs} = -0.12$ V.....	112
Figure IV.7: Répartition de la vitesse des électrons dans le canal suivant la longueur du composant pour $V_{ds} = 2.1$ V, $V_{gs} = -0.82$ V.....	113
Figure IV.8: Répartition du champ électrique E_x dans le canal suivant la longueur du composant pour $V_{ds} = 2.1$ V, $V_{gs} = -0.12$ V.....	113
Figure IV.9: Répartition de la vitesse des électrons dans le canal suivant la longueur du composant pour $V_{ds} = 2.1$ V, $V_{gs} = -0.82$ V.....	114
Figure IV.10: Carte 2D du potentiel dans le MHEMT InAlAs/InGaAs, $V_{ds} = 2.1$, $V_{gs} = -0.82$, $T = 296$ K.....	114
Figure IV.11: Carte 2D du potentiel dans le MHEMT InAlAs/InGaAs, $V_{ds} = 5$, $V_{gs} = -0.82$, $T = 296$ K.....	115
Figure IV.12: Carte 2D de la concentration en électron dans le MHEMT InAlAs/InGaAs, $V_{ds} = 2.1$, $V_{gs} = -0.82$, $T = 296$ K.	115
Figure IV.13: Carte 2D de la concentration en électron dans le MHEMT InAlAs/InGaAs, $V_{ds} = 5$, $V_{gs} = -0.82$, $T = 296$ K.	116
Figure IV.14: Caractéristiques de sortie simulées avec (en bleu) et sans effet thermique (en rouge) dans MHEMT InAlAs/InGaAs à canal composite.....	117
Figure IV.15: Carte 2D de la température du réseau dans le MHEMT InAlAs/InGaAs avec : $V_{gs} = -0.12$ V, $V_{ds} = 2.0$ V : (a) le composant entier et (b) zoom proche du canal.	117
Figure IV.16: Carte 2D de la température du réseau dans le MHEMT InAlAs/InGaAs avec $V_{gs} = -0.02$ V, $V_{ds} = 2.0$ V : (a) le composant entier et (b) zoom proche du canal.	118

Figure IV.17: Carte 2D des grandeurs électriques et thermiques dans le MHEMT InAlAs/InGaAs avec : $V_{gs} = -0.02$ V, $V_{ds} = 2.0$ V : (a) potentiel, (b) champ électrique, (c) densité de courant et (d) terme source de chaleur.....	119
Figure IV.18: Evolution de la température dans le MHEMT InAlAs/InGaAs, pour $V_{gs} = -0.02$, -0.12 et -0.22 V.	120
Figure IV.19: Evolution de la température de réseau dans le MHEMT le long du composant pour cinq profondeurs ($y = 0.006, 0.0175, 0.0215, 0.0305$ et 0.1855 μm), Pour $V_{gs} = -0.42$ et $V_{ds} = 4$ V.....	121
Figure IV.20: Evolution de la température de réseau en fonction de la densité de puissance dissipée pour $V_{gs} = -0.02$ V et -0.12 V.....	122
Figure IV.21: Evolution de la vitesse des électrons le long du MHEMT InAlAs/InGaAs à canal composite pou une profondeur $y = 0.019$ μm , $V_{gs} = -0.02$ et $V_{ds} = 2$ V :a) Simulation iso-thermique, b)Simulation thermique.....	123
Figure IV.22: Carte 2D de la température de réseau, $V_{gs} = -0.12$ et $V_{ds} = 2$ V : a) température de socle égale 300 K, b)température de socle égale 323 K.....	123
Figure IV.23: Effet de la température sur la fréquence de coupure, $V_{gs} = -0.5$ V et $V_{ds} = 2$ V.....	124
Figure IV.24: Effet de la température sur la fréquence maximale d'oscillation, $V_{gs} = -0.5$ V et $V_{ds} = 2$ V.....	125
Figure IV.25: Coupe schématique du MOS-MHEMT simulée.	126
Figure IV.26: Caractéristiques de sortie simulées dans l'InAlAs/InGaAs MOS-MHEMT.....	127
Figure IV.27: Caractéristique de transferts simulés du MOS-MHEMT à canal composite, V_{ds} varie de 1 V à 2.0 V avec un pas de 0.2 V.	127
Figure IV.28 : Le MOS-MHEMT InAlAs/InGaAs, carte 2D : a) Concentration en électron ; panneau gauche : structure entière et droit, zoom proche du canal, b) Potentiel électrostatique ; panneau gauche : structure entière et droit, zoom proche du canal pour : $V_{ds} = 2$ V, $V_{gs} = -0.2$, $T = 300$ K..	128
Figure IV.29: Caractéristiques de sortie simulées avec une épaisseur d'oxyde de : 20 \AA (en rouge) et 10 \AA (en bleu).	129
Figure IV.30: La fréquence de coupure du MHEMT (en rouge) et MOS-MHEMT (en bleu), $V_{gs} = -0.5$ V et $V_{ds} = 2$ V.....	130
Figure IV.31: La fréquence maximale des oscillations du MHEMT (en bleu) et MOS-MHEMT (en rouge), $V_{gs} = -0.5$ V et $V_{ds} = 2$ V.	130
Figure IV.32: Caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ simulées avec (en rouge) et sans effet thermique (en bleu) dans MOS-MHEMT InAlAs/InGaAs, $t_{ox} = 10$ \AA	131
Figure IV.33: Carte 2D de la température du réseau dans le MOS-MHEMT InAlAs/InGaAs avec : $V_{gs} = -0.12$ V, $V_{ds} = 2.0$ V : (a) zoom proche du canal ; (b) le composant entier.....	
$V_{gs} = -0.02$ V, $V_{ds} = 2.0$ V : (c) zoom proche du canal ; (d) le composant entier.....	132

Figure IV.34: Evolution de la température de réseau dans le MOS-MHEMT InAlAs/InGaAs, pour $V_{gs} = -0.12$ V..... 133

Figure IV.35: Evolution de la température de réseau en fonction de la densité de puissance dissipée pour $V_{gs} = -0.12$ V..... 133

Figure IV.36: Courant de grille d'un transistor MHEMT (trait plein) et d'un MOS-MHEMT (symboles) mettant en évidence la température. 136

Figure A.1: Matériaux ternaires de gaps différents, séparés et à l'équilibre thermodynamique. 145

Figure A.2 : Diagramme énergétique de l'hétérojonction isolée à l'équilibre thermodynamique. 146

Figure A.3: Variation du niveau de Fermi sous polarisation, $V_{gs} > 0$ 146

Figure A.4: Variation du niveau de Fermi sous polarisation, $V_{gs} < 0$ 147

Figure A.5: Diagramme énergétique du HEMT à l'équilibre et sous polarisation négative de grille. 148

Figure C.1: Entrées et sorties d'Atlas. 157

Figure C.2: Ordre des groupes des commandes dans un programme Atlas..... 158

Liste des tableaux

Tableau I-1: Les principaux composés III–V, E_g est l'énergie de la bande interdite, m^*/m_0 est la masse effective, λ_g est la longueur d'onde et a_0 est le paramètre cristallin.	9
Tableau I-2: Principales caractéristiques physiques, électriques et thermiques du silicium et des semi-conducteurs composés : le Gap est largeur de la bande interdite, V_{sat} , est la vitesse limite des électrons, a est le paramètre cristallin, n_i est la concentration intrinsèque	10
Tableau I-3: Comparaison des propriétés des alliages III-V à 300 K	13
Tableau I-4: Exemple de fonctions électroniques réalisées en technologie MOSFET	17
Tableau I-5: Performances en fréquences des MOS nanométriques	17
Tableau I-6: Les principales réalisations en technologie HEMT.	28
Tableau I-7: Technologie de HEMTs pour l'onde millimétrique (10 GHz-100 GHz).	29
Tableau I-8: Exemples de coefficient de convection.....	31
Tableau II-1: Valeurs des constantes α et β et du gap des matériaux Si, GaAs, $In_{0.40}Al_{0.60}As$, $In_{0.40}Ga_{0.60}As$ et GaN	51
Tableau II-2: Valeur de la mobilité des électrons dans InAlAs et InGaAs.	54
Tableau II-3: Caractéristiques thermiques des semi-conducteurs utilisés.	55
Tableau III-1: Données géométriques et électriques du MESFET bigrille planaire	83

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Le marché de l'électronique est marqué par une évolution sans cesse croissante vers des appareils plus petits, plus performants et moins onéreux, due principalement à la miniaturisation des composants et à l'évolution de leurs performances. On peut citer par exemple le transistor MOSFET (*Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor*) dont le principe est basé sur la création d'une couche d'inversion à l'interface semiconducteur-oxyde sous l'effet d'un champ électrique. Ce composant est d'ailleurs très vite devenu l'élément de base de la microélectronique analogique et numérique, en raison de la maturité de la technologie Silicium, de l'existence à l'état naturel du silicium et d'un oxyde de silicium SiO_2 stable et aux excellentes qualités d'interface rendant relativement aisés les différents procédés de fabrication du transistor. Cependant les MOSFETs, malgré la miniaturisation, ne permettent pas aujourd'hui de répondre aux besoins croissants en communications liés au développement des nouvelles technologies, en particulier au développement des systèmes de grande rapidité et de grande capacité nécessitant des bandes passantes beaucoup plus larges comme par exemple les communications très haut débit au delà de 40 Gb/s, les scanners des aéroports, les radars anti collisions,.... Le développement de ces applications nécessite de disposer de composants plus rapides c'est-à-dire ayant des performances en fréquence largement supérieures à celles des MOSFETs.

Les matériaux semiconducteurs binaires du type III-V comme le GaAs (*Arséniure de gallium*), l'InP (*Phosphore d'indium*) ou le GaN (*Nitride de gallium*), offrent une très bonne alternative et un choix très varié de matériaux avec des propriétés électriques, thermiques et optiques dépassant largement celles du silicium. Ces matériaux sont utilisés aujourd'hui dans les circuits électroniques rapides fonctionnant à des débits allant jusqu'à 80 Gb/s [1] et voire 112 Gb/s [2].

Pour la réalisation de ces circuits, deux types de composants peuvent être exploités, le transistor bipolaire à simple ou à double hétérojonction et le transistor unipolaire. Ce sont les transistors unipolaires auxquels nous nous intéressons dans ce travail de thèse et plus précisément le MOSFET, le DGMESFET (*Dual-Gate Metal Semiconductor Field Effect Transistor*) pour les applications nécessitant des bandes passantes autour de (10-20) GHz et le HEMT (*High Electron Mobility Transistor*) pour des bandes passantes plus larges.

Afin d'assurer la pérennité des systèmes électroniques utilisant ces dispositifs, de nombreuses études de fiabilité ont été menées [3, 4]. Les principaux problèmes de fiabilité liés aux éléments extrinsèques de ces dispositifs sont en partie résolus grâce aux améliorations des procédés d'épitaxie et d'optimisation des structures. Les mécanismes intrinsèques (ionisation par impact, effet kink, effet kirk, effet thermique, etc...) présentent un impact grandissant sur le fonctionnement des FETs ainsi que sur leurs performances [5, 6].

Les travaux développés dans cette thèse portent sur l'étude de l'un de ces mécanismes qui est l'effet thermique. La chaleur générée par la puissance dissipée dans la zone active conduit à l'augmentation de sa température qui se propage principalement par conduction via les contacts ohmiques et/ou via le substrat. L'élévation de la température dans la zone active a un impact non négligeable dans la dégradation de nombreux paramètres physiques des transistors et en particulier la dégradation de leurs propriétés de transport comme par exemple la mobilité des électrons ou encore leurs vitesse de saturation. En conséquence, elle constitue l'un des principaux facteurs limitant les performances physiques et électriques des FETs et son influence sur la fiabilité de ces composants est peu connue.

Ce travail de thèse s'intéresse à l'étude des effets thermiques d'abord dans le MOSFET à canal N (NMOSFET sur Si) pour sa grande utilisation notamment dans la technologie CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*). En effet, la plupart des industriels de la microélectronique focalisent leurs efforts sur la technologie CMOS. L'inverseur CMOS étant l'élément de base de tous les circuits intégrés numériques constituant de nombreuses applications comme par exemple les ordinateurs, les téléphones portables, les caméscopes, les appareils photos numériques,.... De plus, la grande densité d'intégration offerte par la technologie CMOS et sa faible consommation ont permis de réaliser des fonctions électroniques à faible coût.

La miniaturisation de ce composant en vue d'augmenter encore sa densité d'intégration et sa fréquence de fonctionnement se heurte à de grands défis technologiques, d'autant plus que la miniaturisation du MOSFET provoque une variation importante de ses paramètres physiques.

Ces limitations nous ont conduit à l'étude d'un autre type de composant unipolaire, le DGMESFET sur substrat GaAs largement utilisé dans les circuits radiofréquences (RF) et micro-ondes tels que les multiplicateurs de fréquence, les mélangeurs, les amplificateurs à gain contrôlé, etc...

Pour les applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques, les composants HEMT/GaAs qui sont des composants à hétérojonction ont montré leur capacité à répondre aux besoins de ces applications. Dans ce cadre nous nous sommes intéressés à l'étude du transistor HEMT à couche tampon métamorphique MHEMT (*Metamorphic High Electron Mobility Transistor*) qui a fait l'objet de nombreux travaux de recherche [7, 8]. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux MHEMTs à canal composite à base de l' $\text{In}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ induisant des propriétés électriques plus favorables telles que la haute mobilité et la grande vitesse de saturation des électrons. De plus, le taux d'indium respectif de 40 % dans le canal et 30 % dans le sous-canal permet de réduire le mécanisme d'ionisation par impact.

Malheureusement, lors du fonctionnement des transistors, la puissance dissipée produit l'effet d'auto-échauffement dû essentiellement à l'effet Joule. Cet effet engendre une dégradation des propriétés de transport dans les matériaux conduisant à la détérioration des performances de ces composants voire

au claquage thermique entraînant leur destruction. Il est donc nécessaire d'étudier l'influence de la dissipation thermique et de la température de réseau sur l'ensemble des paramètres physico-électriques de ces transistors.

A la date à laquelle a commencé ce travail de thèse, il existait des travaux publiés dans le domaine concernant le comportement DC du MHEMT à canal composite [9, 10]. L'effet de la température sur les caractéristiques statiques et dynamiques du transistor $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ MHEMT à deux plans de dopage a été aussi rapporté par Chun-Wei Chen et al. [11], mais l'effet thermique sur le transistor MHEMT à canal composite et à simple plan de dopage n'a pas été étudié et c'est dans cette direction que nous avons orienté cette partie du travail de thèse.

Les objectifs visés dans cette thèse, concernent d'une part l'analyse et la modélisation thermique des transistors MOSFET sur Si, DGMESFET sur GaAs et GaN et MHEMT sur $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$, et d'autre part la recherche de solutions pour réduire la dissipation thermique et le courant de fuite de grille afin d'améliorer leurs performances.

Pour le transistor NMOSFET standard, l'augmentation de l'épaisseur du diélectrique (SiO_2) permet de minimiser le point chaud (hot spot) du composant et par conséquent la réduction de la dissipation thermique, mais avec la diminution du courant drain-source.

Pour la technologie DGMESFET l'augmentation de la distance grille-drain conduit à la diminution de la dissipation thermique. L'augmentation de la longueur de grille permet aussi de réduire le point chaud du composant et par suite la réduction de l'auto-échauffement (self-heating). Malheureusement les performances dynamiques en puissance du composant se dégradent. L'amincissement du substrat est alors nécessaire pour accélérer le transit de la chaleur afin de réduire la dissipation thermique.

Le compromis entre puissance, température et courant de grille peut être contourné dans le MHEMT en utilisant un contact de grille de type Métal-Oxyde-Semiconducteur dans lequel le diélectrique doit être de type high-k.

Afin de mettre en exergue la problématique traitée et exposer nos contributions, nous avons organisé cette thèse en quatre chapitres:

Dans le premier chapitre, nous rappelons l'intérêt des matériaux binaires et leurs alliages ternaires utilisés dans les différentes familles des transistors MOSFET, DGMESFET ainsi que les différentes filières du HEMT. Nous présentons notamment les applications et les performances correspondant à chacun de ces transistors tout en insistant sur le choix des transistors adaptés à chaque type d'application et le choix du matériau pour la réalisation des transistors de haute performance en fréquence. Nous établissons un état de l'art des différentes filières du HEMT en termes de performances dynamique et électriques pour différentes longueurs de grille.

Nous présentons également quelques notions de base sur les phénomènes thermiques et les différents modes de propagation de la chaleur.

Le second chapitre, est consacré à l'étude de la dépendance des matériaux Si, GaAs, GaN et l' $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ de la température ainsi qu'à la description de l'approche bidimensionnelle physico-thermique utilisée, basée sur la méthode des éléments finis. Dans cette optique, nous présentons les équations différentielles utilisées, le couplage du modèle physique avec le modèle thermique et les conditions aux limites.

Le troisième chapitre, regroupe la modélisation numérique bidimensionnelle des transistors NMOSFET et MESFET double grille (DGMESFET) conçu avec deux technologies (GaAs et GaN). Cette modélisation permet une caractérisation DC fournissant des informations sur le comportement statique du DGMESFET telles que les caractéristiques courant-tension, les distributions du potentiel et de la concentration en électrons, ainsi que l'influence de certains paramètres technologiques sur le fonctionnement des transistors.

Le dernier chapitre, expose les résultats de simulation obtenus concernant les performances électriques et thermiques des deux structures MHEMT et MOS-MHEMT $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ à canal composite. Cette partie présente l'impact des effets thermiques sur les caractéristiques statiques et dynamiques du MHEMT à canal composite fournis par l'entreprise « OMMIC ». De cette étude, plusieurs points ressortent:

- En régime statique, on note que pour le même point de polarisation, le point chaud est plus faible dans le cas d'un MHEMT à canal composite que pour un MOS-MHEMT à canal composite. De plus, le mécanisme d'ionisation par impact qui se manifeste par l'apparition d'un pic sur les caractéristiques $I_{gs}(V_{gs})$ diminue pour la technologie MOS-MHEMT.
- En régime dynamique, les performances du MOS-MHEMT à canal composite sont supérieures à celles du MHEMT à canal composite.

Enfin, une conclusion et des orientations pour des travaux futurs sont établies à la fin de cette thèse.

Bibliographie Introduction générale

- [1] **R. E. Makon, M. Lang, R. Driad, K. Scheider, M. Ludwig, R. Aidam, R. Quay, M. Schlechtweg, G. Weimann**, “Over 80 Gbit/s 2:1 multiplexer and low power selector ICs using InP/InGaAs DHBTs”, *Electronics Letters*, Vol. 41, Issue 11, pp. 644-646, 2005.
- [2] **Gilles Amadou Koné**, “Caractérisation des effets thermiques et des mécanismes de défaillance spécifiques aux transistors bipolaires submicroniques sur substrat InP dédiés aux transmissions optiques Ethernet à 112 Gb/s”, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux 1, 20 décembre 2011.
- [3] **Jérôme Vallon**, “Introduction à l’étude de la fiabilité des cellules de commutation à IGBT sous fortes contraintes”, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse (INPT), 2003.
- [4] **Corinne Bestory**, “Développement d’une stratégie de conception en vue de la fiabilité pour la simulation de la fiabilité et la prévision de la durée de vie des circuits intégrés dès la phase de conception”, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I, 17 septembre 2008.
- [5] **B. G. Vasallo, J. Mateos, D. Pardo, T. Gonzalez**, “Monte Carlo study of kink effect in short-channel InAlAs/InGaAs high electron mobility transistor”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 94, Issue 6, pp. 4096-4101, 2003.
- [6] **Kang, Ting-Kuo**, “Physics of enhanced impact ionization in strained-Si p-channel metal-oxide-semiconductor field-effect transistors”, *Applied Physics Letters*, Vol. 92, Issue 15, pp. 153501-153501-3, 2008.
- [7] **Jin Hee Lee, Hyung Sup Yoon, Jae Yeob Shim, Ju Yeon Hong, Dong Min Kang, Hae Cheon Kim, Kyung Ik Cho, Kyung Ho Lee, Boo Woo Kim**, “0.15 μm gate length MHEMT technology for 77 GHz automotive radar applications”, *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, 16th IPRM, pp. 24-27, 2004.
- [8] **A. Tessmann, A. Leuther, H. Massler, V. Hurm, M. Kuri, M. Zink, M. Riessle, R. Losch**, “High-gain submillimeter-wave mHEMT amplifier MMICs”, *Microwave Symposium Digest (MTT), IEEE MTT-S International*, pp. 53-56, 2010.
- [9] **J. Bellaïche, P. Baudet, S. Demichel, M. Renvoisé, H. Maher, J. F. Pautrat, M. G. Périchaud, S. Lafont**, “Release for production of a 150 GHz, 125 nm gate 40% In Metamorphic GaAs HEMT MMIC process”, *CS MANTECH Conference*, pp. 19-22, Vancouver, British Columbia, Canada, April 2006.
- [10] **Kang-Sung Lee, Young-Su Kim, Yun-Ki Hong, Yoon-Ha Jeong**, “35-nm Zigzag T-Gate $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Metamorphic GaAs HEMTs With an Ultrahigh f_{max} of 520 GHz”, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 28, No. 8, pp. 672-675, August 2007.
- [11] **Chun-Wei Chen, Po-Hsien Lai, Wen-Shiung Lour, Der-Feng Guo, Jung-Hui Tsai and Wen-Chau Liu**, “Temperature dependences of an $\text{In}_{0.46}\text{Ga}_{0.54}\text{As}/\text{In}_{0.42}\text{Al}_{0.85}\text{As}$ based metamorphic high electron mobility transistor (MHEMT)”, *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 21, pp. 1358-1363, 2006.

CHAPITRE I

FILIERES TECHNOLOGIQUES ET RAPPEL DES PHENOMENES THERMIQUES

Chapitre I

Filières technologiques et rappel des phénomènes thermiques

I-1 Introduction

Ce chapitre présente les caractéristiques physiques et thermiques des matériaux semi-conducteurs silicium, des matériaux III-V ainsi que celles de certains matériaux ternaires. Il discute les atouts de ces différents matériaux pour la réalisation des composants à effet de champs en insistant sur les caractéristiques permettant de concevoir des transistors destinés aux applications hyperfréquences (paragraphe I-2).

Les différents types des composants à effet de champ c'est-à-dire le JFET, le MOSFET, le MESFET et le HEMT sont ensuite présentés dans le paragraphe I-3. Après avoir énuméré ces composants et expliqué brièvement les particularités qui les distinguent, de point de vue structure et principe physique, ce paragraphe présente l'étude des composants à effet de champ exploités dans les applications microondes (MOSFET, MESFET à simple et à double grille, HEMT adapté en maille, HEMT pseudomorphique, HEMT métamorphique). Il explique les éléments technologiques et les propriétés des matériaux constituant chacun de ces composants. Il détaille ensuite leur fonctionnement physique et électrique et précise leur performance actuelle tout en donnant des exemples d'application pour chaque composant.

Il précise enfin le ou les paramètre (s) responsables de la limite de leur montée en fréquence comme par exemple la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active et de son dopage. En effet, pour une technologie fixée, un bon compromis entre ces paramètres permet de réaliser un composant ayant une mobilité intéressante alliée à une tension de seuil convenable. Une longueur de grille réduite améliore les performances en fréquence de ces composants mais augmente la conductance de sortie et un fort dopage améliore la tension de seuil mais dégrade la mobilité

électronique des électrons donc leur vitesse moyenne et leur performance en fréquence. Enfin des notions sur les phénomènes thermiques sont rappelées dans le paragraphe I-4.

Ces effets sont aussi responsables de la dégradation des caractéristiques des composants, circuits et systèmes électroniques. A titre d'exemple un microprocesseur d'un ordinateur PC en technologie MOS 90 nm peut dégager en fonctionnement plusieurs dizaines de Watt ce qui peut avoir un impact important sur sa fiabilité et ses performances [1].

I-2 Filières technologiques

I-2-1 Silicium et matériaux III-V

L'abondance du silicium (Si) substrat existant à l'état naturel, sa robustesse et l'existence du dioxyde de silicium qui est un très bon isolant, permettent de réaliser des composants électroniques à faible coût (diamètre des tranches Si nettement supérieur à celui des tranches des composants III-V). Le rapport de la mobilité des trous / mobilité des électrons du silicium qui est supérieur à celui du matériau GaAs offre la possibilité de réaliser des composants MOS complémentaire CMOS (NMOS et PMOS). En fin la maturité de la technologie Si permet la réalisation de circuits plus fiables à forte densité d'intégration. L'ensemble de ces avantages font du Si le matériau le plus utilisé pour la fabrication des composants électroniques et des circuits intégrés analogiques et numériques [2]. Le tableau I-2 qui compare les différents matériaux donne quelques caractéristiques du silicium.

Les matériaux III-V sont issus d'une association d'éléments de la colonne III et d'éléments de la colonne V du tableau de la classification périodique des éléments. L'étude de leur structure de bandes montre, en particulier, que les éléments les plus légers donnent des composés dont la bande interdite est large et indirecte et dans lesquels la masse effective des électrons est élevée. Ces matériaux présentent peu d'intérêt pour l'électronique rapide. C'est le cas du Bore, de l'Aluminium, de l'Azote et du phosphore de gallium GaP. Par contre les composants à base de gallium (arséniure ou antimoniure de gallium respectivement GaAs ou GaSb) ou d'indium (InP, InAs, InSb), ont des propriétés très intéressantes [3, 4]. Le tableau I-1 présente les principales caractéristiques des composés III-V [5]. Le tableau I-2 présente les principales caractéristiques du GaAs comparées à celles des matériaux Si, 4H-SiC, InP et GaN à la température $T = 300\text{ K}$ [2, 5].

Comparé au Si, les composés III-V dispose des caractéristiques plus intéressantes pour la fabrication de composants hyperfréquences comme par exemple, la vitesse de saturation des

électrons et leur mobilité plus grandes, le faible bruit HF et une plus grande tension de claquage [6]. On peut citer les filières GaAs (MESFET, TBH) qui permettent de réaliser des applications 40 GHz et les filières InP (TBDH, MHEMT, PHEMT) pour les applications largement supérieures à 100 GHz [7, 8, 9].

Composé III-V		Eg (eV)	λ_g (m)	m^*/m_0	a_0 (Å°)	Structure de la bande interdite
B	N	7.5	0.17		36150	indirecte
Al	P	2.45	0.51		5463	
Al	As	2.16	0.57		5661	
Al	Sb	1.58	0.75	0.12	6138	
Ga	P	2.26	0.55	0.82	5449	
Ga	As	1.42	0.87	0.063	5653	directe
Ga	Sb	0.72	1.85		6095	
In	P	1.35	0.92	0.08	5868	
In	As	0.36	3.44		6058	
In	Sb	0.17	7.30		6479	

Tableau I-1: Les principaux composés III-V, E_g est l'énergie de la bande interdite, m^*/m_0 est la masse effective, λ_g est la longueur d'onde et a_0 est le paramètre cristallin.

Les propriétés thermiques d'un matériau semi-conducteur sont importantes dès qu'on envisage de réaliser des dispositifs de puissance et/ou d'augmenter la densité d'intégration. La conductivité thermique (K (T)) a tendance à décroître en fonction de la température. Ceci peut conduire à des difficultés de dissipation thermiques. En effet, plus la conductivité thermique est importante, plus l'évacuation des calories est favorisée, moins il y a d'auto échauffement pour une puissance dissipée donnée [10, 11]. Ce paramètre n'est que de $0,5 \text{ W.cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour le GaAs contre $1.5 \text{ W.cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour le silicium à 300 K. On constate par ailleurs que K_L diminue lorsqu'on fait croître la densité des porteurs libres (le dopage).

	Si	GaAs	InP	GaN	4H-SiC
Structure de bande	Indirecte	Directe	Directe	Directe	Indirecte
Gap (e v) à 300 K	1,12	1,424	1,34	3,36	2,99
Gap (e v) à 0 K	1,17	1,52	1,42	3,50	3,03
a (A°)	5,43	5,65	5,87	5,18	15,11
n_i (cm⁻³)	1,5 10 ¹⁰	2,2 10 ⁶	2 10 ⁷	1,9 10 ⁻¹⁰	8,2 10 ⁻⁹
m*/m₀	0,98/0,19	0,067	0,078	0.2	--
μ_n (cm²/ V.s)	1500	8500	5100	1400	700
μ_p (cm² / V.s)	450	400	150	295	115
V_{sat} (cm/s)	10 ⁷	10 ⁷	2.10 ⁷	2,5.10 ⁷	2. 10 ⁷
ε_r	11.8	12.8	12.4	8.9	10
ξ_m(V/cm)	3,7 10 ⁵	4 10 ⁵	5 10 ⁵	3,3 10 ⁶	2 10 ⁶
K_L (W/cm.K)	1,5	0,5	0,7	1,7	5
Hétérostructures possibles	Si/SiGe	AlGaAs/GaAs InGaP/GaAs AlGaAs/InGaAs (InAlAs/InGaAs)	(InAlAs/ InGaAs)	AlGaN/GaN InGaN/GaN	--

Tableau I-2 [12, 13] : Principales caractéristiques physiques, électriques et thermiques du silicium et des semi-conducteurs composés : le Gap est largeur de la bande interdite, V_{sat} , est la vitesse limite des électrons, a est le paramètre cristallin, n_i est la concentration intrinsèque

m^*/m_0 : Masse effective des électrons

μ_n : Mobilité des électrons

μ_p : Mobilité des trous

ξ_m : Champ de claquage.

ϵ_r : permittivité relative

K_L : conductivité thermique

I-2-2 Matériaux ternaires InAlAs/InGaAs

I-2-2-1 Propriétés cristallines

La contrainte élastique due au désaccord de maille modifie les propriétés optiques et électriques du matériau, en particulier l'énergie de sa bande interdite. Une couche barrière AlInAs réalisée sur le substrat GaAs permet d'obtenir un accord de maille suffisant. La figure I.1 présente le paramètre de maille en fonction de l'énergie de la bande interdite pour les principaux alliages utilisés [14].

Les points du graphe indiquent la position des composés binaires stœchiométriques, et les lignes représentent l'évolution du gap E_g et du paramètre cristallin a , en fonction de la composition des alliages ternaires.

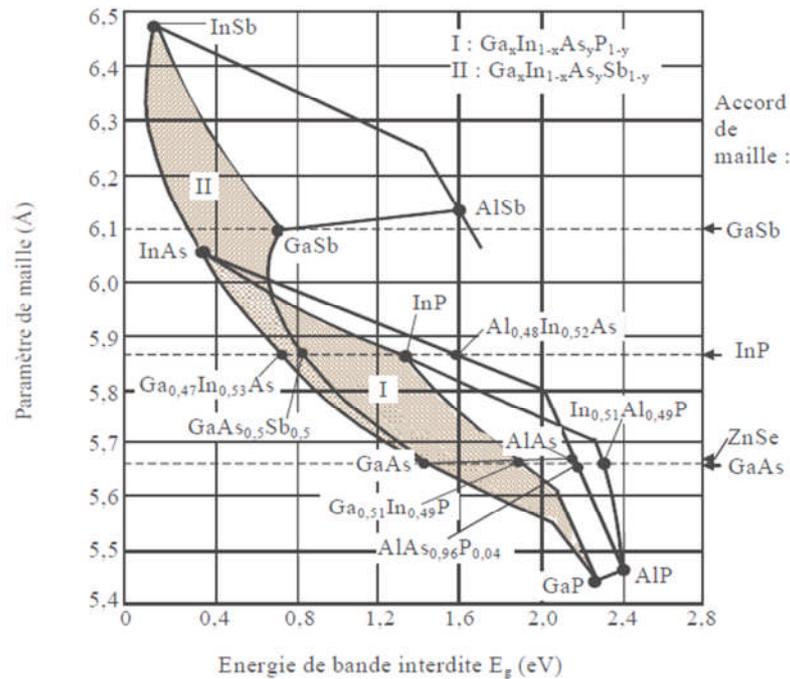


Figure I.1 : Paramètre de maille et énergie de bande interdite pour divers matériaux III-V (des alliages des composés III-V) [15].

Certaines lignes présentent un point anguleux qui dénote une transition entre un gap direct et un gap indirect. Ce diagramme permet de connaître la composition de tout alliage ternaire qui pourrait être déposé par épitaxie, sur un substrat binaire comme GaAs ou InP [16].

Le paramètre de maille (paramètre a) d'une telle structure dépend de la nature des éléments chimiques. Une maille cristalline est d'autant plus grande que le numéro atomique des éléments la constituant est grand. Ainsi dans le cas d'une structure ternaire d' $In_xGa_{1-x}As$, l'incorporation d'indium dans la maille cristalline du GaAs augmente le paramètre de maille de l'alliage [17].

Les paramètres de maille des composés ternaires sont calculés à partir des paramètres des deux composés binaires correspondants et pour les composés quaternaires, on considère les quatre composés ternaires associés. La loi d'interpolation dite de Vegard est utilisée pour calculer le paramètre de maille des composés ternaires [18, 19]. Les exemples suivants expliquent le calcul du paramètre a :

- Calcul du paramètre a pour le matériau ternaire $Ga(x)In(1-x)As$:

$a (InGaAs) = x.a.(InAs) + (1-x).a.(GaAs)$ avec x la fraction molaire de gallium

$$P(GaInAsP) = \frac{x(1-x)(yP(InAsP) + (1-y)P(GaAsP)) + y(1-y)(xP(GaInP) + (1-x)P(GaInAs))}{x(1-x) + y(1-y)}$$

Avec y la fraction molaire d'arsenic.

I-2-2-2 Bande d'énergie

Les alliages InAlAs et InGaAs ont une structure de bande interdite directe comme les matériaux III-V. La transition, recombinaison des électrons de la bande de conduction avec les trous de la bande de valence, s'effectue dans ce cas avec la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Ces matériaux à bande interdite directe sont en particulier exploités pour la réalisation des composants optoélectroniques.

L' $\text{Al}_{0.60}\text{In}_{0.40}\text{As}$ possède une très grande largeur de bande interdite (1.72 eV). Son utilisation en tant que barrière pour l'hétérojonction AlInAs/GaInAs est possible. La discontinuité de bandes de conduction de cette hétéro structure permet une grande concentration d'électrons dans le puits de potentiel formé à l'interface de ces matériaux.

I-2-2-3 Propriétés de transport de l'InGaAs

La figure I.2 donne l'évolution de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique des matériaux ternaires. A titre de comparaison, elle présente aussi celle du Si, Ge et celle du GaAs (matériaux intrinsèques, $N_D = 0$, température ambiante).

La caractéristique liant la vitesse de dérive au champ électrique appliqué présente deux régions:

- Une région linéaire (champ électrique faible ou champ électrique inférieur au champ critique) : La forte courbure de la bande de conduction au voisinage de son minimum $k = 0$ conduit à des masses effectives très faibles et donc à une mobilité électronique importante. La vitesse varie donc linéairement en fonction du champ électrique.
- Une région de saturation de vitesse (champ électrique élevé) :
Lorsque le champ électrique devient important, les électrons acquièrent une énergie suffisante qui leur permet d'atteindre les vallées satellites. Leur masse effective augmente et leur mobilité s'affaiblit. Cette situation explique le phénomène de saturation de vitesse de transport des électrons observés dans les matériaux III-V et qui se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs.

Nous présentons sur le tableau I-3 les principales caractéristiques de transport de quelques alliages III-V.

La mobilité électronique de l'InGaAs : $\mu_n \approx 10000 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$ à 300 K, ainsi que sa vitesse de pic importante et son énergie de bande interdite (0.75 eV) permettent de réaliser de transistors plus rapides. La hauteur de barrière Schottky (0.5 à 0.8 eV à 300 K) de l'AlInAs et la grande

bande interdite de la couche Schottky InAlAs (2 eV) permet d'obtenir une caractéristique de diode de bonne qualité [14].

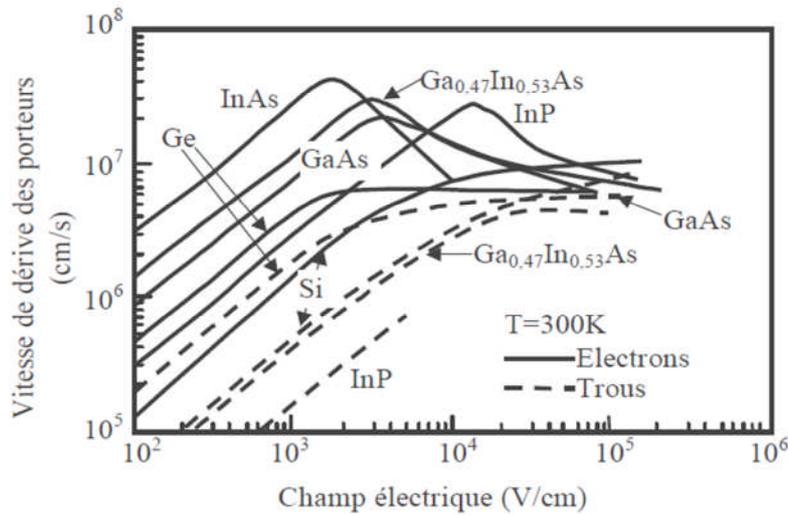


Figure I.2 : Vitesse de dérive en fonction de champ électrique pour les matériaux non dopés ($N_d = 0$) [20].

	le gap Eg(eV)	Paramètre de maille (Å°)	Mobilité électronique du matériau Nid (cm ² /V.s)	Mobilité des trous du matériau Nid (cm ² /V.s)	Vitesse maximale électronique (10 ⁷ cm/s)
Al _{0,3} Ga _{0,7} As	1,798	5,656	3000	100	1
Al _{0,48} In _{0,52} As	1,46	5,869	4000	180	0,4
In _{0,2} Ga _{0,8} As	1,14	5,71	11000	--	>2,1
In _{0,53} Ga _{0,47} As	0,78	5,869	13000	300	2,7

Tableau I-3 : Comparaison des propriétés des alliages III-V à 300 K [21].

I-3 Transistors micro-ondes à effet de champ

I-3-1 Généralités

Le fonctionnement de ces composants est assuré par un seul type de porteur qui définit leurs propriétés de transport (composants unipolaires). Pour les composants destinés aux applications hautes fréquences, le type de porteur doit présenter les meilleures propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion) [22]. Les premiers transistors ont été réalisés sur substrat silicium qui offre de nombreux avantages (structure simple, peu onéreux, facile à réaliser). La recherche de la rapidité a fait immerger des transistors réalisés sur substrat GaAs qui présentent de

meilleure performance en fréquence [23].

Le principe de fonctionnement de ces composants peut être comparé à celui d'une résistance semi-conductrice dont la section est modulée par les tensions de polarisation [24]. Différents composants obéissant à ce principe ont été réalisés :

- le JFET (Junction Field Effect Transistor): grille à jonction PN,
 - le MOSFET (Metal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor): grille métallique isolée de la couche active par un oxyde isolant,
 - le MESFET (Metal Semi-conductor Field Effect Transistor): Grille métallique à barrière Schottky,
 - le HEMT (High Electron Mobility Transistor): Grille métallique à barrière Schottky,
- Dans le transistor à effet de champ à jonction JFET, l'électrode de commande est constituée par une jonction PN latérale, polarisée en inverse. La variation de la section conductrice du barreau est obtenue par modulation de la largeur de la zone de déplétion de la jonction résultant de la variation de la tension de polarisation.
- Dans le transistor à effet de champ à barrière de Schottky MESFET, le processus mis en jeu est le même que précédemment mais la zone de déplétion est obtenue par la polarisation inverse d'une diode Schottky.
- Dans le transistor à effet de champ à grille isolée IGFET ou MOSFET, la conductance du canal est modulée par la variation de la densité des porteurs. Le transistor à effet de champ à grille isolée « MOSFET » réalisé en silicium ou plus rarement en semi-conducteurs composés, ne présente pas aujourd'hui des performances particulièrement intéressantes dans le domaine des micro-ondes. Cela est dû essentiellement à la présence d'éléments parasites et notamment à une capacité élevée liée à l'oxyde qui permet d'isoler la grille et qui dégrade considérablement la rapidité de fonctionnement [22].
- Dans le transistor HEMT, la juxtaposition d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface des deux matériaux, ce qui entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap où transfèrent et s'accumulent les électrons provenant de la couche donneuse [16].

I-3-2 Transistor MOSFET

I-3-2-1 Structure et principe de fonctionnement

La figure I.3 représente la structure technologique du transistor MOS standard, il est constitué d'un substrat semi-conducteur sur lequel repose une fine couche d'oxyde isolant (SiO_2). Une couche conductrice métal ou polysilicium fortement dopée, appelée électrode de grille, est aussi déposée sur l'oxyde. Deux régions fortement dopées appelées source et drain, sont formées dans le substrat de part et d'autre de la grille [25].

La zone active du transistor MOSFET est la région semi-conductrice (substrat) située entre la source et le drain près de l'interface oxyde-semi-conducteur [26].

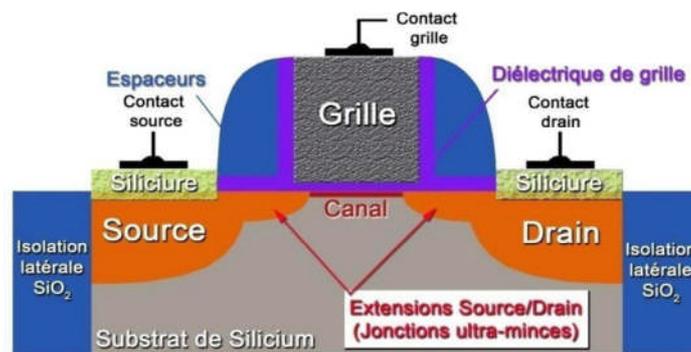


Figure I.3 : Schéma de principe du transistor MOSFET.

Le transistor MOS (pour Metal-Oxyde-Semi-conducteur) à effet de champ ou transistor MOSFET (Field Effect Transistor) est le composant phare de la technologie CMOS. Il atteint aujourd'hui des dimensions nanométriques. Les premiers travaux sur le concept du transistor MOS datent de l'année 1930.

Le principe de fonctionnement du MOSFET repose sur la modulation de la densité de porteurs d'une couche semi-conductrice par un champ électrique qui lui est appliqué perpendiculairement par l'électrode de commande de grille à travers un isolant (diélectrique de grille). Les porteurs créés sont des charges mobiles : électrons dans le cas d'un transistor NMOS, trous dans le cas d'un transistor PMOS. La hauteur de la barrière de potentiel qui règne dans le canal de conduction entre le drain et la source est contrôlée par la tension appliquée sur le contact de grille. Lorsque la hauteur est suffisamment élevée, les porteurs ne pouvant pas passer de la source au drain et le transistor est bloqué. Lorsque cette hauteur est basse, un canal à l'interface semi-conducteur isolant se forme, le transistor est passant. Le passage des porteurs de la

source vers le drain est assuré par une tension appliquée sur le drain c'est-à-dire un champ électrique latéral qui draine les porteurs de la source vers le drain [27].

Lorsque la tension de grille ne permet pas de charger « convenablement » les électrodes de la capacité MOS, aucun courant ne peut circuler entre la source et le drain quelle que soit la tension appliquée à l'électrode de drain ; c'est l'état bloqué. Comme illustré en figure I.4.a, pour le type de transistor étudié, la tension de grille V_{GS} appliquée doit rester inférieure à une tension de seuil V_T . Ces transistors bloqués à tension de grille nulle sont dits "normally off" (par opposition aux "normally on", transistors à canal N).

Lorsque V_{GS} devient supérieure à V_T , le nombre de porteurs libres à l'interface Substrat/Oxyde est suffisant pour qu'ils forment un « canal » conducteur (Figure I.4. b). Lorsque la tension de drain devient positive, un courant de drain I_D peut circuler dans le canal, c'est l'état passant [25].

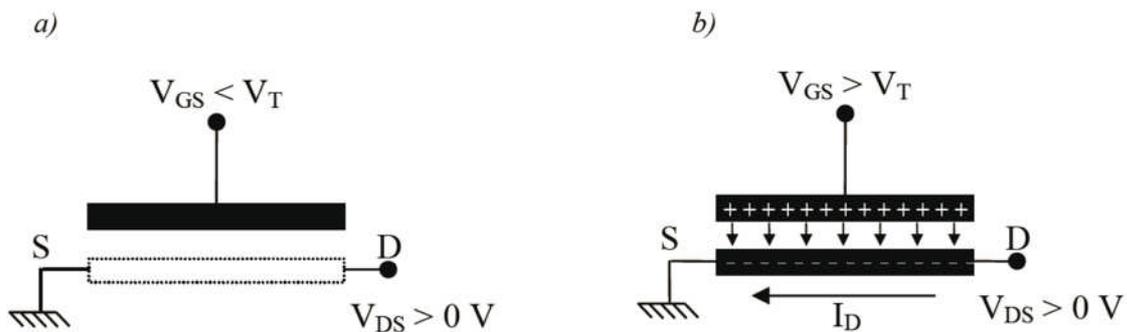


Figure I.4 : Principe de fonctionnement d'un transistor MOS [25].

a) Etat bloqué. b) Etat passant.

I-3-2-2 Exemples d'applications du MOSFET

La possibilité d'élaborer sur un même substrat des transistors duaux à « canal n » et à « canal p » a permis de réaliser un inverseur CMOS (Complementary MOS), très utilisé dans les applications logiques. C'est un élément de base des différentes fonctions logiques (portes AND, OR, NAND, NOR,...). Parmi les applications numériques, on peut citer:

- ✓ Les microprocesseurs destinés aux calculateurs où le paramètre crucial à optimiser est la vitesse de calcul, au détriment de la consommation énergétique (pertes par effet Joules, courant de fuite). Cette vitesse est liée à la fréquence de commutation du transistor, elle même proportionnelle au courant de drain.
- ✓ **Les applications sans fil (fonctionnant sur batterie) ou bien à basse consommation (BC)**, ce domaine concerne toutes les applications dites nomades, elles regroupent la plupart des appareils mobiles comme par exemple les téléphones cellulaires, les ordinateurs portables [28], les lecteurs MP3, les caméscopes et les appareils photo-numériques.

Dans ces applications, les industriels cherchent à réduire la consommation [29].

Le tableau I-4 résume quelques fonctions réalisées en technologie MOSFET [30].

Référence	Technologie	Application	Source	Ft/Fmax
[31]	CMOS-0.18 μm	--	Philips	-/150 GHz
[32]	CMOS-90 nm	MUX à 60 Gbs/s	INFINEON	155/100 GHz
[33]	CMOS-90 nm	CDR à 44 Gb/s	(ETH) Zurich	--
[34]	CMOS 90 nm	CDR et DEMUX 1 :16 44Gb/s	Université de California Davis	--
[35]	CMOS 0.13 μm	192 GHz, push- push VCO	Université de Florida	--
[36]	CMOS-0.18 μm	Amplificateur Transimpédance 40 Gb/s	Université TSING-HUA	60 GHz/--
[37]	CMOS-90 nm	VCO	Texas Instrum. Inc., Dallas,	140 GHz/--

Tableau I-4 : Exemple de fonctions électroniques réalisées en technologie MOSFET

La fréquence f_t du MOSFET pour les technologies récentes est résumée dans le tableau I-5 [38].

N channel	Peak of GHz	Id @ peak mA
90 nm	210	0.5
65 nm	360	0.6
45 nm	395	1.0
32 nm	420	1.0

Tableau I-5 : Performances en fréquences des MOS nanométriques [38].

Les performances fréquentielles des dernières générations de MOSFETs (tableau I-5) font de ces composants de sérieux concurrents aux filières III-V pour les applications radiofréquences [39]. La filière MOSFET couvre la gamme de fréquences allant des applications autour du GHz, aux applications millimétriques. Les fréquences de transition f_t , f_{max} dépassent aujourd'hui les 200 GHz [39, 40].

Des composants du type *LDMOS (Laterally Diffused Metal Oxide Semiconductor)* ont été proposés [41]. Ces composants qui présentent des propriétés de fort gain, forte linéarité et forte stabilité thermique, offre une technologie de choix pour la réalisation des amplificateurs de puissance [42]. Ces derniers peuvent fournir des puissances supérieures à la centaine de watts [43]. La maturité de la technologie CMOS est un avantage certain en particulier lorsqu'il s'agit de réaliser sur une même puce des fonctions complexes et/ou des circuits à grande densité d'intégration. Il est possible aujourd'hui de réaliser, sur une même puce, des fonctions numériques et des fonctions analogiques performantes [44].

I-3-3 Transistor MESFET sur substrat GaAs

I-3-3-1 Transistor MESFET simple grille (SGMESFET)

➤ *Description technologique du SGMESFET*

Le **ME**tal **S**emi-conducteur **F**ield **E**ffect **T**ransistor est le premier composant fabriqué à partir d'un composé III-V. Mead [45] proposa de remplacer le Silicium des premiers FETs par un semi-conducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (AsGa). Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des MESFETs aux fréquences micro-ondes. La figure I.5 donne une représentation schématique d'un transistor à effet de champ hyperfréquence [10, 46].

On utilise un substrat monocristallin en AsGa qui constitue essentiellement un support mécanique pour le reste du composant. Une couche fine active dopée N et deux zones dopées N^+ sont ensuite réalisées par épitaxie ou par implantation ionique pour la couche N et par implantation ionique pour les zones N^+ qui constituent les électrodes drain et source. Les propriétés électriques de la structure sont améliorées par l'ajout d'une couche tampon faiblement dopée de quelques micromètres d'épaisseur intercalée entre la couche active et le substrat [23].

La couche tampon évite la migration d'ions au niveau de l'interface et préserve la valeur de la mobilité des porteurs dans cette région. Enfin, deux contacts ohmiques drain et source et un contact grille de type Schottky, sont réalisés par dépôt de film métallique sous vide.

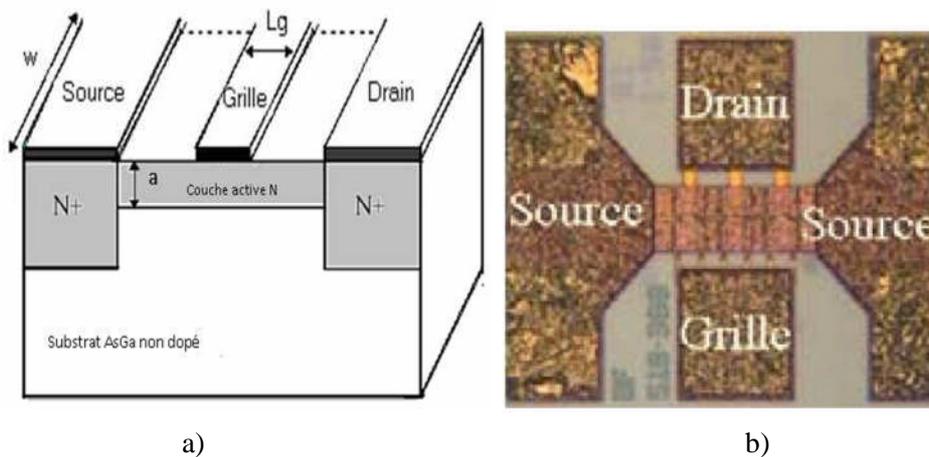


Figure I.5 : Structure technologique du MESFET

- a) Vue en coupe de la structure d'un MESFET sur GaAs
- b) Photographie du MESFET issu de la fonderie TRIQUINT [21].

➤ Principe de fonctionnement du MESFET

La base du fonctionnement d'un MESFET est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille (figure I.6). Le contact de grille étant de type Schottky, une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (ZCE), se crée sous la grille. Aucun courant ne peut traverser cette couche. La région où le courant peut circuler est donc réduite à la fraction de la couche active non dépeuplée. En régime de fonctionnement normal le drain est polarisé positivement par rapport à la source, tandis que la grille est polarisée négativement, toujours par rapport à la source (figure I.6).

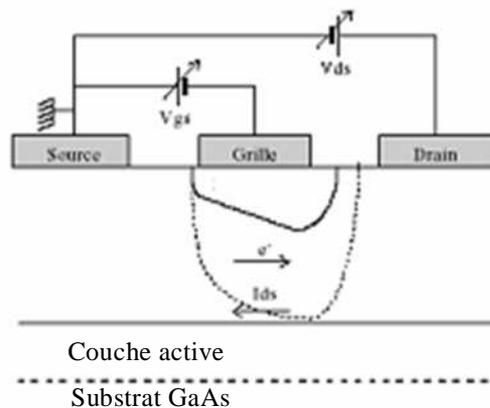


Figure I.6 : Vue en coupe et polarisation d'un MESFET GaAs [47].

- A tension de drain fixée, la polarisation négative de la grille a pour effet d'augmenter la pénétration de la zone de charge d'espace dans la couche active, diminuant ainsi le passage du courant. Lorsque la tension de grille est suffisamment négative, la ZCE vient complètement obstruer le canal (en pointillé sur la figure I.6), ne laissant plus passer le courant. Le transistor est dit "pincé" et la tension appliquée à la grille est alors appelée tension de pincement.
- A tension de grille fixée, l'augmentation de la tension positive de drain crée un champ électrique dans le canal. Ce champ entraîne les électrons de la source vers le drain, établissant ainsi un courant drain-source I_{ds} .

En raison de la polarisation du drain, la jonction grille-canal est plus polarisée coté drain que coté source.

I-3-3-2 Transistor MESFET bigrille (DGMESFET)

Le MESFET bigrille (Dual-Gate MESFET est un composant comportant quatre électrodes dont deux sont disposées aux extrémités (appelées source et drain) et deux placées latéralement (les deux grilles) [48].

La figure I.7 montre un exemple d'un transistor MESFET bigrille. La première grille est utilisée pour une fonction microonde donnée et la deuxième peut servir d'une commande à partir d'une tension continue ou pour un circuit de fréquence intermédiaire relativement faible [5].

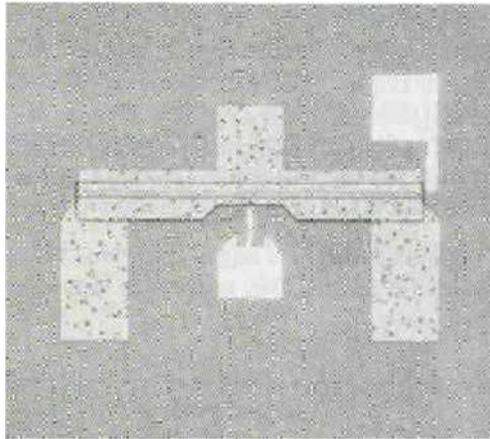


Figure I.7: Photographie d'un MESFET bigrille [5].

Le transistor bigrille peut être étudié comme étant l'association de deux mono-grilles (Figure. I.8) [49,50]

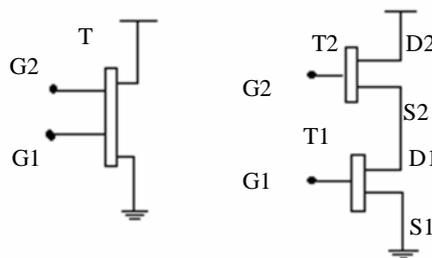


Figure I.8: Modèle à deux monogrilles en cascade.

Le MESFET bigrille, largement utilisé dans les applications RF, offre l'avantage de présenter un gain intéressant associé à une bonne stabilité [51]. A titre d'exemple, un amplificateur en un seul étage a démontré un gain de 9,1 dB et une gamme dynamique de 30 dB [52]. Un amplificateur équilibré à deux étages a permis d'obtenir 16,5 dB de gain et un rendement en puissance de 25,3 dBm à 33 GHz [53]. D'autres applications utilisant ce type de composant (les commutateurs,

les atténuateurs variables, les multiplieurs de fréquence, les circuits de commande de gain et les systèmes à réseaux de dipôles pour des satellites de communications et des systèmes de radar) ont été aussi rapportées [54, 55, 56, 57].

I-3-4 Transistor HEMT Conventionnel

I-3-4-1 Principe

Le transport électronique dans le HEMT s'effectue au voisinage de l'interface de matériau à grand gap fortement dopé et de matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Cette interface dite hétérojonction permet d'obtenir une importante densité de porteurs dans le matériau intrinsèque non dopé où la mobilité et les vitesses électroniques sont plus élevées [16].

L'idée est d'intégrer un canal de conduction non dopé dans lequel les porteurs bénéficient de très fortes valeurs de mobilité des matériaux III-V (GaAs ou GaInAs). Cette idée a été réalisée au moyen d'hétérostructures $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ dans lesquelles seule la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est dopée [58]. La bande interdite du GaAs étant plus petite que celle de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (respectivement 1.42 eV et 1.79 eV pour $x = 0.3$) et son affinité électronique étant plus grande, la discontinuité de bande qui en résulte conduit à la création d'un gaz bidimensionnel d'électrons (gaz 2D) du côté GaAs de l'interface de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Ce phénomène n'est pas limité uniquement au système de matériaux $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ [59].

I-3-4-2 Structure du HEMT sur substrat GaAs

La figure I.9 représente la structure technologique du transistor HEMT sur substrat GaAs. Le cœur du HEMT est constitué d'une couche du matériau ternaire à grand gap et fortement dopé. Sur un substrat semi-isolant, on fait croître une couche de GaAs Non Intentionnellement Dopée (NID). On dépose ensuite une couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ non intentionnellement dopée dite espaceur pour limiter les interactions coulombiennes entre les impuretés de dopage du matériau $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et les électrons du gaz-2D, leur conférant ainsi une grande mobilité [60]. Sur l'espaceur, on fait croître une couche de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopé N et on dépose ensuite la couche de contact GaAs dopé N+ sur laquelle sont réalisées les électrodes métalliques de source et de drain.

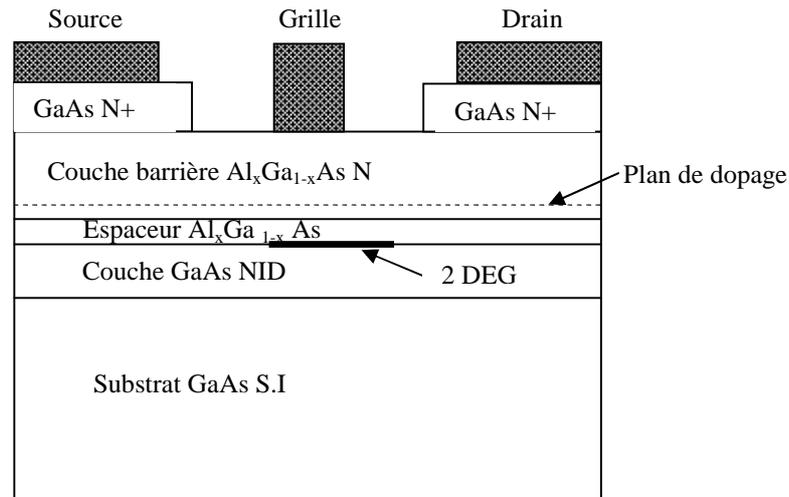


Figure I.9 : Structure du HEMT sur GaAs [21].

I-3-4-3 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement du HEMT est basé sur l'hétérojonction entre deux semi-conducteurs à grand et à petit gap. La figure I.10 représente le diagramme de bandes de l'hétérojonction GaAs – $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avant contact. Selon le modèle d'Anderson [5], après contact des deux matériaux et à l'équilibre thermodynamique, les électrons vont migrer de matériaux à grand gap fortement dopé vers le matériau à faible gap non dopé. Les niveaux de Fermi des deux semi-conducteurs s'alignent et il apparaît une discontinuité des bandes à l'interface métallurgique, un puits de potentiel est ainsi réalisé à l'interface de l'hétérojonction du côté de semi-conducteur de faible gap.

La bande de conduction du matériau à plus faible gap se courbe et sera traversée par le niveau de Fermi de la structure. De ce niveau va dépendre la concentration des porteurs dans le puits de potentiel qui regroupent toutes les charges libres responsables de la conduction dans le GaAs et qui présentent une grande mobilité (Figure I.10.b).

Ainsi, les ions donneurs qui sont principalement dans la couche barrière $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont spatialement isolés des électrons principalement confinés dans le puits de potentiel. L'interaction Coulombienne électrons-ions en est fortement réduite [16]. C'est la principale cause de l'amélioration de mobilité dans le canal du HEMT qui est beaucoup plus forte que dans un canal volumique de MESFET.

On utilise le terme de « gaz » car les électrons du puits subissent peu d'interactions coulombiennes avec les impuretés ionisées du fait de leur séparation spatiale et ce gaz est qualifié de « bidimensionnel », parce que les électrons se meuvent sous l'effet d'une polarisation drain

source dans le plan parallèle à l'interface. Le gaz d'électrons étant créé, il est possible de contrôler la densité de porteurs dans le canal par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. Lorsque la tension V_{gs} augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le matériau GaAs. Ainsi la différence essentielle entre le MESFET et le HEMT se situe au niveau du principe du contrôle du courant dans le canal. Pour le MESFET, l'électrode de grille contrôle la section de canal disponible pour la conduction, alors que pour le HEMT, elle contrôle la densité d'un gaz d'électrons libres dans une zone non dopée située sous l'hétéro-interface qui constitue le canal du transistor. Comme pour le MESFET, la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant drain source (I_{ds}).

La densité surfacique de charges du gaz-2D augmente avec le dopage de la couche $Al_xGa_{1-x}As$. Cependant, un dopage élevé de cette couche conduit à des valeurs très importantes du champ électrique pouvant induire des risques de claquage. La tenue au claquage de la jonction grille-drain est améliorée en déposant sur la couche $Al_xGa_{1-x}As$ dopée N, une couche de même nature mais non intentionnellement dopée [61].

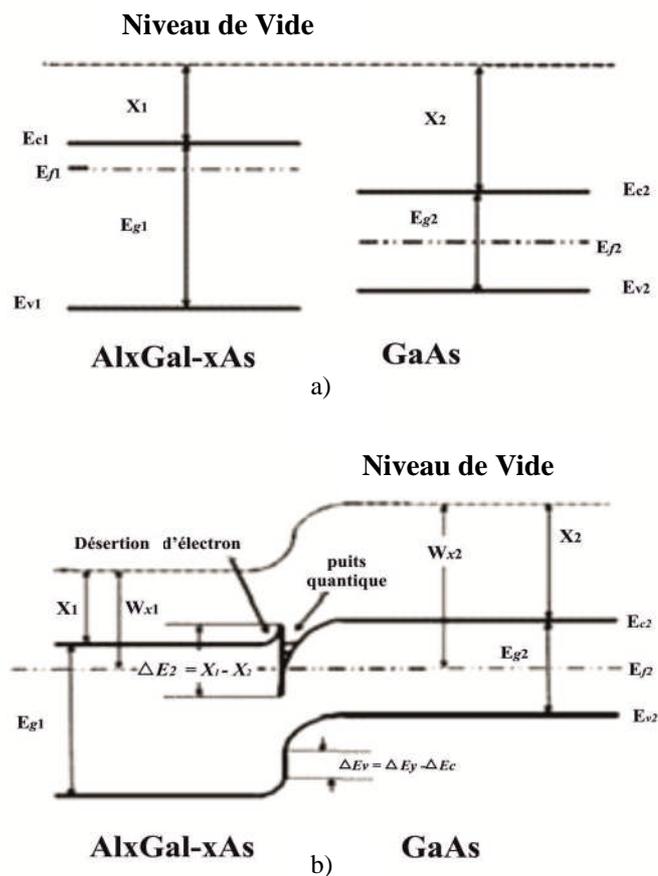


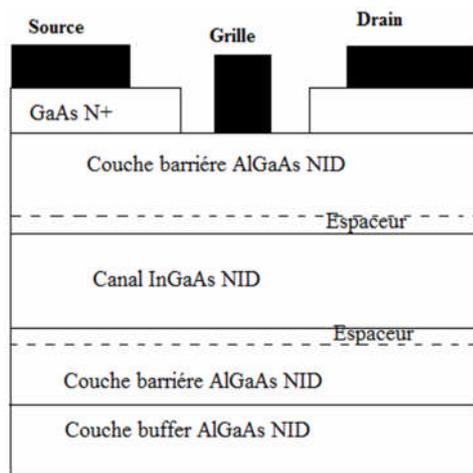
Figure I.10 : Diagramme de bandes dans l'hétérojonction $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$
 a) Avant contact, b) Après contact

Les performances du HEMT conventionnel sont limitées par la faible valeur de la discontinuité de bande de conduction ΔE_C , à l'interface de l'hétérojonction GaAlAs/GaAs ($\Delta E_C \approx 0,15$ à $0,2$ eV) et donc par la faible valeur de la densité de charges accumulées dans le GaAs ($N_s \approx 0,7$ à $0,8 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$). Ses applications sont limitées à l'amplification faible signal bien que des structures à multiples hétérojonctions aient été proposées pour l'amplification de puissance [62].

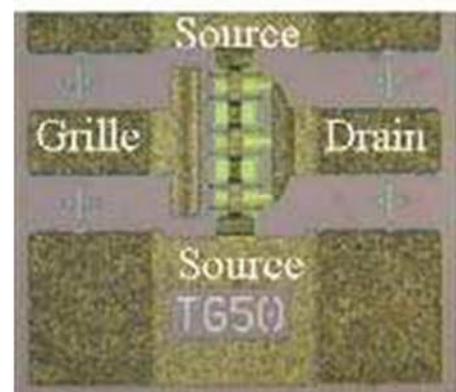
I-3-5 Transistor HEMT Pseudomorphique

Le développement et la maîtrise des procédés de croissance a permis de réaliser des dispositifs à deux hétérojonctions de paramètre de maille différent mais pas trop éloigné de type AlGaAs/InGaAs/AlGaAs (barrière AlGaAs, canal InGaAs, couche tampon AlGaAs) sur substrat GaAs (figure I.11) [21, 63].

La réalisation d'une double hétéro-structure de part et d'autre du canal permet un meilleur confinement des porteurs dans le canal. Par conséquent, la densité d'électrons peuplant le puits quantique est augmentée par rapport au PHEMT simple [64]. De plus la tension de claquage, plus élevée avec AlGaAs non intentionnellement dopé en surface, peut être encore améliorée en réalisant un double sillon de grille [21].



a)



b)

Figure I.11 : Technologie du PHEMT [21]

a) Structure du PHEMT sur GaAs.

b) Photographie du PHEMT issu de la fonderie UMS.

La supériorité du HEMT pseudomorphique sur le HEMT conventionnel réside dans une plus grande discontinuité ΔE_C , à l'interface de l'hétérojonction GaAlAs/GaInAs ($\Delta E_C \approx 0,3$ eV), donc

à une plus grande charge accumulée à l'interface ($N_S \approx 1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$) et à une meilleure efficacité de commande.

I-3-6 HEMT adapté en maille AlInAs/GaInAs sur InP

La montée en fréquence est conditionnée par les paramètres de transport des matériaux utilisés. Les filières basées sur l'hétérojonction InAlAs/InGaAs sur substrat d'InP sont utilisées en particulier en gamme d'onde millimétrique et en numérique vers la centaine de Gb/s [65]. Les fréquences de coupures de ces filières InP qui sont de l'ordre de 600 GHz ont permis le développement d'amplificateur faible bruit jusqu'en bande G (140-220 GHz) [66].

Le HEMT $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ adapté en maille sur InP (figure I.12) bénéficie de la discontinuité de bande de conduction au niveau de l'hétérojonction $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ (ΔE_c de 0,52 eV) et des propriétés de transport de GaInAs qui sont excellentes (forte mobilité électronique associée à l'utilisation du matériau $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, écart énergétique intervallées important $\Delta E_{TL} = 0,6 \text{ eV}$) [66]. Ceci induit une grande densité de porteurs [63]. Par ailleurs la bonne conductivité thermique de l'InP permet de réaliser des composants mieux adaptés aux densités de puissance élevées [67].

Cette filière qui présente de bonnes performances en fréquence et en bruit est adaptée aux applications faible bruit (radar, radioastronomie, observations terrestres...) en bande W (75 à 110 GHz) et au-delà. Ces propriétés peuvent encore être améliorées par une couche active GaInAs en contrainte sur InP (en particulier pour une concentration d'indium supérieure à 53 % en tendant vers le composé InAs). En contrepartie, ces composants ne peuvent travailler qu'à faible tension drain-source car le faible gap du matériau $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ ($E_g = 0,8 \text{ eV}$) induit de l'ionisation par chocs dans le canal et limite fortement les applications de puissance [62].

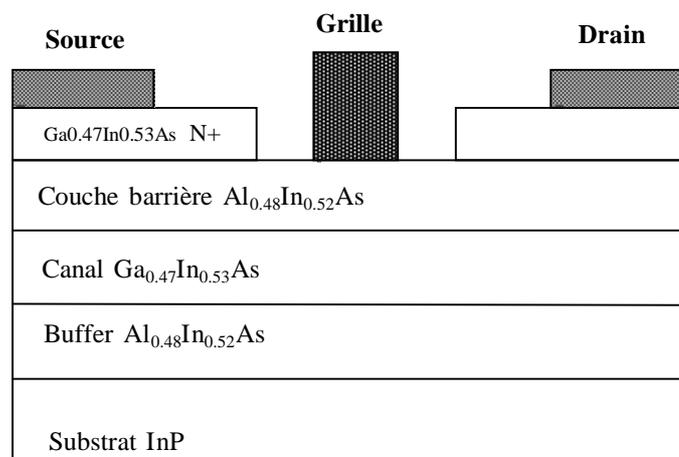


Figure I.12 : Structure du HEMT AlInAs/GaInAs adaptée en maille sur InP [21].

I-3-7 HEMT AlInAs/GaInAs métamorphique sur GaAs

La filière métamorphique (M-HEMT) utilise des matériaux sur un substrat de paramètre cristallin différent. On réalise ainsi la croissance d'une couche sacrificielle (10 à 20 nm) où se produit la relaxation de contraintes par formations de dislocations [14]. L'avantage d'une telle filière est de pouvoir faire croître des hétéro-structures AlInAs/GaInAs sur un substrat GaAs. L'utilisation de GaAs comme substrat permet d'avoir un composant moins cher et qui peut être fabriqué avec des wafers (GaAs) de grands diamètres contrairement aux wafers InP qui sont plus fragiles. Des détails sur l'hétéro-structure AlInAs/GaInAs seront données en Annexe A.

La figure I.13 représente la structure multicouche du HEMT métamorphique (M-HEMT) $\text{Al}_{0.71}\text{In}_{0.29}\text{As} / \text{Ga}_{0.70}\text{In}_{0.30}\text{As}$ non contraint sur GaAs.

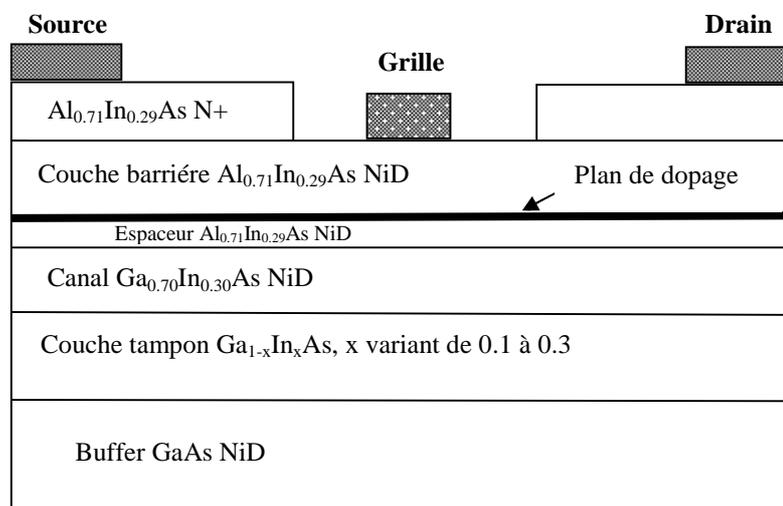


Figure I.13 : Structure du HEMT métamorphique [14].

Le principe de cette approche consiste à insérer entre un substrat de paramètre de maille cristallin a_1 et une couche active de paramètre a_2 , une couche tampon « métamorphique » qui permet par la génération contrôlée de dislocations due au désaccord de maille de passer de a_1 à a_2 . La couche tampon $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ présente un taux d'indium graduel (de 10 à 30 %) et une épaisseur comprise entre 0,5 et 1 μm qui va « absorber » les 2 % d'écart de maille atomique qui existe entre les matériaux GaAs et $\text{Ga}_{0.7}\text{In}_{0.3}\text{As}$. De ce fait, le canal est complètement relaxé [21]. Pour les applications de puissances, un taux d'indium de 30 % environ permet d'obtenir des discontinuités de bandes de conduction et de valence maximales de 0,7 eV et 0,35 eV respectivement ainsi qu'une largeur de bande interdite de 2 eV pour la couche barrière [68].

L'intérêt principal de cette technologie est de réaliser des dispositifs de puissance ayant des performances comparables à des HEMTs sur substrat InP avec le coût et le rendement

comparables à ceux de la technologie PHEMT sur substrat GaAs .

D'autres structures utilisent l'antimoine Sb (AlSb/InAs), le canal du transistor est constitué de InAs qui a une énergie de gap (0.36 eV) plus faible que l'InGaAs (0,72 eV) tandis que la vitesse de saturation pour les électrons dans le cas de InAs (4.10^7 cm/sec) est plus grande que dans le cas de InGaAs ($2.7.10^7$ cm/sec). Cette différence permet d'avoir des transistors de fréquences de transition plus élevées [69].

I-3-8 Applications du HEMT en hyperfréquence

Les transistors HEMT sur substrat GaAs ou InP présentent une puissance en sortie de l'ordre de quelques centaines de milliwatt dans la gamme des fréquences millimétriques [70]. Des applications telles que la détection atmosphérique à distance, atterrissage d'avions, imagerie hyperfréquence, radar anticollision sont alors envisageables [71, 72, 73]. Des circuits performants ont été rapportés. On peut citer par exemple les doubleurs de fréquences jusqu'à 164 GHz [74], les mélangeurs à 94 GHz [75], les multiplexeurs à 100 Gb/s [76], les amplificateurs faible bruit et les amplificateurs de puissance fonctionnent de 1 GHz à 300 GHz [77].

Les meilleurs f_t rapportées dans la littérature et concernant le HEMT métamorphique sur substrat GaAs sont de l'ordre de 440 GHz pour un composant de longueur de grille $L_g = 35$ nm [73], et 515 GHz pour un composant de longueur $L_g = 35$ nm et de largeur de grille $2 \times 10 \mu\text{m}$, la transconductance maximum g_m est de 2500 ms/mm. Les principales réalisations à base du transistor HEMT qu'on retrouve dans la littérature sont résumées dans le tableau I-6 suivant.

Référence	Technologie	Application	Source	f_t/f_{max}
[74]	InP-HEMT	Doubleur de fréquence à 164 GHz	Northrop Grumman Corporation	/60GHz
[75]	GaAs 70nm-MHEMT	Mélangeur à 94 GHz	Dongguk University- Korea	320 /430 GHz
[76]	InP HEMT	MUX à 100Gb/s et Dff 140 Gb/s	Fujitsu-japan	165 GHz
[77]	InAs/AlSb HEMT	Amplificateur à 100 GHz	Rockwell Scientific Company,UCSB	235 GHz
[78]	InP HEMT	--	FUJITSU	547/400 GHz
[79]	AlSb/InAs HEMT	--	Northrop Grumman Space Technology	260/280 GHz
[80]	InP HEMT	Circuit intégré logique à 100 Gb/s	NTT-Japan	175/350 GHz

[81]	GaAs MHEMT	Amplificateur à 4 étages	Fraunhofer Inst. for Appl. Solid State Phys. (IAF), Freiburg, Germany	19.5 dB pour 350 GHz 15 dB entre 240 et 320 GHz
------	------------	--------------------------	---	--

Tableau I-6 : Les principales réalisations en technologie HEMT.

Les graphes de la figure I.14 représentent les perspectives de montée en fréquence des filières HEMTs.

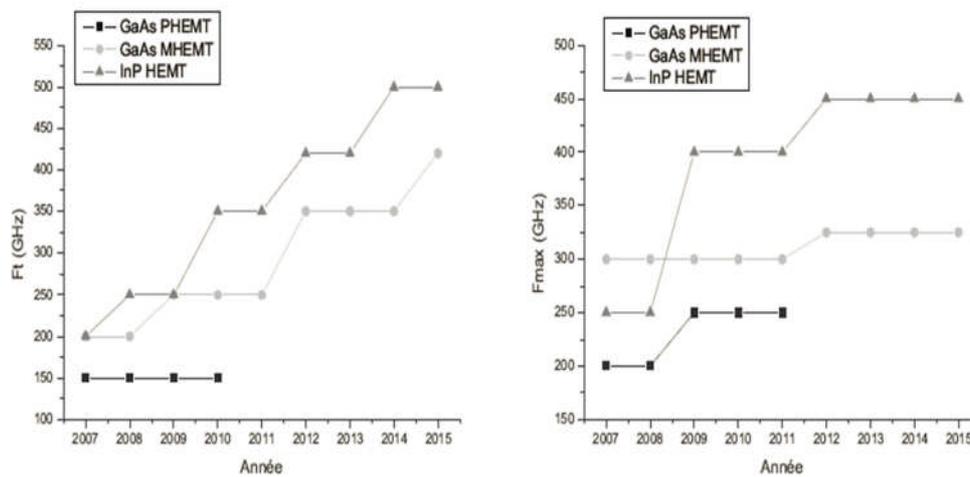


Figure 1.14 : Evolution des figures de mérite des HEMT en production industrielle d'après l'ITRS [82]

Le tableau I-6 représente un état de l'art des filières HEMT d'après l'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors) [83].

Year of Production	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018
Device Technology—FET										
GaAs PHEMT (low noise)										
Gate length (nm)	150	100	100	100	100					
F_1 (GHz)	110	150	150	150	150					
Operating Voltage (V)	4	4	4	4	4					
G_m (S/mm)	0,5	0,55	0,55	0,55	0,55					
NFmin (dB) at 26 GHz	1	0,8	0,8	0,8	0,8					
Associated Gain (dB) at 26 GHz	8,5	10,8	10,8	10,8	10,8					
NFmin (dB) at 94 GHz	2,8	2,5	2,5	2,5	2,5					
Associated Gain (dB) at 94 GHz	3	4	4	4	4					
GaAs PHEMT (power)										
Gate length (nm)	150	150	150	150	150	150	150	150	150	150
F_{max} (GHz)	150	150	150	150	150	150	150	150	150	150
Offstate Breakdown (volts) @ $V_d=1mA/mm$	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12
I_{max} (mA/mm)	700	700	700	700	700	700	700	700	700	700
G_m (S/mm)	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5
P_{out} at 24 GHz and peak efficiency (mW/mm)	650	650	650	650	650	650	650	650	650	650
Peak efficiency at 24 GHz (%)	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45
Gain at 24 GHz, at P_{1dB} (dB)	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11
GaAs PHEMT (power)										
Gate length (nm)	100	100	100	70	70	70				
F_{max} (GHz)	200	200	200	250	250	250				
Offstate Breakdown (volts) @ $V_d=1mA/mm$	8	8	8	8	8	8				
I_{max} (mA/mm)	800	800	800	850	850	850				
G_m (S/mm)	0,65	0,65	0,65	0,8	0,8	0,8				
P_{out} at 60 GHz and peak efficiency (mW/mm)	550	550	550	550	550	550				
Peak efficiency at 60 GHz (%)	30	30	30	40	40	40				
Gain at 60 GHz, at P_{1dB} (dB)	7	7	7	9	9	9				
P_{out} at 94 GHz and peak efficiency (mW/mm)	350	350	350	350	350	350				
Peak efficiency at 94 GHz (%)	20	20	20	30	30	30				
Gain at 94 GHz, at P_{1dB} (dB)	5	5	5	7	7	7				
InP HEMT (low noise)										
Gate length (nm)	100	70	70	50	50	35	35	25	25	25
F_1 (GHz)	200	250	250	350	350	420	420	500	500	500
Operating Voltage (V)	1,5	1	1	0,8	0,8	0,6	0,6	0,5	0,5	0,5
G_m (S/mm)	1,1	1,5	1,5	1,8	1,8	2	2	2,2	2,2	2,2
Fmin (dB) at 24 GHz	0,5	0,4	0,4	0,3	0,3	0,3	0,3	0,25	0,25	0,25
Associated Gain (dB) at 24 GHz	15	16	16	17	17	18	18	20	20	20
Fmin (dB) at 60 GHz	1	0,8	0,8	0,6	0,6	0,6	0,6	0,5	0,5	0,5
Associated Gain (dB) at 60 GHz	11	12	12	13	13	14	14	16	16	16
Fmin (dB) at 94 GHz	1,5	1,3	1,3	1,1	1,1	1	1	0,9	0,9	0,9
Associated Gain (dB) at 94 GHz	8	9	9	12	12	13	13	14	14	14

InP HEMT (power)										
Gate length (nm)	100	70	70	70	50	50	50	50	50	50
F_{max} (GHz)	250	400	400	400	450	450	450	450	450	450
Offstate Breakdown (volts) @ $V_d=1mA/mm$	4	3	3	3	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5
I_{max} (mA/mm)	500	600	600	600	600	600	600	600	600	600
G_m (S/mm)	1,1	1,5	1,5	1,5	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7
P_{out} at 24 GHz and peak efficiency (mW/mm)	450									
Peak efficiency at 24 GHz (%)	50									
Gain at 24 GHz, at P_{1dB} (dB)	14									
P_{out} at 60 GHz and peak efficiency (mW/mm)	300	400	400	400						
Peak efficiency at 60 GHz (%)	45	50	50	50						
Gain at 60 GHz, at P_{1dB} (dB)	10	14	14	14						
P_{out} at 94 GHz and peak efficiency (mW/mm)	160	200	200	200	200	200	200	200	200	200
Peak efficiency at 94 GHz (%)	30	40	40	40	40	40	40	40	40	40
Gain at 94 GHz, at P_{1dB} (dB)	7	10	10	10	11	11	11	11	11	11

Year of Production	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018
GaAs MHEMT (Power)										
Gate length (nm)	100	70	70	70	70	70	50	50	50	50
Channel In content (%)	53	43	43	43	43	43	35	35	35	35
F_{max} (GHz)	300	330	330	330	330	330	330	330	330	330
Offstate Breakdown (volts) @ $V_d=1mA/mm$	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
I_{max} (mA/mm)	900	800	800	800	800	800	800	800	800	800
G_m (S/mm)	1,2	1	1	1	1	1	0,8	0,8	0,8	0,8
P_{out} at 60 GHz and peak efficiency (mW/mm)	500	550	550	550	550	550	600	600	600	600
Peak efficiency at 60 GHz (%)	40	45	45	45	45	45	50	50	50	50
Gain at 60 GHz, at P_{1dB} (dB)	8	9	9	9	9	9	9	9	9	9
P_{out} at 94 GHz and peak efficiency (mW/mm)	225	300	300	300	300	300	350	350	350	350
Peak efficiency at 94 GHz (%)	30	35	35	35	35	35	40	40	40	40
Gain at 94 GHz, at P_{1dB} (dB)	6	7	7	7	7	7	7	7	7	7

Manufacturable solutions exist, and are being optimized 
 Manufacturable solutions are known 
 Interim solutions are known 
 Manufacturable solutions are NOT known 

Tableau I-7 : Technologie de HEMTs pour l'onde millimétrique (10 GHz-100 GHz).

I-4 Rappel des notions sur les phénomènes thermiques

I-4-1 L'Auto-échauffement dans les composants

L'auto-échauffement est dû à la dissipation locale de puissance. L'augmentation de la température liée à la puissance dissipée influe de façon non négligeable sur les caractéristiques du transistor comme par exemple la mobilité, le gap, la tension de seuil de conduction etc...

Lorsqu'un fort champ électrique est appliqué, la relaxation d'un électron produit un phonon optique longitudinal [84]. Les transferts d'énergie, liés à la relaxation de ce dernier dans le réseau cristallin en phonons acoustiques de façon prédominante, entraîne un échauffement de ce même réseau cristallin [85, 86]. La température dans le canal n'est plus à l'équilibre thermodynamique. Ceci va entraîner une diffusion de la chaleur à partir du point chaud.

I-4-2 La propagation de la chaleur

La dissipation de l'énergie, et notamment les échanges d'énergie thermique entre deux systèmes à températures différentes peut s'effectuer selon différents mécanismes: conduction, convection et radiation ou rayonnement. Dans le cas des composants électroniques, le transfert de chaleur s'effectue prioritairement par conduction.

I-4-2-1 Transfert de chaleur par conduction

C'est la propagation de la chaleur par le contact direct entre les particules d'un corps ou entre des corps ayant des niveaux énergétiques différents donc des températures différentes [87]. Le transfert d'énergie s'effectue des particules les plus énergétiques aux particules les moins énergétiques. Dans le cas des solides, le cas qui nous intéresse, la conduction est attribuée à un transfert d'énergie sous la forme de vibrations du réseau cristallin. La conduction thermique est donnée par la loi de Fourier (I.1, [88]) :

$$q = -k \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right) \quad (I.1)$$

Le terme $\frac{\partial T}{\partial n}$ représente le gradient de température dans la direction normale à la surface unitaire. Le terme k en $W.K^{-1}.m^{-1}$ est la conductivité thermique du matériau.

I-4-2-2 Transfert de chaleur par convection

Le transfert de chaleur par convection intervient à la limite de séparation de deux phases de nature différente (air/liquide, air/solide, liquide/solide). La convection résulte de la combinaison d'un transfert de chaleur par conduction (diffusion) et du transport d'énergie par l'écoulement des particules fluides (advection).

Compte tenu des forces qui produisent le mouvement du fluide, on distingue deux types de convections :

- **Convection forcée** : se manifeste quand le mouvement du fluide est une conséquence des actions extérieures imposées.
- **Convection naturelle** : mise en mouvement du fluide sous l'action de la gravité (poussée d'Archimède).

Le traitement numérique de ce phénomène est très complexe car il nécessite le maillage du milieu fluide et la résolution des équations de Navier-Stokes ou de Reynolds. Une autre approche, plus légère, consiste à représenter la convection par des conditions aux limites à l'aide de coefficients d'échange h , ou par des éléments finis spécifiques. Dans le cas d'une interface solide/fluide, la quantité de chaleur évacuée par convection est proportionnelle à l'aire A de l'interface et à la différence de température $\Delta T = T_s - T_f$ entre le corps solide dont la paroi est à la température T_s et le fluide à la température T_f . Ce transfert d'énergie obéit à la loi de Newton :

$$\frac{q}{A} = h \Delta T \quad (I.2)$$

Dans l'expression (I.2) $\frac{q}{A}$ représente la quantité de chaleur échangée par unité de temps et de surface en $W.m^{-2}$, h le coefficient d'échange en $W.m^{-2}.K^{-1}$ ou coefficient de convection, ce dernier est disponible sous forme tabulé suivant les propriétés du fluide et des caractéristiques physiques du matériau, du type d'écoulement et de la géométrie du problème (tableau I-8). En convection naturelle, la valeur du coefficient d'échange varie de 5 à 30 $W.m^{-2}.K^{-1}$.

En introduisant la résistance thermique de convection R_{cv} , rapportée à une surface unitaire de transfert définit par l'expression (I.3) [88]:

$$R_{cv} = \frac{1}{h} \left[\frac{m^2 \cdot K}{W} \right] \quad (I.3)$$

Type de convection	h en $W.m^{-2}.K^{-1}$
Convection libre dans l'air	5-30
Convection libre dans l'eau	500-1000
Convection forcée dans l'air	100-500
Convection forcée dans l'eau	100-15000

Tableau I-8 : Exemples de coefficient de convection [89].

I-4-2-3 Transfert de chaleur par rayonnement

Le transfert par rayonnement est un échange de chaleur entre deux corps séparés par un milieu n'autorisant aucun échange par conduction ou par convection. Ce phénomène obéit à la théorie de la mécanique quantique [90] et il présente la dualité onde-corpuscule. Ainsi, on peut considérer soit l'aspect corpusculaire du rayonnement, et donc supposer un déplacement d'un paquet de photons, soit son aspect ondulatoire sous la forme d'une onde électromagnétique à laquelle on peut associer une longueur d'onde d'émission λ . Pour les radiations d'origine thermique, λ s'étend sur une plage de $0.1 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$ (figure I.15).

La puissance émise P donnée par la relation I.4, dépend de la direction et de la longueur d'onde d'émission et se calcule à partir de la puissance d'onde monochromatique P_λ .

$$P = \int_0^\infty P_\lambda d\lambda \quad (\text{I.4})$$

P est mesuré en W et P_λ en $\text{W } \mu\text{m}^{-1}$.

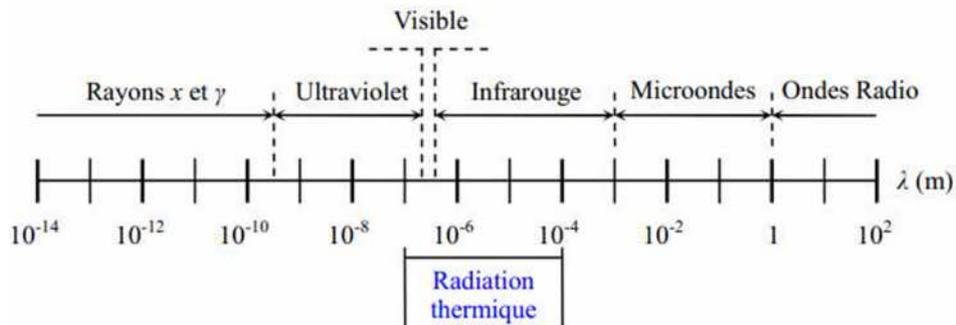


Figure I.15: Subdivision du spectre électromagnétique.

I-4-3 Equation de diffusion de la chaleur

L'équation différentielle de diffusion de la chaleur s'établit en appliquant la loi de la conservation de l'énergie au matériau considéré [87].

La figure I.16 décrit un volume infinitésimal de matière de côté dx , dy et dz . Les quantités q_x , q_y et q_z représentent les flux de chaleur entrants et les quantités q_{x+dx} , q_{y+dy} et q_{z+dz} les flux sortants. La génération d'énergie calorifique E_g à l'intérieur du volume $dx dy dz$ s'exprime en fonction de la densité volumique de puissance $g(x,y,z,t)$ (I.5). Elle est positive pour des réactions chimiques exothermiques, et, négative pour des réactions chimiques endothermiques.

$$E_g = g(x, y, z, t) dx dy dz \quad (I.5)$$

La fonction $g(x, y, z, t)$ qui s'exprime en Wm

La variation d'énergie interne E_{st} dans le volume s'exprime par la relation (I.6) dans laquelle C_p en $J kg^{-1}K^{-1}$ représente la chaleur spécifique et ρ en kgm^{-3} la masse volumique du matériau.

$$E_{st} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} . dx . dy . dz \quad (I.6)$$

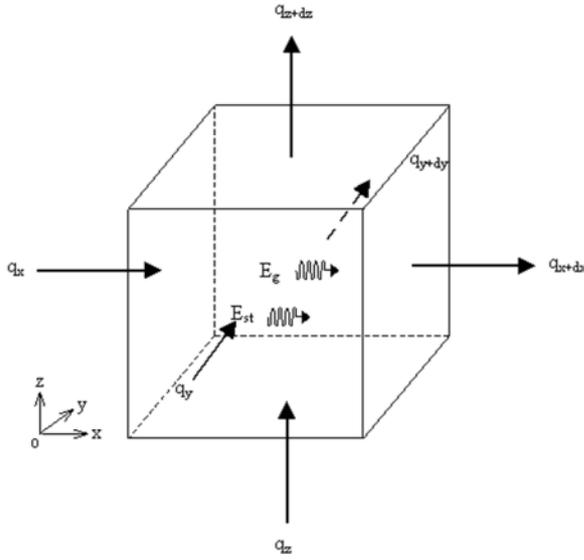


Figure I.16: Bilan énergétique dans un volume élémentaire $dx dy dz$.

Le principe de conservation de l'énergie appliqué au volume $dx dy dz$, permet d'obtenir relation (I.7):

$$E_{st} = \sum \phi + E_g \quad (I.7)$$

Le terme $\sum \phi$ représente le bilan des flux d'énergie sur les faces du volume. Le flux de chaleur q est relié au flux d'énergie ϕ par la relation (I.8) :

$$\phi = q S \quad (I.8)$$

Avec S la surface traversée par la densité de chaleur q .

Le développement limité de Taylor au premier ordre, permet d'écrire les relations (I.9):

$$\begin{aligned} qx + dx &= qx + \frac{\partial q}{\partial x} dx \\ qy + dy &= qy + \frac{\partial q}{\partial y} dy \\ qz + dz &= qz + \frac{\partial q}{\partial z} dz \end{aligned} \quad (I.9)$$

Les relations (I.8) et (I.9) permettent d'exprimer le bilan des flux:

$$\sum \phi = (qx - qx + dx).dy.dz + (qy - qy + dy).dx.dz + (qz - qz + dz).dx.dy \quad (I.10)$$

Soit

$$\sum \phi = - \left(\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{\partial q}{\partial z} \right) . dx . dy . dz \quad (I.11)$$

En utilisant les relations (I.5), (I.6) et (I.11), l'expression de la loi de la conservation de l'énergie devient :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{\partial q}{\partial y} - \frac{\partial q}{\partial z} + g(x, y, z, t) \quad (I.12)$$

En appliquant la relation de Fourier, on obtient :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k\nabla(T)) + g(x, y, z, t) \quad (I.13)$$

L'expression (I.13) permet de déterminer la température instantanée en tout point du matériau considéré.

Il faut ajouter à l'équation de la chaleur les conditions aux limites et les conditions initiales.

Les conditions aux limites sont [87]:

- Condition de Dirichlet: on impose une température constante sur une surface (fond de puce pour le système électronique par exemple).
- Condition de Neumann: on impose un flux de puissance sur une surface, si le flux imposé est nul, on a une condition de paroi adiabatique.
- Condition de Cauchy: le flux s'exprime en fonction de la différence entre la température T de paroi et une température de référence.

$$q = h(T - Ta) \quad (I.14)$$

Cette dernière condition peut exprimer soit un échange par convection, h est alors le coefficient de convection, soit un échange par rayonnement et h est donnée par :

$$h = \beta . (T + Ta) . (T^2 + Ta^2) \quad (I.15)$$

I-5 Conclusion

Ce chapitre a présenté les principaux matériaux semi-conducteurs comme par exemple le silicium et les matériaux III-V, utilisés dans la fabrication des composants micro-ondes tout en précisant leurs caractéristiques physiques et leurs propriétés électroniques. Il s'est intéressé ensuite aux composants unipolaires micro-ondes MOSFET, MESFET et HEMT en introduisant de façon simple les bases nécessaires à la compréhension des paramètres technologiques régissant le fonctionnement de ces transistors à effet de champ et ceci sans rentrer dans le détail de la physique de ces composants. Il résume pour chacun de ces transistors le fonctionnement, la technologie et l'état de l'art. Des applications et des performances correspondant à chacune de ces applications ont été aussi présentées tout en insistant sur le choix des transistors adaptés à chaque type d'application et le choix du matériau pour la réalisation des transistors de haute performance en fréquence.

Enfin quelques notions sur les phénomènes thermiques ont été introduites dans le paragraphe I-4 de ce chapitre. Ces notions sont utiles pour comprendre l'impact de la température sur l'électronique et sont nécessaire pour la compréhension de l'étude de la modélisation électrothermique décrite dans les chapitres suivants.

Bibliographie du Chapitre I

- [1] **Jean-Luc Leray, Jean-Claude, Jacques Gautier**, “La Micro-Nanoélectronique enjeux et mutations”, CNRS éditions, Paris, 2009.
- [2] **Lahoual Mohamed**, “Etude de caractérisation d’un MESFET-GaAs hyperfréquence et application en circuit amplificateur linéaire à faible bruit (LNA) en bande étroite autour de 10GHz en technologie MMIC pour les systèmes à communications rapides”, Thèse de Magister, Ecole Normale Supérieure d’Enseignement Technologique d’Oran (ENSET), Septembre 2009.
- [3] **S. Adachi**, “Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-V Semiconductors”, John Wiley, 2009.
- [4] <http://www.univ-lille1.fr/eudil/tec35/hyper/hyperc2.htm>: “Composants hyperfréquences et arséniure de Gallium”.
- [5] **R. Castagne, J. Pduchemin, M. Gloanec, CH. Rumelhard**, “Circuits intégrés en Arséniure de Gallium”, Masson, 1989.
- [6] **Sadao Adachi**, “Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP”, John Wiley & Sons, 1992.
- [7] **Taiichi Otsuju, Koichi Murata, Koichi Narahara, Kimikazu Sano and Eiichi Sano**, “20-40-Gbit/s-Class GaAs MESFET Digital ICs for Future Optical Fiber Communications Systems”, International Journal of High Speed Electronics and Systems, Vol. 9, No. 2, pp. 399-435, 1998.
- [8] **Virginie Nodjladjim**, “Transistor bipolaire à double hétérojonction submicronique InP/InGaAs pour circuits numériques ou mixtes ultra-rapides”, Thèse de Doctorat, Université de Lille I - Sciences et Technologies, 2009.
- [9] **Inngar Kallfass, Axel Tessmann, Arnulf Leuther, Hermann Massler, Michael Schlechtweg, Olivier Ambacher**, “Millimeter-Wave Monolithic Integrated Circuits for Imaging and Remote Sensing at 140, 200 and 300 GHz”, Proc. Of SPIE, Vol. 7485, pp. 1-10, 2009.
- [10] **José Vera Zambrano**, “Etude statique d’un transistor à effet de champ à canal vertical à grille à contact Schottky”, Thèse de Doctorat 3^{ème} cycle, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1983.
- [11] **Tony Gasseling**, “Caractérisation non linéaire avancée de transistors de puissance pour la validation de leur modèle CAO”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 17 novembre 2003.
- [12] **Geoffroy Soubercaze-Pun**, “De l’Etude en Bruit Basse Fréquence à la Conception d’un Oscillateur en Bande-X à partir de transistors AlGaIn/GaN HEMT”, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, Janvier 2007.
- [13] **S. M. Sze**, “Physics of Semiconductor Devices”, New York: John Wiley, 1981.
- [14] **O. Pajona**, “Transistor HEMT Métamorphique sur substrat GaAs pour applications de télécommunications à très haut débits : mesures statiques et dynamiques pour intégration des effets parasites dans des modèles”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Mai 2006.

- [15] **O. Madelung**, “Semiconductor-Basic Data”, Springer, 1996.
- [16] **P. Chevalier**, “Conception et réalisation de transistors à effet de champ de la filière AlInAs/GaInAs sur substrat InP : Application à l’amplification faible bruit en onde millimétriques”, Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologie de Lille, Novembre 1998.
- [17] **Damien Bordel**, “Développement de nouveaux substrats compliant pour l’hétéro épitaxie de semi-conducteurs”, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Décembre 2007.
- [18] **Nahory RE, Pollack MA, Johnston Jr WD, Barns RL**, “Band gap versus composition and demonstration of Vegard’s law for $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice matched to InP”, Appl. Phys. Lett., Vol. 33, pp. 659-661, 1978.
- [19] **Jean-Christophe Martin**, “Etude des mécanismes de dégradation des Transistors Bipolaires à Hétérojonction sur substrat InP destinés aux communications optiques”, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux 1, 2004.
- [20] **S. M. Sze**, “High-speed Semiconductor Devices”, Ed., J. Wiley & Sons, 1990.
- [21] **Ismail Noufel**, “Modélisation non linéaire distribuée des transistors à effet de champ: application à l’analyse de la stabilité des transistors et des caractéristiques en bruit dans les circuits millimétriques”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Mars 2001.
- [22] **S. Augaudy**, “Caractérisation et modélisation des transistors micro-ondes, application à l’étude de la linéarité des amplificateurs à fort rendement”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Mars, 2002.
- [23] **Alban Laloue**, “Modélisation non linéaire distribuée des transistors à effet de champ: application à l’analyse de la stabilité des transistors et des caractéristiques en bruit dans les circuits millimétriques”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Mars 2001.
- [24] **Mathieu. H**, “Physique des semi-conducteurs et des composants électronique”, Masson, 1990.
- [25] **Jérôme Saint Martin**, “Etude par simulation Monte Carlo d’architectures de MOSFET ultracourt a grille multiple sur SOI”, Thèse de Doctorat, Université de paris IX d’Orsay, 2005.
- [26] **Fabien Prégaldiny**, “ Etude et modélisation du comportement électrique des transistors MOS fortement submicronique”, Thèse de Doctorat, Université de Luis Pasteur, Strasbourg, Décembre 2003.
- [27] **Birahim Diagne**, “Etude et modélisation compacte d’un transistor MOS SOI double-grille dédié à la conception”, Thèse de Doctorat, Université de Luis Pasteur, Strasbourg I, 2007.
- [28] **M. Huenshen et al.**, “Pulse doped MODFETs”, IEEE IEDM Technical Digest, San Francisco, USA, pp. 438-451, 1984.
- [29] **Laurent Thevnod**, “Etude de la mobilité dans des transistors intégrant un oxyde de grille de forte permittivité et une grille métallique”, Thèse de Doctorat, Institut polytechnique de Grenoble, Juillet 2009.

- [30] **Alaa Saleh**, “Caractérisation en impulsions étroites et modélisation de transistors bipolaires à hétérojonction en technologie InP”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Décembre 2009.
- [31] **L. F. Tiemeijer, H. M.J Boots, R. J. Havens, A. J. Scholten, P. H. W de Vreede, P. H. Woerlee, A. Heringa, D. B. M. Klaassen**, “A record high 150 GHz f_{max} realized at 0.18 μm gate length in an industrial RF-CMOS technology” Electron Devices Meeting, IEDM Technical Digest. International Publication, pp. 10.4.1-10.4.4, 2001.
- [32] **D. Kehrer, H. D. Wohlmuth**, “A 60-Gb/s 0,7-V 10-mW monolithic transformer-coupled 2 : 1 multiplexer in 90 nm CMOS”, IEEE Compound Semiconductor IC Symp., pp. 105-108, 2004.
- [33] **N. Nedovic, N. Tzartzanis, H. Tamura, F. M. Rotella, M. Wiklund, Y. Mizutani, Y. Okaniwa, T. Kuroda, J. Ogawa, W. W. Walker**, “A 40–44 Gb/s 3x oversampling CMOS CDR/1:16 DEMUX”, IEEE J. Solid-State Circuits, Vol. 42, No. 12, pp. 2726 – 2735, Dec. 2007.
- [34] **L. Rodoni, G. von Buren, A. Huber, M. Schmatz, H. Jackel**, “A 5.75 to 44 Gb/s Quarter Rate CDR With Data Rate Selection in 90 nm Bulk CMOS”, IEEE journal of Solid-State Circuits, Vol. 44, Issue 7, pp. 1927 – 1941, July 2009.
- [35] **C. Cao, E. Seok, K. K. O**, “192 GHz push-push VCO in 0.13 μm CMOS”, Electronics Letters, Vol. 42, Issue 4, pp. 208-210, 16 Feb. 2006.
- [36] **Jun-De Jin, S. S. H. Hsu**, “40-Gb/s Transimpedance Amplifier in 0.18- μm CMOS Technology” Proceedings of the 32nd European Solid-State Circuits Conference (ESSCIRC), pp. 520-523, Sept. 2006.
- [37] **Eunyoung Seok, Dongha Shim, Chuying Mao, Ruonan Han, S. Sankaran, Changhua Cao, W. Knap, K. O. Kenneth**, “Progress and Challenges Towards Terahertz CMOS Integrated Circuits”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 45, Issue 8, pp. 1554-1564, 2010.
- [38] **Ian A. Young**, “Analog Mixed-Signal circuits in advanced nano-scale CMOS technology for microprocessors and Socs”, Proceeding of the ESSCIRC 2010, pp. 61-70, Seville, Spain, 2010.
- [39] **W. Jeamsaksiri, A. Mercha, J. Ramos, D. Linten, S. Thijs, S. Jenei, C. Detcheverry, P. Wambacq, R. Velghe, S. Decoutere**, “Integration of a 90nm RF CMOS technology (200 GHz f_{max} – 150 GHz f_T NMOS) demonstrated on a 5GHz LNA”, Symposium on VLSI Technology, 2004.
- [40] **A. Lecavelier Des Etangs-Levallois, E. Dubois, M. Lesecq, F. Danneville, L. Poulain, Y. Tagro, S. Lepilliet, D. Gloria, C. Raynaud, D. Troadec**, “150-GHz RF SOI-CMOS Technology in Ultrathin Regime on Organic Substrate”, IEEE Electron Device Letters, Vol. 32, pp. 1510-1512, 2011.
- [41] **John Pritiskutch, Brett Hanson**, “Understanding LDMOS device fundamentals”, STMicroelectronics, Application Note AN1226, pp. 1-4, 2000.
- [42] **S. J. C. H. Theeuwen, J. H. Qureshi**, “LDMOS Technology for RF Power Amplifiers”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 60, pp. 1755-1763, 2012.

- [43] **Mathieu Hazouard**, “Conception et réalisation d'amplificateurs micro-ondes de puissance à l'aide de la méthode des fréquences réelles”, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, Janvier 2002.
- [44] **Thomas Shotnichi**, “Transistor MOS et sa technologie de fabrication”, Techniques de l'ingénieur, Traité Electronique, E2 430-1.
- [45] **C. E. Wetzeil**, “Comparaison of SiC, GaAs, and Si RF MESFET Power Densities”, IEEE Electron Device Letters, Vol. 16, No 10, pp. 451-453, October 1995.
- [46] **Benoît Mallet-Guy**, “Modèles non linéaires distribués des transistors à effet de champ : Application à l'analyse de stabilité des transistors à fort développement de grille”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Mars, 2002.
- [47] **Nicolas Dubuc**, “Modélisation électrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance a haut rendement”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [48] **M. Bouhess**, “Propriétés des transistors MESFET bigrille et caractérisation des échantillons”, Thèse de Magister, Université de Lille, France, 1981.
- [49] **M. Ibrahim, B. Syrett, J. Bennett**, “Simple and accurate technique for extracting the parasitic resistances of the Dual-Gate GaAs MESFET”, IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol. 12, No. 8, pp. 284-286, August 2002.
- [50] **M. Ibrahim, B. Syrett, J. Bennett**, “A new analytical small-signal model of dual-gate GaAs MESFET”, IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, pp. 1277-1280, May 2001.
- [51] **C. Tsironis, R. Meierer**, “Microwave wide-band model of GaAs dual-gate MESFET's”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-30, No. 3, pp. 243-251, March 1984.
- [52] **J. Wenger, P. Narozny, H. Dambkes, J. Splettstober, C. Werres**, “Microwave Performance of Dual-Gate Cascode MESFET and HEMT Devices with High Gain at Low Noise Levels”, 21st European Microwave Conference, Vol. 1, pp. 591-596, 1991.
- [53] **H. L. A. Hung, G. Hegazi, K. E Peterson, F. R. PHELLEPS, H. C. Huang**, “Monolithic dual-gate MESFET power amplifiers for Ka-band”, Technical Digest 1988, 10th Annual IEEE Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs IC) Symposium, pp. 41-44, 1988.
- [54] **C. Licqurish, M. J. Howes, C. M. Snowden**, “A new model for the dual-gate GaAs MESFET”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 37, No. 10, pp. 1479-1505, Oct. 1989.
- [55] **California Eastern Laboratories Application note AN1020**, “Active Mixer Design Using the NE25139 Dual Gate MESFET”, pp. 1-5, 2003.
- [56] **Yan Chen, Zhizhang Chen**, “A Dual-Gate FET Subharmonic Injection-Locked Self-Oscillating Active Integrated Antenna for RF Transmission”, IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol. 13, No. 6, pp. 199-201, June 2003.

- [57] **C. Tsironis**, “GaAs and dual gate MESFET’s and their applications in microwave circuits”, ACTA Electronica, Vol. 23, No. 4, pp. 317-324, 1980.
- [58] **R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, M. D. Sturge**, “Electron Mobilities in Modulation-Doped Semiconductor Heterojunction Superlattices”, Appl. Phys. Lett., Vol. 33, pp. 665-667, 1978.
- [59] **Youcef Haddab**, “Etudes des niveaux profonds dans des transistors à gaz bidimensionnel d’électrons sur substrat GaAs et InP”, Doctorat Es sciences, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1995.
- [60] **T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu**, “a new Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions”, Jap. J. Appl. Phys., Vol.19, No. 5, pp. L225-L227, 1980.
- [61] **M. Huenshen et al.**, “Pulse doped MODFETs”, IEEE IEDM Technical Digest, San Francisco, USA, pp. 438-451, 1984.
- [62] **Ming Shi**, “Simulation Monte Carlo de MOSFET à base de matériaux III-V pour une électronique haute fréquence ultra basse consommation”, Thèse de Doctorat, Université de Paris Sud, Janvier 2012.
- [63] **P. Bourel**, “Simulation Monte-Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonction AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP”, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologie de Lille, Février 1992.
- [64] **Frédéric Bué**, “Réalisation d’un banc de mesure d’intermodulation biton en bande Ka : Application à l’analyse des causes technologiques de non-linéarité des HEMTs de puissance”, Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Avril 2003.
- [65] **T. Enoki, T. Kobayashi, Y. Ishii**, “Device technologies for InP based HEMT’s and their applications to IC’s”, IEEE GaAs IC Symp., pp. 337–339, 1994.
- [66] **T. Parenty**, “Etude et perspective des transistors à hétérostructure AlInAs/GaInAs de longueur de grille inférieure à 100 nm et conception de circuits intégrés en bande G”, Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologie de Lille, 20 novembre 2003.
- [67] **X. Li, W. I. Wang, A. Y. Cho, D. L. Sivco**, “Planar-doped n-type InAlAs/InGaAs MODFET’s on InP substrates by molecular beam epitaxie”, IEEE Elec. Dev. Lett, Vol. 14, No. 4, pp. 170-172, 1993.
- [68] **B. Lambert**, “Etude de l’influence du mécanisme d’ionisation par impact sur les performances et la fiabilité des transistors à effet de champ sur substrat III-V”, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, Mars, 2001.
- [69] **N. A. Papanicolaou, B. R. Bennett, J. B. Boos, D. Park, R. Ba**, “Sb-based HEMTs with InAlSb/InAs heterojunction”, Electronics Letters, Vol. 41, Issue 19, pp. 1088- 1089, 2005.

- [70] **F. Medjdoub, M. Zaknoune, X. Wallart, C. Gaquiere, F. Dessenne, J. L. Thobel, D. Theron**, “InP HEMT downscaling for power applications at W band”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 52, pp. 2136–2143, Oct. 2005.
- [71] **S. C. Kim, D. An, B. O.Lim, T. J. Baek, D. H. Shin, and J. K. Rhee**, “High performance 94-GHz single balanced mixer using 70-nm MHEMTs and surface micro machined technology,” IEEE Electron Device Lett., Vol. 27, No. 1, pp. 28–30, Jan. 2006.
- [72] **R. Lai, S. Sarkozy**, “HEMT MMW MMICs for radiometer sensor applications”, Microwave Symposium Digest (MTT), 2010 IEEE MTT-S International, pp. 832 – 835, May 2010.
- [73] **Kang-Sung Lee, Young-Su Kim, Yun-Ki Hong, Yoon-Ha Jeong**, “35-nm Zigzag T-Gate $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Metamorphic GaAs HEMTs With an Ultrahigh f_{max} of 520 GHz”, IEEE Electron Device Letters, Vol. 28, No. 8, August 2007.
- [74] **V. Radisic, M. Micovic, M. Hu, P. Janke, C. Ngo, L. Nguyen, L.Samoska, and M. Morgan**, “164-GHz MMIC HEMT doubler”, IEEE Microw. Compon. Lett., Vol. 11, No. 6, pp. 241–243, Jun. 2001.
- [75] **S. C. Kim, D. An, B.O. Lim, T. J.Baek, D. H. Shin, J. K. Rhee**, “High performance 94-GHz single balanced mixer using 70-nm MHEMTs and surface micro machined technology”, IEEE Electron Device Lett., Vol. 27, No. 1, pp. 28–30, Jan. 2006.
- [76] **T. Suzuki, Y. Nakasha, T. Takahashi, et al.**, “144-Gbit/s selector and 100-Gbit/s 4 : 1 multiplexer using InP HEMTs”, IEEE Int MTT Symp. Digest, 2004.
- [77] **J. Bergman, G. Nagy, G. Sullivan, B. Brar, C. Kadow, H.-K. Lin, A. Gossard, M. Rodwell**, “Low-voltage, high-performance InAs/AlSb HEMTs with power gain above 100 GHz at 100 Mv drain bias”, Device Research Conference Proc., pp. 243– 244, June 2004.
- [78] **K. Shinohara, Y. Yamashita, A. Endoh, I. Watanabe, K. Hikosaka, T. Matsui, T. Mimura, S. Hiyamizu**, “547-GHz ft $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}-\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ HEMTs with reduced source and drain resistance”, IEEE Electron Device Letters, Vol. 25, Issue: 5, pp. 241- 243, May 2004.
- [79] **R. Tsai, M. Lange, L. J. Lee, P. Nam, C. Namba, P. H. Liu, R. Sandhu, R. Grundbacher, W. Deal, A. Gutierrez**, “260 GHz Ft, 280 GHz f_{MAX} AlSb/InAs HEMT technology”, 63rd Device Research Conference Digest (DRC '05), Vol. 1, pp. 257 – 258, June 2005.
- [80] **K. Murata, K. Sano, T. Enoki, H. Sugahara, M. Tokumitsu**, “InP-based IC technologies for 100-Gbit/s and beyond”, Indium Phosphide and Related Materials, 16th IPRM International Conference, pp. 10-15, 2004.
- [81] **A. Tessmann, A. Leuther, V. Hurm, H. Massler, M. Zink, M. Riessle, R. Loesch, M. Kuri**, “High-gain submillimeter-wave mHEMT amplifier MMICs”, Microwave Symposium Digest (MTT), IEEE MTT-S International, Fraunhofer IAF, Freiburg, Germany, 2010.
- [82] International Technology Roadmap for Semiconductors, 2007, <http://www.itrs.net/reports.html>.

- [83] Radio frequency and analog/mixed-signal technologies for wireless communications, http://www.itrs.net/Links/2009ITRS/2009Chapters_2009Tables/2009_Wireless.pdf
- [84] **Manju K. Chattopadhyaya and SanjivTokekar**, “Thermal model for DC characteristics of AlGa_N/Ga_N hemts including self-heating effect and non-linear polarization”, *Micro-electronics Journal*, Vol. 39, No. 10, pp. 1181-1188, 2008.
- [85] **A. Matulionis, J. Liberis, I. Matulioniene, M. Ramonas, L. F. Eastman, J. R. Shealy, V. Tilak, A. Vertiatchkh**, “Hot-phonon temperature and lifetime in a biased AlGa_N/Ga_N channel estimated from noise analysis”, *Phys. Rev. B*, (68): 035338, 2003.
- [86] **K. T. Tsen, R. P. Joshi, D. K. Ferry, A. Botchkarev, B. Sverdlov, A. Salvador, H. Morkoc**, “Nonequilibrium electron distributions and phonon dynamics”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 61, pp. 2990-2992, 1996.
- [87] **Ana-Maria Bianchi, Yves Fautrelle, Jacqueline Etay**, “Transferts thermiques”, Agence Universitaire de la Francophonie, Presss Polytechniques et Universitaires Romandes, 2004.
- [88] **John H. Lienhard IV, John H. Lienhard V**, “A Heat Transfer Textbook”, Cambridge, Massachusetts, U.S.A, 2008.
- [89] **Emmanuel Gatard**, “Analyse des phénomènes physiques dans les diodes p-i-n : Contribution à la modélisation électrothermique pour les applications de puissance RF et hyperfréquences”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 04 décembre 2006.
- [90] **A. J. Chapman**, “Heat Transfer”, 4th Edition, Macmillan New York, pp. 358, 1984.

CHAPITRE II

MODELISATION PHYSICO-THERMIQUE

DU NMOSFET ET DU DGMESFET

Chapitre II

Modélisation physico-thermique du NMOSFET et du DGMESFET

II-1 Introduction

Le progrès technologique permet aujourd'hui de fabriquer des composants de taille de plus en plus petite. Ceci permet d'améliorer leurs performances particulièrement en fréquence. Cependant la chaleur générée par la puissance dissipée dans la zone active conduit à l'augmentation de sa température qui ensuite se propage essentiellement par conduction via les contacts ohmiques et/ou via le substrat. L'augmentation de la densité d'intégration et la fabrication des fonctions électroniques intégrées sur substrat de taille réduite augmentent encore plus la dissipation d'énergie et amplifient les problèmes de dissipation thermique.

Cette dérive en température peut avoir un impact important sur les performances physiques et électriques des composants, circuits et systèmes électroniques. Elle constitue donc l'un des principaux facteurs limitant leurs performances. En effet l'élévation de la température dans la zone active a un impact non négligeable dans la dégradation de nombreux paramètres physiques des transistors et en particulier la dégradation de leurs propriétés de transport.

Ces problèmes de dissipation thermique et leur impact sur les performances de l'électronique démontrent l'intérêt d'étudier l'influence des effets thermiques pour envisager des solutions d'évacuation de la chaleur dès la conception des fonctions électroniques. C'est dans ce contexte que des laboratoires ont proposés des méthodes de mesure de la température de réseau telles que le Micro-Raman [1]. Ces méthodes s'appliquent difficilement aux structures de faibles dimensions. Des modèles électriques incluant les effets thermiques ont été proposés [2,3]. Ces modèles qui sont constitués d'un modèle électrique et d'un modèle thermique avec interaction entre les deux modèles sont destinés à la conception de circuits électroniques. Des modèles physiques ont été aussi proposés [4].

Ce chapitre propose un modèle physico-thermique développé pour les transistors NMOSFET et DGMESFET pour comprendre la distribution de la température de réseau dans ces composants et analyser les effets liés à l'augmentation de la température sur leurs performances statiques.

L'effet de la température est inclus via les mécanismes physiques de la génération de la chaleur. Les différentes caractéristiques des matériaux comme par exemple le gap, la mobilité, la vitesse de

saturation la conductivité et la tension de seuil, sont décrites dans le modèle en fonction de la température.

Les paragraphes II-2 et II-3 présentent les modèles physiques des deux composants. Le modèle thermique est développé dans le paragraphe II-4. Le paragraphe II-5 décrit l'ensemble des étapes nécessaires pour le traitement numérique des équations physico-thermiques régissant le fonctionnement des composants étudiés. Il présente plus en détail la méthode des éléments finis, le couplage physico-thermique et il précise les conditions aux limites.

II-2 Modélisation physique du NMOSFET

II-2-1 Rappels de base sur le fonctionnement du NMOSFET

A- Régime de fonctionnement

Le diagramme de bande d'une structure MOS sur substrat uniformément dopé N est rappelé sur la figure II.1. Le niveau de Fermi est défini par la relation $E_F = E_i - q\phi_f$, avec Φ_{cc} l'écart entre le potentiel intrinsèque et le potentiel de Fermi du semi-conducteur dopé de type accepteur et Φ_f donné par l'expression (II.1) [5]:

$$\phi_f = \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (\text{II.1})$$

Dans l'expression (II.1), k_B est la constante de Boltzmann, T la température, q la charge élémentaire, N_A la densité de dopants (de type accepteur) et n_i la densité intrinsèque des porteurs.

La tension de bande plate $V_{FB} = \phi_M - \phi_S$ est la tension qu'il faut appliquer sur la grille pour que le potentiel à l'interface diélectrique/semi-conducteur ψ_S soit nul. La différence de potentiel $\psi_S = (E_i(0) - E_i(\infty))/q$, appelé potentiel de surface, représente la courbure de bande entre la surface et le volume du semi-conducteur.

Dans le cas où des charges fixes sont présentes dans l'oxyde de grille, la tension de bande plate est donnée par $V_{FB} = \phi_M - \phi_S - Q_{SS}/C_{ox}$, avec Q_{SS} la densité de charges équivalentes d'interfaces (incluant la présence des charges fixes dans l'oxyde) et C_{ox} désigne la capacité de l'oxyde de grille $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}}$, avec ϵ_{ox} et t_{ox} désignent respectivement la constante diélectrique et l'épaisseur de l'oxyde.

Les différents régimes de fonctionnement sont définis suivant les valeurs du potentiel de surface.

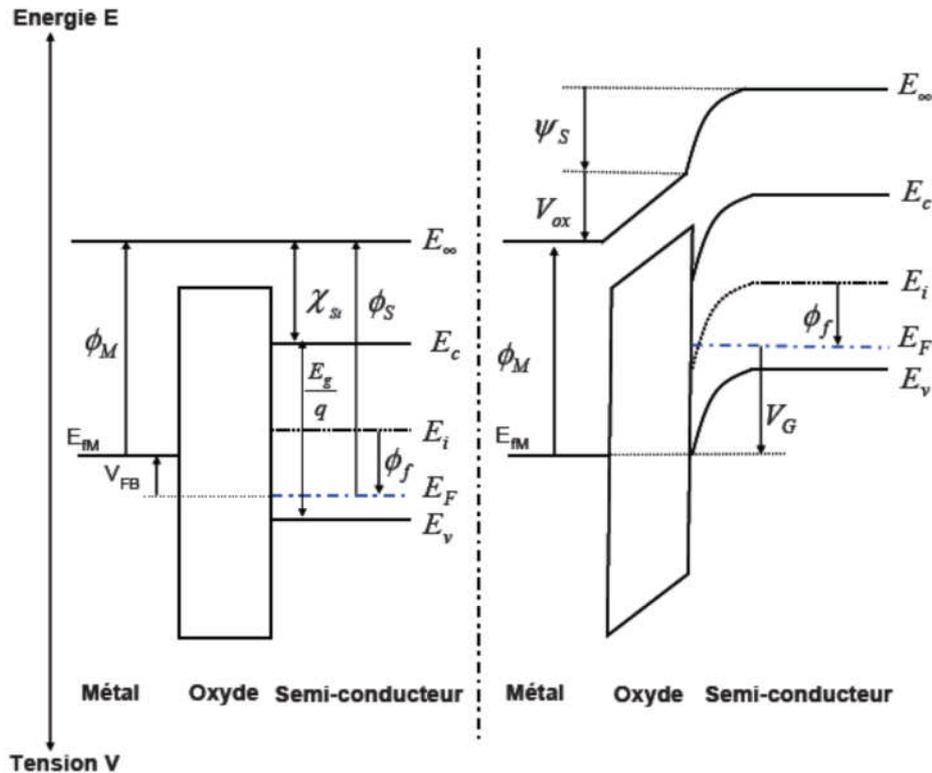


Figure II.1: Représentation schématique des bandes d'énergie d'un N-MOSFET, bandes plates (à gauche) et régime d'inversion faible (à droite), ϕ_M est le travail de sortie de la grille, χ_{Si} , E_g et ϕ_S présentent respectivement l'affinité électronique, la bande interdite et le travail de sortie du silicium, E_v , E_c et E_i sont respectivement les énergies de la bande de valence, de la bande de conduction et l'énergie intrinsèque du silicium [6].

- **Régime d'accumulation:** $\psi_S < 0$ soit $V_{gs} < V_{FB}$

La charge dans le semi-conducteur est dominée par les porteurs majoritaires du substrat (les trous) près de la surface. Les porteurs sont attirés très près de l'interface diélectrique/semi-conducteur. La charge à la surface du semi-conducteur est du même type que le volume du semi-conducteur avec une densité de trous à la surface grande devant la densité de trous dans le volume.

- **Régime de bande plates:** $\psi_S = 0$

Ce régime est le seul cas dans lequel le semi-conducteur conserve jusqu'à la surface ses propriétés de volume.

- **Régime de désertion:** $0 < \psi_S < \phi_f$ soit $V_{gs} > V_{FB}$

Les porteurs majoritaires sont repoussés de l'interface. Il se crée alors près de la surface une zone dépourvue de porteurs libres (électrons et trous), appelée zone de charge d'espace. Cette zone est constituée uniquement d'impuretés ionisées (charges négatives).

Durant ces deux régimes (accumulation et désertion), le transistor est bloqué.

- **Régime d'inversion faible:** $\phi_f < \psi_S < 2\phi_f$ soit $V_{FB} < V_{gs} < V_T$ pour $\psi_S = \phi_f$,

Les densités d'électrons et de trous sont égales en surface (près de l'interface oxyde/semi-conducteur) à la densité intrinsèque de porteurs du matériau considéré (n_i).

A partir de $\psi_S > \phi_f$, les porteurs présents en plus grande quantité à la surface sont des électrons. Durant le régime d'inversion faible, la densité de porteurs majoritaires à la surface (électrons) est toujours inférieure à la densité de porteurs majoritaires dans le volume (trous).

Pour $\psi_S = 2\phi_f$ la tension de grille est égale à la tension de seuil. **La tension de seuil est la valeur de la tension de grille pour laquelle le transistor passe du régime d'inversion faible au régime d'inversion forte.** Sous cette condition, la tension de seuil s'exprime comme suit :

$$V_T = V_{FB} + 2 \cdot \phi_f + \frac{\sqrt{4 \cdot q \cdot N_A \cdot \epsilon_{Si} \cdot \phi_f}}{C_{ox}} \quad (\text{II.2})$$

- **Régime d'inversion forte:** $\psi_S > 2\phi_f$ soit $V_{gs} > V_T$

Les électrons sont les porteurs présents en plus grand nombre à la surface et en densité supérieure à celle des trous dans le volume du semi-conducteur. Les porteurs libres sont présents en grand nombre dans le canal. Le transistor est alors passant.

B- Le courant drain-source

- Courant en faible inversion

En faible inversion, en première approximation, le transistor est considéré comme "bloqué", c'est-à-dire que la barrière de potentiel empêche les porteurs minoritaires de circuler entre la source et le drain. En réalité, quelques porteurs parviennent à franchir cette barrière par activation thermique et le courant sous le seuil s'exprime par la relation (II.3) [7]:

$$I_d = I_{d0} \cdot \exp\left(\frac{V_{gs} - V_T}{S} \ln 10\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-q \cdot V_D}{K_B \cdot T}\right)\right] \quad (\text{II.3})$$

Avec, $I_{d0} = D \cdot C_{dep} \cdot \frac{W}{L} \cdot \frac{K_B T}{q} = \mu_0 \cdot C_{dep} \cdot \left(\frac{K_B T}{q}\right)^2$, μ_0 est la mobilité des porteurs à faible champ, D le coefficient de diffusion, C_{dep} la capacité de déplétion (désertion), W et L sont respectivement la largeur et la longueur du canal et S la pente sous le seuil qui correspond à la l'inverse de la caractéristique I_d - V_{gs} .

La pente sous le seuil s'exprime en mV/déc et correspond à la variation de la tension de grille nécessaire pour augmenter le courant d'une décade [4-7]. Dans le cas idéal où $n = 1$, c'est-à-dire pour une capacité de couche déplétée très faible et pour un transistor canal long à la température ambiante, $S = 60$ mV/déc [8].

La pente sous le seuil (Subthreshold swing [9]) est donnée par l'expression (II.4):

$$S = \left(\frac{\partial \log I_d}{\partial V_{gs}} \right)^{-1} = \ln(10) \frac{K_{BT}}{q} \frac{\partial V_{gs}}{\partial \psi_s} \quad (\text{II.4})$$

En faible inversion, le courant de drain et la mobilité des porteurs sont corrélés. L'équation (II.3) montre que le courant de drain progresse de manière exponentielle aux tensions de grille et de drain.

- Courant en forte inversion

En régime de forte inversion le transistor devient passant, V_{gs} réduit la barrière d'énergie et crée le canal à l'interface oxyde/semi-conducteur. Selon la polarisation de drain, on distingue deux principaux régimes de conduction dans le MOSFET, le régime linéaire (ohmique) et le régime saturé.

- En régime linéaire, et donc pour $V_{ds} < V_{gs} - V_T$, la charge d'inversion varie linéairement le long du canal, ce dernier se comporte comme une résistance dont la valeur est modulée par la tension de grille. L'expression du courant de drain est donnée par l'expression suivante:

$$I_d = \frac{W_{eff}}{L_{eff}} C_{ox} \mu_{eff} \left(V_{gs} - V_T - \frac{V_{ds}}{2} \right) V_{ds} \quad (\text{II.5})$$

W_{eff} et L_{eff} sont respectivement les largeurs et longueurs du canal et μ_{eff} est la mobilité effective des porteurs.

- En régime saturé, et donc pour $V_{ds} \geq V_{gs} - V_T$.

Il se crée un point de pincement côté drain où la charge d'inversion s'annule. A mesure que V_{ds} augmente, ce point de pincement se rapproche de la source. Toute tension additionnelle à $V_{dsat} = V_{gs} - V_T$ se répercute ensuite dans cette zone dépourvue de porteurs libres, de sorte que le champ électrique latéral reste constant au niveau de la charge d'inversion sous la grille. En régime de saturation, le courant de drain est donc indépendant de la polarisation de drain. Il se modélise comme suit :

$$I_d = \frac{1}{2} \frac{W_{eff}}{L_{eff}} C_{ox} \mu_{eff} (V_{gs} - V_T)^2 \quad (\text{II.6})$$

II-2-2 Modèle physique du NMOSFET

Les équations différentielles de base décrivant le comportement physique du transistor NMOSFET sont l'équation de poisson (II.7) et l'équation de continuité de courant pour les électrons (II.8) et les trous (II.9).

$$-\Delta V = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} (p - n + N) \quad (\text{II.7})$$

Dans (II.7), V est le potentiel, q est la charge électrique élémentaire, ϵ_r est la constante diélectrique du semiconducteur, n et p sont respectivement les concentrations des électrons et des trous et N est la concentration des impuretés ionisées de type donneur.

$$-div.\vec{J}_n = -q.R \quad (II.8)$$

$$-div.\vec{J}_p = -q.R \quad (II.9)$$

L'expression de la recombinaison de type Shockly Read Hall R est donnée par (II.10) [10, 11]:

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \quad (II.10)$$

n_i est la concentration intrinsèque, τ_n et τ_p sont les durées de vie des porteurs.

Les vecteurs densités des courants \vec{J}_n et \vec{J}_p dus au champ électrique sont donnés par les expressions (II.11, II.12) :

$$\vec{J}_n = -qn\mu_n \vec{grad}V + qD_n \vec{grad}n \quad (II.11)$$

$$\vec{J}_p = -qp\mu_p \vec{grad}V - qD_p \vec{grad}p \quad (II.12)$$

Avec μ_n et μ_p les mobilités des porteurs et D_n et D_p les coefficients de diffusion, reliés entre eux par l'équation d'Einstein (II.13):

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k.T_L}{q} \quad (II.13)$$

T_L est la température de la maille cristalline.

Ceci nous conduit à une deuxième formulation des densités de courants:

$$\vec{J}_n = -qn\mu_n \vec{E} + \mu_n kT_L \vec{grad}n \quad (II.14)$$

$$\vec{J}_p = -q.p.\mu_p \vec{E} - \mu_p kT_L \vec{grad}p \quad (II.15)$$

II-3 Modèle physique du DGMESFET

Les équations différentielles de base décrivant le comportement physique du transistor MESFET bigrille sont l'équation de poisson (II.16) et l'équation de continuité de courant (II.17).

$$\Delta V = \frac{q}{\epsilon} (N - N_D) \quad (\text{II.16})$$

$$\text{div } \vec{J} - \frac{\partial N}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.17})$$

Le vecteur densité de courant \vec{J} est donné par la relation II.19 :

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (\text{II.18})$$

$$\vec{J} = q(-\mu(E).N.\vec{\text{grad}}V + D(E).\vec{\text{grad}}N) \quad (\text{II.19})$$

Pour le cas linéaire, le coefficient de diffusion s'exprime par l'équation d'Einstein et pour le cas non linéaire le coefficient de diffusion est donné par :

$$D(E) = \mu(E). \frac{K_b T}{q} + 800 \exp \left[- \left(\frac{E - 4000}{1650} \right)^2 \right] \quad (\text{II.20})$$

L'évolution de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique est donnée par l'expression suivante :

$$v(E) = \frac{\mu_0 + V_{Sat} (E/E_c)^4}{1 + (E/E_c)^4} \quad (\text{II.21})$$

Avec, V_{Sat} est la vitesse de saturation, E_c est le champ électrique critique. μ_0 est la mobilité à faible champ.

La densité du courant en tout point du transistor semi-conducteur est la résultante de trois phénomènes (conduction, diffusion et déplacement)

$$\vec{J}_t = \vec{J} + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.22})$$

II-4 Modèle thermique

II-4-1 Effet de la température sur les paramètres physiques

Les paramètres qui dépendent de la température dans l'expression du courant drain sont le gap, la mobilité des électrons, la vitesse de saturation, la tension de seuil et la conductivité thermique.

➤ Le Gap

Le gap est la largeur de la bande interdite correspondant à la différence d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence. C'est la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour transiter de la bande de valence à la bande de conduction. L'expression du gap en fonction de la température est donnée par l'équation II.23 [12]:

$$E_{gap}(T_L) = E_{gap}(0) - \left[\frac{\alpha T_L^2}{T_L + \beta} \right] = E_{gap}(300) + \alpha \left[\frac{300^2}{300 + \beta} - \frac{T_L^2}{T_L + \beta} \right] \quad (\text{II.23})$$

Où $E_{gap}(0)$ est la bande interdite à la température absolue (0 K), α et β sont des constantes dépendantes du matériau. A titre d'exemple les valeurs de ces constantes sont présentées dans le tableau II-1 pour les matériaux **Si**, **GaAs**, **In_{0.40}Al_{0.60}As**, **In_{0.40}Ga_{0.60}As**, et **GaN**.

	Si	GaAs	In_{0.40}Al_{0.60}As	In_{0.40}Ga_{0.60}As	GaN
Eg(300) (eV)	1,166	1,424	1,81	0,89	3,47
α (eV/K)	$4,73 \cdot 10^{-4}$	$5,41 \cdot 10^{-4}$	$5,304 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$7,7 \cdot 10^{-4}$
β (K)	636	204	355,5	240,4	600

Tableau II-1 : Valeurs des constantes α , β et du gap des matériaux

Si, GaAs, In_{0.40}Al_{0.60}As, In_{0.40}Ga_{0.60}As et GaN [12, 13, 14, 15].

La figure II.2 présente le gap en fonction de la température pour les matériaux du tableau II-1. En effet, la largeur de bande interdite du silicium est beaucoup plus stable en température que celle des autres matériaux.

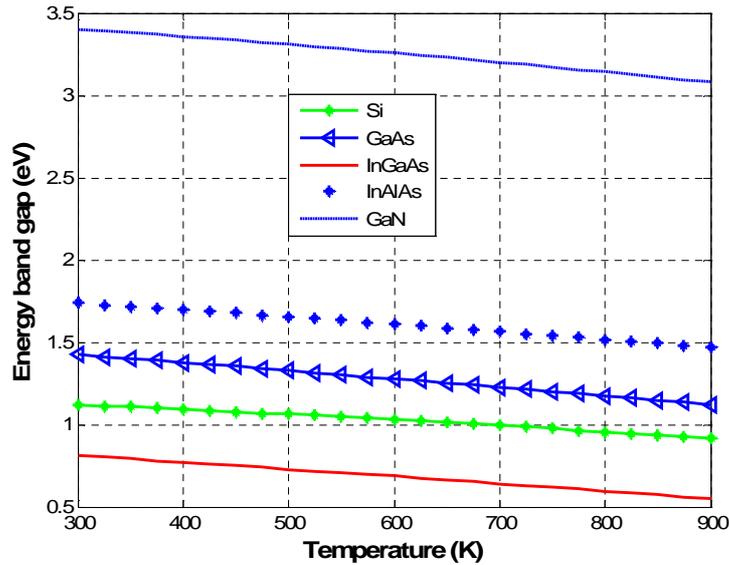


Figure II.2: Variation de la bande interdite en fonction de la température des matériaux Si, GaAs, GaN, InAlAs et de l'InGaAs.

➤ La mobilité des électrons

La mobilité des électrons dans les matériaux semi-conducteurs dépend fortement de la température et du champ électrique. La mobilité décroît avec l'augmentation de la température.

- Pour le Si, la dépendance de la mobilité des électrons en fonction de la température s'écrit:

$$\mu(T) = \frac{\mu_0 (T/300)^s}{1 + \theta(T)(V_{gs} - V_{th}(T))} \quad (\text{II.24})$$

La valeur de s est souvent égale à - 2.25 [16] et le paramètre $\theta(T)$ représente la dégradation de la mobilité avec le champ électrique appliqué.

- Pour le GaAs, la mobilité est donnée par l'expression II.25 [17] :

$$\mu(T) = \mu(300) \left(\frac{T}{T_0} \right)^s \quad (\text{II.25})$$

Avec :

$\mu(300)$ est la mobilité à faible champ électrique, le facteur de puissance s est généralement égal à 2,3 [18]. Pour les FETs modernes avec des concentrations supérieures à 10^{17} cm^{-3} , le facteur de puissance s est supposé être moins que 0.5 avec une incertitude de ± 0.1 .

Pour les MESFET modernes où le dopage varie entre 10^{17} et 10^{18} cm^{-3} , le facteur s doit être inférieur à 0,5 [19].

- Pour le GaN, l'expression empirique de la mobilité des électrons s'écrit [20]:

$$\mu_n(T, N) = \mu_{1n} \left(\frac{T_L}{300} \right)^\beta + \frac{(\mu_{2n} - \mu_{1n}) \left(\frac{T_L}{300} \right)^\Delta}{1 + \left(\frac{N}{N_{crit}} \left(\frac{T}{300} \right)^\gamma \right)^\alpha \left(\frac{T_L}{300} \right)^\varepsilon} \quad (\text{II.26})$$

Où les mobilités à faible champ μ_{1n} et μ_{2n} sont respectivement égales à 295 et 1460.7 cm²/V.s.

Les valeurs de α , β , γ , Δ et ε sont respectivement 0.66, -1.02, -3.84, 3.02, 0.81, N est la concentration en impureté locale et N_{crit} est fixé à 10¹⁷ cm⁻³.

La figure II.3 montre l'effet de la température sur la mobilité des électrons pour les trois valeurs de concentration de dopage (10¹⁷, 2.10¹⁷ and 2.5x10¹⁷ cm⁻³). Cette figure indique que l'évolution de la mobilité est inversement proportionnelle à la température et ceci pour les trois valeurs de concentration.

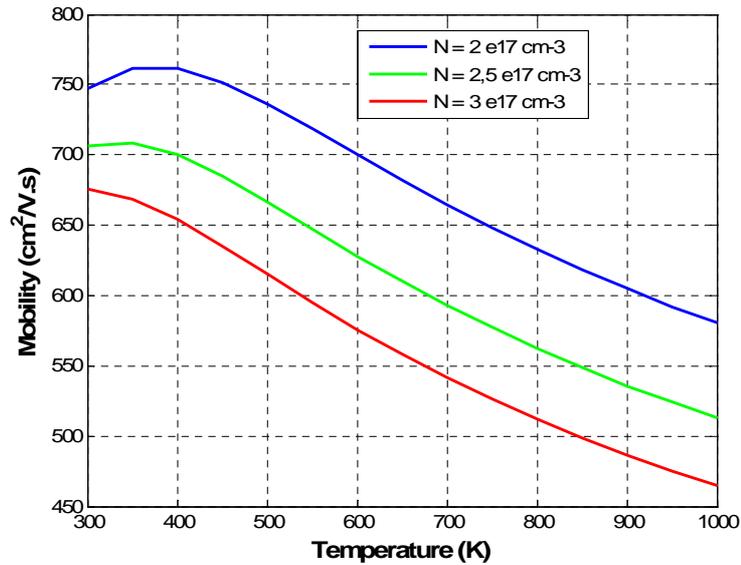


Figure II.3: Effet de la température sur la mobilité des électrons dans le GaN pour différentes concentrations.

- Pour l'InAlAs/InGaAs, la mobilité s'écrit [21]:

$$\mu(T) = \mu_{min} + \frac{\mu_{max} - \mu_{min}}{1 + \left(\frac{N}{N_C} \right)^\alpha} \quad (\text{II.27})$$

Le tableau II-2 montre les valeurs de la mobilité des électrons dans les matériaux InAlAs et InGaAs [22].

Paramètres	InGaAs	InAlAs
μ_{\max}	11599	4226
μ_{\min}	3372	220
N_c	$8,9 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{14}$
α	0,76	0,27

Tableau II-2 : Valeur de la mobilité des électrons dans InAlAs et InGaAs.

➤ **La vitesse de saturation**

A la température de fonctionnement du transistor, du fait de l'agitation thermique, la vitesse instantanée des électrons n'est pas parfaitement définie. Il résulte de ce phénomène une fluctuation du courant de drain.

- Pour le silicium la dépendance de la vitesse de saturation en fonction de la température s'exprime par [23] :

$$V_{sat}(T) = \frac{2,4 \cdot 10^7}{1 + 0,8 \cdot \exp\left(\frac{T}{600}\right)} \quad (\text{II.28})$$

- Pour le GaAs, des mesures récentes sur la dépendance de la vitesse de saturation en fonction de la température, permettent d'écrire [24] :

$$V_{sat}(T) = V_{sat}(T_0) \left[1 + \beta_{sat}(T_L - T_0) \right] \quad (\text{II.29})$$

où β_{sat} varie de $(-1 \text{ à } -2,5) \times 10^{-3} / ^\circ\text{C}$.

- Pour le GaN, la vitesse de saturation s'écrit [25]:

$$V_{sat}(T) = 2,87 \cdot 10^7 - 9,8 \cdot 10^3 T \quad (\text{II.30})$$

➤ **La tension de seuil :**

- Pour le NMOSFET, la variation de la tension de seuil en fonction de la température est donnée [15]:

$$V_T(T) = V_T(300) - \chi (T - 300) \quad (\text{II.31})$$

Avec :

$$V_T(300) = V_{FB} + 2 \cdot \phi_f + \frac{\sqrt{4 \cdot q \cdot N_A \cdot \epsilon_{Si} \cdot \phi_f}}{C_{ox}} \quad (\text{II.32})$$

χ en V/K, représente l'effet thermique sur le potentiel des bandes plates, compris entre - 1 et - 3 V/K.

- Pour le DGMEFET, la tension de seuil est définie par (II.33) :

$$V_T = \phi_{bn} - V_p \quad (\text{II.33})$$

D'où V_p est la tension de pincement, la hauteur de barrière Schottky varie avec la température (II.34):

$$\phi_{bn}(T) = \phi_{bn}(T_0) + m [E_{Gap}(T) - E_{Gap}(T_0)] \quad (\text{II.34})$$

Avec m est compris entre 0 et 1, et à $T_0 = 300\text{K}$: $\phi_{bn}(T_0) = 0,7\text{ V}$ et $E_{Gap}(T_0) = 1,42\text{ eV}$ [18].

- Pour le M-HEMT InAlAs/InGaAs, la dépendance de la tension de seuil en fonction de la température s'exprime au moyen de l'expression (II.35) [26]:

$$V_T(T) = V_T(300) - B(T - 300) \quad (\text{II.35})$$

La valeur de B vaut -0.393 mV K^{-1} dans la gamme de température de 300 à 510 K [27].

$$V_T(300) = \frac{\phi_B}{q} - \frac{\Delta E_C}{q} - \frac{n_{2DEG}(d_d + \Delta d)}{\epsilon} \quad (\text{II.36})$$

Dans cette expression, ϕ_B est la hauteur de barrière Schottky, ΔE_C est la discontinuité de bande de conduction entre la couche Schottky et le canal, n_{2DEG} est la densité surfacique de gaz 2D et $(d_d + \Delta d)$ est la distance effective entre la grille et la densité surfacique de porteurs n_{2DEG} .

➤ La conductivité thermique

Plus la conductivité thermique est importante, plus l'évacuation des calories est favorisée, moins il y a d'auto échauffement pour une puissance dissipée donnée.

Pour prédire le comportement thermique des dispositifs, il est important de prendre en compte le caractère non-linéaire de la conductivité thermique des matériaux semi-conducteurs.

La conductivité thermique des matériaux Si, GaAs, GaN, $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$ et $\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ est décrite par l'expression II.37 [13, 28, 29, 30]:

$$K(T) = k(300) \left(\frac{300}{T} \right)^\alpha \quad (\text{II.37})$$

	Si	GaAs	GaN	$\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$	$\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$
k(300) [W/cm.K]	1,48	0,46	1,97	0,1053	0,0502
α	1,65	1,25	0,48	1,26	0,19

Tableau II-3 : Caractéristiques thermiques des semi-conducteurs utilisés.

Le tableau II-3 montre que la conductivité thermique du Nitrure de Gallium (GaN) est proche des valeurs obtenues dans le cas du silicium. Elle est trois fois plus grande que celle de l'Arséniure de Gallium.

Les figures II.4 et II.5 montrent la variation de la conductivité thermique en fonction de la température pour une gamme de température allant de 300 K à 900 K. On note que pour les quatre filières (Si, GaAs, GaN et InAlAs/InGaAs) la conductivité thermique dans l'équation de propagation de la chaleur (II.38) décroît avec l'augmentation de la température. En faite, cette variation entraine une augmentation de la résistance thermique.

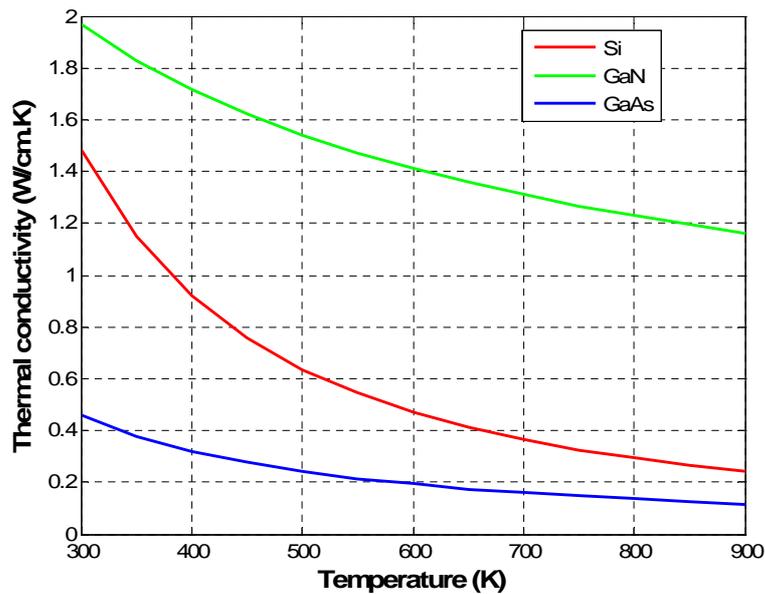


Figure II.4: Effet de la température sur la conductivité thermique dans le Si, GaN et GaAs.

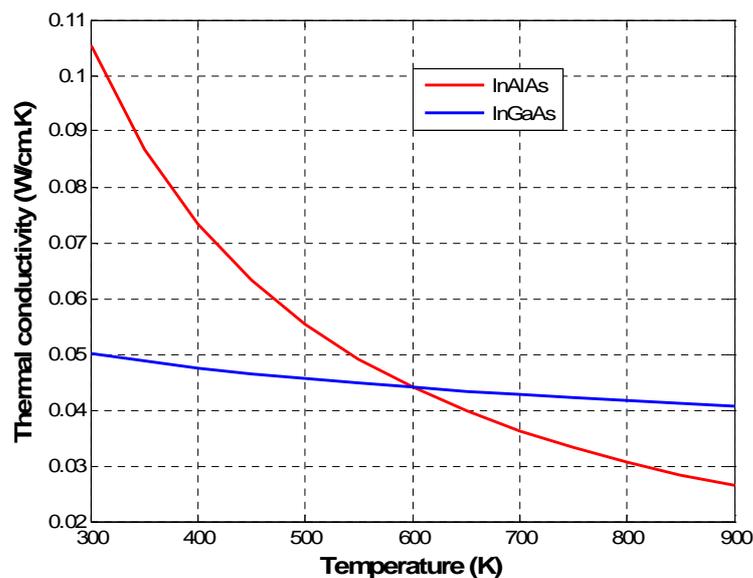


Figure II.5: Effet de la température sur la conductivité thermique dans l'InAlAs et l'InGaAs.

II-4-2 Génération de chaleur

La figure II.6 résume le mécanisme physique de la génération de chaleur. Les tensions de polarisation V_{gs} et V_{ds} appliquées au transistor crée un champ électrique dont le pic se situe à proximité du contact de drain. Ce champ accélère les porteurs de charge (e.g. les électrons dans la bande de conduction dans un transistor à canal de N) qui gagnent de l'énergie et de la chaleur [31,32]. Il s'en suit alors des collisions électroniques. De cette agitation, des phénomènes naissent comme par exemple la génération/recombinaison, collisions d'électrons,... Des quanta d'énergie sont alors émis sous forme de phonons. Deux types de phonons se distinguent, les phonons optiques lorsque l'énergie des électrons est en-dessous de 50 meV et les phonons acoustiques lorsque leur énergie est au dessus de 50 meV [32]. L'émission de phonons génère de la chaleur dans le semi-conducteur.

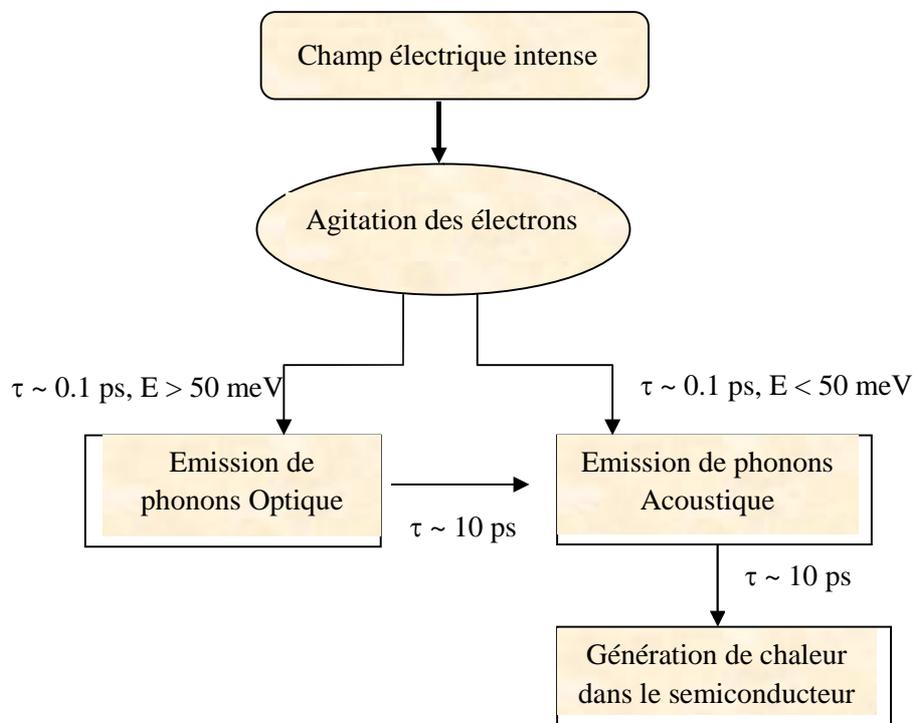


Figure II.6: Mécanisme physique de génération de la chaleur.

Le principe de la modélisation thermique repose sur la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur (II.38) [31].

$$\rho C_p \frac{\partial T_L}{\partial t} - \text{div} \left(k_L \vec{\nabla}(T_L) \right) = H \quad (\text{II.38})$$

Dans l'expression (II.38), ρ est la masse volumique du matériau en Kg/m^3 , C_p est la capacité calorifique massique en J/Kg. K , k_L est la conductivité thermique du matériau en W/mK .

Le terme H indique le terme de la génération de chaleur qui se manifeste par l'émission des phonons optiques et acoustiques décrite précédemment.

Plusieurs modélisations de la source de chaleur ont été proposées [33, 34] : l'effet Joule [35], Effet Thomson [36], génération-recombinaison des électrons et des trous [37].

Un modèle simplifié pour obtenir le taux de génération calorifique pour un volume donné est couramment admis pour les technologies MOSFET [33]:

$$H = \vec{J} \cdot \vec{E} + (R - G)(E_g + 3k_B T) \quad (\text{II.39})$$

Le premier terme de l'expression (II.39) est l'effet Joule dû à la résistance électrique du semi-conducteur. Ce terme correspond au produit scalaire du vecteur champ électrique et celui de la densité de courant. Le second terme représente le taux d'échauffement dû aux générations (G) et aux recombinaisons (R) non radiatives des paires électron-trou, E_g est le gap du semi-conducteur, k_B est la constante Boltzmann et T est la température ambiante [33, 38]. Dans la majorité des technologies MOSFETs l'échauffement dû aux recombinaisons des porteurs est très faible comparé à celui lié à l'effet Joule.

Ainsi, une étude thermodynamique rigoureuse sur la génération de chaleur dans les composants à semi-conducteurs a été développée par Wachutka [33, 39]. D'où la génération de la chaleur dans ces composants tels que les DGMESFETs et les HEMTs est due principalement à l'effet Joule. Ce dernier correspond au premier terme de l'équation II.39.

II-5 Résolution numérique par la méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est très largement utilisée pour l'étude des effets thermiques. Elle permet de transformer un problème à équations différentielles en un système numérique pouvant être résolu par des techniques numériques. Cette méthode consiste à diviser la structure à étudier, en morceaux de base appelés maillage. On applique à chaque élément du maillage les différentes équations qui décrivent le comportement physique et thermique du dispositif étudié et on définit les conditions aux limites du système. Le système d'équations est ensuite résolu à l'aide d'algorithmes appropriés d'analyse numérique [40].

II-5-1 Outil de simulation: COMSOL[®] Multiphysics

Le logiciel COMSOL, anciennement appelé FEMLab (Finite Elements Modeling Laboratory) est un logiciel avancé pour la modélisation et la simulation de tout processus physique décrit par des Equations aux Dérivés Partielles (EDP) par éléments finis. Sa particularité est de disposer d'une base de données d'équations permettant de modéliser les différents phénomènes physiques, comme l'électrostatique, transfert thermique, l'écoulement de fluides ou encore la déformation des matériaux.

Développé initialement comme une boîte d'outil (toolbox) de Matlab, il dispose aujourd'hui de son propre environnement graphique permettant à la fois le dessin des géométries et l'affichage de résultats en post-traitement. Un des principaux avantages du COMSOL est sa capacité de coupler et résoudre les EDP. Il permet de décrire des phénomènes multi physiques dans des domaines aussi variés que la mécanique des structures, l'électromagnétisme, la dynamique des fluides, la chimie et le transfert thermique, tout ceci dans le même modèle et simultanément.

II-5-2 Discrétisation à l'aide des éléments finis

La mise en œuvre des méthodes numériques de résolution des problèmes aux dérivées partielles telles que la méthode des éléments finis comprend trois étapes principales:

- discrétisation du milieu continu en sous domaines (ou maillage),
- construction de l'approximation nodale par sous domaine (exprimer les dérivées à l'aide des éléments finis en tout nœud i , i variant de 1 à n nœuds)
- exprimer les valeurs de la fonction en tout point sur la frontière en tenant compte des conditions aux limites.

On obtient un système de n équations à n inconnues qu'il faut résoudre par des techniques numériques. En suivant ces étapes, nous définissons un maillage triangulaire des transistors NMOSFET et DGMESFET (figures II.7 et II.8). Un maillage fin est nécessaire pour assurer une précision suffisante. Pour cela, il faut estimer les zones à fort gradient de température afin de mailler plus finement.

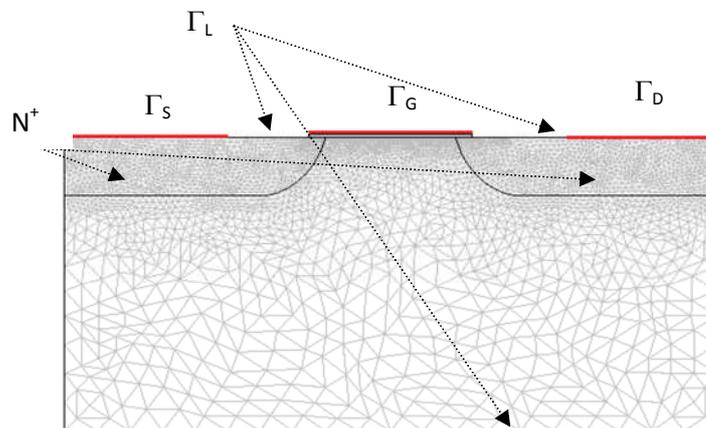


Figure II.7: Maillage d'un transistor NMOSFET.

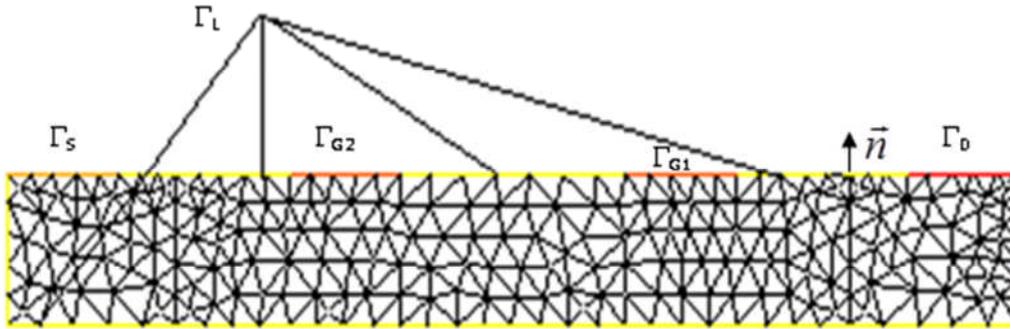


Figure II.8 : Maillage d'un transistor DGMEFET.

Γ_S : Surface représentant le contact source- N^+ .

Γ_D : Surface représentant le contact drain- N^+ .

Γ_L : Surface délimitant le transistor.

Γ_G : Surface représentant le contact grille- SiO_2 .

Γ_{G1} : Surface représentant le contact grille1-couche active.

Γ_{G2} : Surface représentant le contact grille2-couche active.

\vec{n} : Vecteur unitaire normale à Γ_L

II-5-3 Couplage physico-thermique

Notre modèle du transistor NMOSFET a été développé et conçu à l'aide du logiciel COMSOL[®]. Ce dernier est adapté pour la résolution des équations différentielles couplées par la méthode des éléments finis. Le modèle de dérive diffusion est alors couplé aux équations de transfert de la chaleur.

A l'instant initial, la température de réseau est uniforme est égale à la température ambiante ($T = 300$ K). On résout le modèle physique pour déterminer la distribution du potentiel et la densité d'électrons dans le composant et plus précisément dans la couche active. En même temps le terme de génération de chaleur H est calculé et la température du réseau en tout point du composant est déterminée par la résolution de l'équation de diffusion thermique. Le modèle physique est ensuite résolu à nouveau en utilisant les paramètres de mobilité et vitesse de saturation mis à jour en fonction de la température du réseau. Ainsi, les deux modèles sont résolus alternativement jusqu'à la convergence de toutes les grandeurs électriques et thermiques.

La figure II.9 résume schématiquement le couplage entre le modèle physique et le modèle thermique.

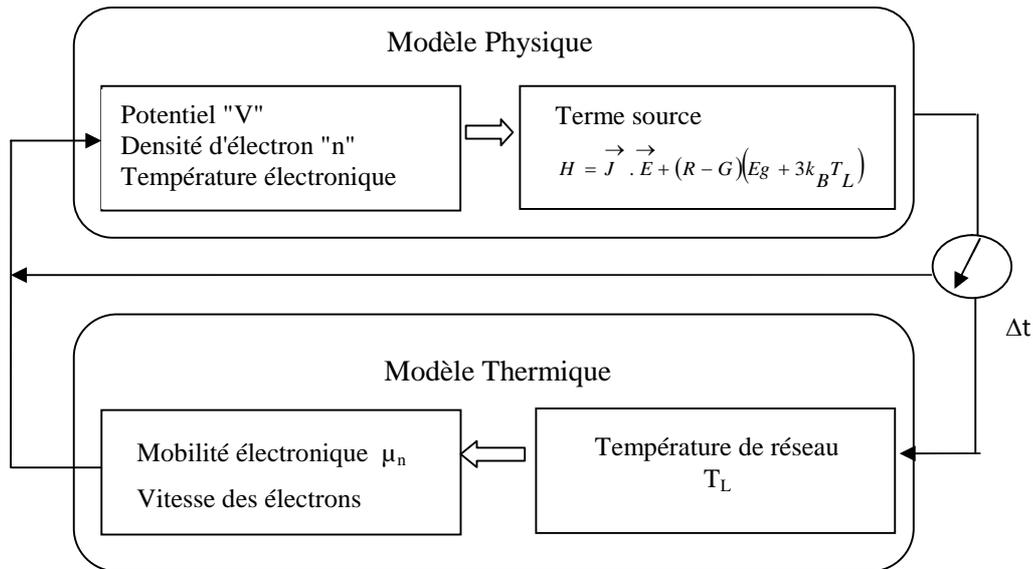


Figure II.9: Couplage entre le modèle physique et le modèle thermique.

II-5-4 Paramètres d'entrée du modèle numérique

La simulation doit être effectuée par l'introduction dans le modèle numérique des constantes, des paramètres physiques et thermiques des matériaux semi-conducteurs utilisés, ainsi que les paramètres technologiques du transistor étudié.

Les principaux paramètres d'entrées du modèle sont:

- La vitesse des porteurs en fonction de la température.
- La mobilité des porteurs en fonction de la température.
- Les constantes diélectriques.
- Le gap des matériaux en fonction de la température.
- La tension de seuil en fonction de la température.
- La conductivité thermique des matériaux en fonction de la température.
- La densité de donneurs ionisés.
- Les capacités calorifiques massiques.
- La masse volumique du matériau semi-conducteur.

II-5-5 Conditions aux limites

La solution utilisée dans les simulateurs thermiques (COMSOL, Ansys, ModuleF par exemple) repose sur la discrétisation de la structure à analyser en éléments de dimensions finies. L'équation de diffusion de la chaleur ainsi que les équations de transport de charges sont alors résolues pour chaque élément. Il est alors nécessaire de préciser les conditions aux limites pour les grandeurs intervenant dans les équations du modèle physico-thermique.

II-5-5-1 Conditions aux limites pour le modèle physique

- **Potentiel**

Pour le NMOSFET, l'équation de Poisson est donnée par :

$$-\Delta V = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} (p - n + N)$$

Les électrodes sont considérées comme des contacts ohmiques parfaits, ce qui correspond aux conditions de Dirichlet décrites dans (II.40) :

$$\begin{cases} V(\Gamma_s) = V_s \\ V(\Gamma_G) = V_G - \chi_{poly} \\ V(\Gamma_D) = V_D \end{cases} \quad (II.40)$$

Dans l'expression (II.40), V_D , V_G et V_s sont respectivement les tensions appliquées sur le drain, la grille et la source et χ_{poly} est l'affinité électronique du polysilicium.

Les surfaces libres (Γ_L) sont des frontières correspondant soit à des interfaces avec un isolant, soit à des frontières artificielles du composant. Donc les différentes grandeurs physiques ne devant plus évoluer, ce qui correspond à des conditions de Neumann.

$$\vec{grad} V_L \cdot \vec{n} = 0 \text{ sur } \Gamma_L$$

Pour le DGMESFET, les conditions aux limites associées au potentiel sont :

$$\begin{cases} V(\Gamma_s) = V_s \\ V(\Gamma_{G1}) = V_{G1} + \phi_{bn} \\ V(\Gamma_{G2}) = V_{G2} + \phi_{bn} \\ V(\Gamma_D) = V_D \\ \vec{grad} V \cdot \vec{n} = 0 \text{ sur } \Gamma_L \\ \text{avec } \vec{n} : \text{normale à } \Gamma_L \end{cases} \quad (II.41)$$

Dans l'expression (II.41), ϕ_{bn} est la hauteur de barrière Schottky.

- **Densité d'électrons**

Le système à résoudre est :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{j} = q \frac{\partial N}{\partial t} \\ \vec{j} \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{sur } \Gamma_L \\ N = N_D \quad \text{sur } \Gamma_s \cup \Gamma_D \end{array} \right. \quad (\text{II.42})$$

Les conditions aux limites pour la densité des électrons se déduisent des hypothèses d'équilibre thermodynamique et de neutralité de charge au voisinage du contact. Dans le cas des dispositifs qui nous intéressent, la densité intrinsèque d'électrons est négligeable devant la densité totale d'impuretés ionisées, de sorte que les conditions aux limites sur les contacts ohmiques se réduisent à $N = N_D$, si le dopage du dispositif est réalisé à l'aide d'atomes donneurs uniquement.

Pour le DGMESFET, les conditions aux limites imposées sur la densité d'électrons sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{j} = q \frac{\partial N}{\partial t} \\ \vec{j} \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{sur } \Gamma_L \\ N = N_D \quad \text{sur } \Gamma_s \cup \Gamma_D \\ N = N_D \cdot \exp\left(\frac{q}{K_b T} (V_{G1} + \phi_{bn})\right) \quad \text{sur } \Gamma_{G1} \\ N = N_D \cdot \exp\left(\frac{q}{K_b T} (V_{G2} + \phi_{bn})\right) \quad \text{sur } \Gamma_{G2} \end{array} \right. \quad (\text{II.43})$$

L'équation de la densité de courant donnée par la relation (II.19) :

$$\vec{J} = -q \left[\mu(E) \cdot N \cdot \vec{\text{grad}} V + D(E) \cdot \vec{\text{grad}} N \right]$$

Le système matriciel à résoudre décrivant le système d'équations (II.19), (II.43) s'écrit après discrétisation :

$$\left\{ \begin{array}{l} [T] \{N\} = [I] \left\{ \frac{\partial N}{\partial t} \right\} \\ N = N_D \quad \text{sur } \Gamma_s \cup \Gamma_D \\ N = N_D \cdot \exp\left(\frac{q}{KT} (V_{G1} + \phi_{bn})\right) \quad \text{sur } \Gamma_{G1} \\ N = N_D \cdot \exp\left(\frac{q}{KT} (V_{G2} + \phi_{bn})\right) \quad \text{sur } \Gamma_{G2} \end{array} \right. \quad (\text{II.44})$$

[I] est la matrice identité et la matrice [T] est décrite en Annexe B.

II-5-5-2 Conditions aux limites pour le modèle thermique

L'énergie dissipée dans le composant et plus précisément dans la partie active du transistor peut être évacuée selon différents mécanismes vers le milieu extérieur: conduction, convection, rayonnement. Comparé à l'évacuation de l'énergie par conduction, son évacuation par convection et par rayonnement est plus faible de l'ordre de 1,5 % [41, 42]. Notre modèle numérique prendra donc uniquement compte du transfert de chaleur par conduction.

La température de réseau sur la base du substrat est supposée constante prise égale à 300 K (Température de socle). Pour les surfaces libres du composant, la condition sur la température de réseau est comme suit:

$$\frac{\partial T_L}{\partial x} = 0 \quad \text{ou sur} \quad \frac{\partial T_L}{\partial y} = 0$$

II-6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé un modèle physico-thermique pour les transistors NMOSFET et DGMESFET. C'est un modèle numérique qui inclut les lois physiques régissant le fonctionnement de chacun de ces transistors et un modèle thermique avec un couplage physico-thermique. Le modèle est implanté dans les simulateurs COMSOL et FREEFEM+. L'analyse numérique bidimensionnelle est effectuée en utilisant la méthode des éléments finis disponible dans ces logiciels. Le modèle physico-thermique est utilisé dans les chapitres suivants pour l'analyse par simulations des effets thermiques sur les caractéristiques de ces transistors et sur leurs comportements statiques.

Bibliographie du Chapitre II

- [1] **Lancy Ophélie**, “Etude par Microspectrometrie Raman de matériaux et de composants microélectroniques à base de semi-conducteurs III-V grand Gap”, Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologie de Lille, 2009.
- [2] **H. Dia, J.B. Sauveplane, P. Tounsi, J-M. Dorkel**, “A temperature-dependent power MOSFET model for switching application”, 15th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems, Thermic, pp. 87-90, Belgique, 2009.
- [3] **Ahmed Birafane**, “Modélisation non linéaire des transistors bipolaires à hétérojonction pour la conception des circuits microondes : Méthodes de caractérisation associées au modèle”, Thèse de Doctorat, Université de Paris 11, Orsay, France, 1997.
- [4] **P. Tounsi et al.**, “New Method for Electrothermal Simulations: HDTMOS in Automotive Applications”, 20th IEEE Semi-Therm. Symposium, pp. 111 - 116, 2004.
- [5] **S. M. Sze**, “Physics of Semiconductor Devices”, New York: John Wiley, 1981.
- [6] **Sophie Baudot**, “MOSFETS contraintes sur SOI analyse des déformations par diffraction des rayons X et étude des propriétés électriques”, Université de Grenoble, 15 décembre 2010.
- [7] **N. Arora**, “MOSFET models for VLSI circuit simulation: theory and practice”, ISBN-10 0387823956, Springer-VerlagTelos, 1993.
- [8] **B. Diagne**, “Etude et modélisation compacte d'un transistor MOS SOI double-grille dédié à la conception”, Thèse de Doctorat, Université de Louis Pasteur - Strasbourg I, 2007.
- [9] **E. Vandamme, P. Jansen, and L. Deferm**, “Modeling the subthreshold swing in MOSFETs”, IEEE Electron Device Letters, Vol. 18, No. 8, pp. 369-371, 1997.
- [10] **W. Shockley, W.T. Read**, “Statistics of the Recombination of Holes and Electrons”, Phys. Rev. 87, pp. 835-842, 1952.
- [11] **R. N. Hall**, “Electron Hole Recombination in Germanium”, Phys. Rev. 87, pp. 387, 1952.
- [12] **S. M. Sze**, “High-speed Semiconductor Devices”, Ed., J. Wiley & Sons, 1990.
- [13] **Atlas** “user's manual device simulation software”, 2010.
- [14] **Tony Gasseling**, “Caractérisation non linéaire avancée de transistors de puissance pour la validation de leur modèle CAO”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 17 novembre 2003.
- [15] **Sadao Adachi**, “Physical properties of III-V Semiconductor Compound: InP, InAs, GaP, InGaAs and InGaAsP”, Wiley-VCH, 2004.
- [16] **D. S. Jeon and I. Dorothea E. Burk**, “A temperature-dependent soimosfet model for high-temperature application (27°C-300°C)”, IEEE Transactions Electron Devices, Vol. 38, 1991.
- [17] **M. E. Klausmeier-Brown, M.S. Lundstrom, M. R. Melloch**, “The Effects of Heavy Impurity Doping on AlGaAs/GaAs Bipolar Transistors”, IEEE Trans. Electron Devices Vol. 36, No. 10, pp. 2146-2155, 1989.

- [18] **R. Anholt**, “Electrical and Thermal Characterization of MESFET's, HEMT's and HBT's”, artech House, 1995.
- [19] **Mohamed Kameche**, “Etude et modélisation du transistor MESFET sur les technologies GaAs, 4H-SiC et GaN pour applications RF et Microondes en Télécommunications”, Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, 2005.
- [20] **M. Farahmand and al.**, “Monte Carlo Simulation of Electron Transport in the III-Nitride Wurtzite Phase Materials System: Binaries and Ternaries”, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 48, No. 3, pp. 535-542, Mar. 2001.
- [21] **S. Selberherr**, “Analysis and Simulation of Semiconductor Devices”, Vienna: Springer-Verlag, pp. 80, 1984.
- [22] **Suman Datta, Shen Shi, Kenneth P. Roenker, Marc M. Cahay, William E. Stanchina**, “Simulation and Design of InAlAs/InGaAspnHeterojunction Bipolar Transistors”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 45, No. 8, August 1998.
- [23] **J. S. P. Turkes**, “Electro-thermal simulation of power electronic systems”, Microelectronics Journal, Vol. 29, pp. 785-790, 1998.
- [24] **R. Allam, J. Pribetich**, “Temperature Dependence of the Electron Saturated Velocity in GaAs”, Electronic Letters, Vol. 26, pp. 688-689, 1990.
- [25] **U. V. Bhapkar and M. S. Shur**, “Monte Carlo Calculation of Velocity-Field Characteristic of WurtziteGaN”, J. Appl. Phys., Vol. 82, pp. 1649-1655, August 15, 1997.
- [26] **C-W Chen, P-H Lai, W-S Lour, D-F Guo, J-H Tsai, W-C Liu**, “Temperature dependences of an $\text{In}_{0.46}\text{Ga}_{0.54}\text{As}/\text{In}_{0.42}\text{Al}_{0.58}\text{As}$ based metamorphic high electron mobility transistor (MHEMT)”, Semicond. Sci. Technol., Vol. 21, No. 09, pp. 1358-1363, 2006.
- [27] **A. Mahajan, M. Arafa, P. Fay, C. Caneau, and I. Aesida**, “Enhancement-mode high electron mobility transistors (E-HEMTs) lattice-matched to InP”, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 45, pp. 2422-2429, Issue 12, 1998.
- [28] **John Ditri**, “Heat Conduction in Microwave Devices With Orthotropic and Temperature-Dependent Thermal Conductivity”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 55, No. 3, March 2007.
- [29] **Ostermeir, R. B. K. Abstreiter, G. Weber**, “Temperature distribution in Si-MOSFETs studied by micro-Raman spectroscopy”, IEEE Transactions on electron devices, Vol. 39, pp. 858-863, 1992.
- [30] **M. Kuball, S. Rajasingam, A. Sarua, M. J. Uren, T. Martin, B. T. Hughes, K. P. Hilton, R. S. Balmer**, “Measurement of temperature distribution in multifinger AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors using micro-Raman spectroscopy”, Applied Physics Letters, Vol. 82, Issue 1, pp. 124-126, 2003.
- [31] **Eric Pop, SanjivSinha, and Kenneth E. Goodson**, “Heat Generation and Transport in Nanometer-Scale Transistors”, Proceedings of the IEEE, Vol. 94, No. 8, August 2006.

- [32] **D. Vasileska, K. Raleva, S.M. Goodnick**, “Modeling heating effects in nanoscale devices: the present and the future”, *J Comput Electron*, Vol. 7, No. 2, pp. 66–93, 2008.
- [33] **G. K. Wachutka**, “Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling”, *IEEE Trans. Comput-Aided Design Integr. Circuits Syst.*, Vol. 9, No. 11, pp. 1141–1149, Nov. 1990.
- [34] **A. Raman, D.G Walker, T.S. Fisher**, “Simulation of non equilibrium thermal effects in power LDMOS transistors”, *Solid-State Electronics*, Vol. 47, Issue: 8, pp. 1256-1273, 2003.
- [35] **E. Pop, J. Rowlette, R. W. Dutton, K. E. Goodson**, “Joule heating under quasi-ballistic transport conditions in bulk and strained silicon devices”, in *Proc. Int. Conf. Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*, pp. 307–310, 2005.
- [36] **Marc Salleras Freixes**, “Thermal Modeling of Microsystems and Electronic Components: Model order reduction”, Thèse de Doctorat, Université de Barcelone, 2003.
- [37] **P. Mawby, K. Board**, “A comparison of internal heating and temperature distribution in IGBT and DMOS devices”, *IEE Colloquium on Integrated Power Devices*, pp. 5/1-5/3, London, 1991.
- [38] **Eric. Pop**, “Energy Dissipation and Transport in Nanoscale Devices”, *Nano Research* 3, pp. 147-169, 2010.
- [39] **Estelle Byk**, “Méthodes d’analyse couplées pour la modélisation globale de composants et modules millimétriques de forte puissance”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Décembre 2002.
- [40] **R. W. CLOUGH**, “The Finites Element Method in Plane Stress Analysis”, *Processing of 2nd Conference on Electronic Computation*, ASCE, 1960.
- [41] **R. Meandru, S. Kim, J. R. Lothian, S.J. Pearton, S. S. Park**, “Thermal simulation of High Power, Bulk GaN Rectifiers”, *Solid-State Electronics*, Vol. 47, pp. 1037-1043, 2003.
- [42] **C. Lallement, R. Bouchakour, T. Maurel**, “One-dimensional analytical modeling of the VDMOS transistor taking into account the thermoelectrical interactions”, *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Fundamental Theory and Applications*, Vol. 44, Issue 2, pp. 103-111, 1997.

CHAPITRE III

ANALYSE PHYSICO-THERMIQUE

DU NMOSFET ET DE DGMESFET

Chapitre III

Analyse physico-thermique du NMOSFET et du DGMESFET

III-1 Introduction

Ce chapitre propose une analyse physico-thermique des transistors NMOSFET (substrat silicium), DGMESFET (substrat AsGa) et DGMESFET (substrat GaN).

Le modèle Physico-thermique développé au chapitre II ainsi que les procédures numériques utilisant la méthode des éléments finis disponible dans le logiciel COMSOL seront exploités dans le paragraphe 2 pour étudier l'impact des effets thermiques sur les comportements physique et électrique des composants NMOSFET [1, 2, 3].

Un programme développé en code Freefem+ sera utilisé dans le paragraphe 3 pour le calcul des paramètres électriques du DGMESFET-GaAs connaissant les paramètres géométriques et physiques de la structure étudiée [4, 5, 6]. Après avoir défini la structure étudiée et décrit plus en détail la méthode de résolution et le choix d'un maillage optimal, des résultats concernant l'effet de la température et celui des paramètres géométriques sur les performances du transistor seront présentés et commentés. Le modèle physico-thermique du DGMESFET-GaAs décrit au chapitre II sera analysé dans le paragraphe 4 en l'implantant dans le simulateur COMSOL. Les résultats de simulation concernant le contour de la distribution de la température en fonction de la polarisation des grilles, ainsi que l'effet de certains paramètres technologiques de la structure (épaisseur de la couche active et du substrat, la distance inter-grilles et la distance grille1-drain) sur l'évolution de la température du réseau seront présentés et discutés.

Le cinquième paragraphe s'intéressera à l'étude physico-thermique d'un DGMESFET/GaN et à l'analyse de l'impact de la température sur le comportement DC de ce composant.

Les propriétés de transport du DGMEFET/GaN sont décrites par le modèle Hydrodynamique (HM) basé sur la notion de température électronique qui est une image de l'énergie du porteur pouvant avoir une température supérieure à celle du réseau cristallin [7, 8, 9].

Ce modèle est mieux adapté aux régimes de fonctionnement aux forts champs électriques où les porteurs de charges ne sont plus en équilibre.

II-2 Analyse physico-thermique du NMOSFET

III-2-1 Structure étudiée

La structure étudiée est représentée sur la figure III.1. Elle se compose de trois couches, un substrat de type P avec un niveau de dopage de 10^{17} cm^{-3} , deux couches de diffusion sous les contacts ohmiques dont le dopage est de 10^{19} cm^{-3} et une couche d'oxyde de silicium (SiO_2) d'épaisseur t_{ox} de 5 nm. Les distances source-grille et grille-drain sont de $0.1 \mu\text{m}$. La longueur de la grille est de $0.2 \mu\text{m}$.

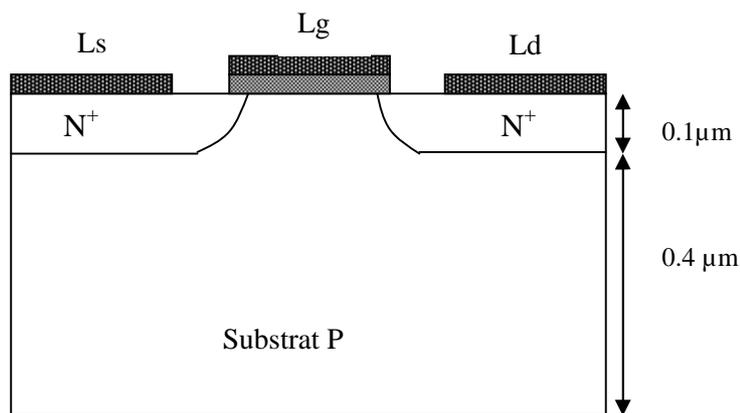


Figure III.1: Structure simulée du NMOSFET.

III-2-2 Caractéristiques statiques sans effet thermique

La figure III.2 montre les résultats de la simulation des caractéristiques de sortie $I_{\text{ds}}-V_{\text{ds}}$ obtenues pour différentes températures ($T = 300, 350, 400$ et 450 K) [1]. La figure III.3 montre les caractéristiques de transferts simulées obtenues dans la région de saturation ($V_{\text{ds}} = 0.5 \text{ V}$). On remarque d'après les figures III.2 et III.3 que le courant drain source diminue avec l'augmentation de la température. Ceci peut être expliqué par l'augmentation de l'agitation thermique due à l'augmentation de la température. Dans ces conditions, le nombre des porteurs de charge augmente ce qui conduit à une diminution de la mobilité des porteurs majoritaires dans le canal et donc une diminution du courant drain source.

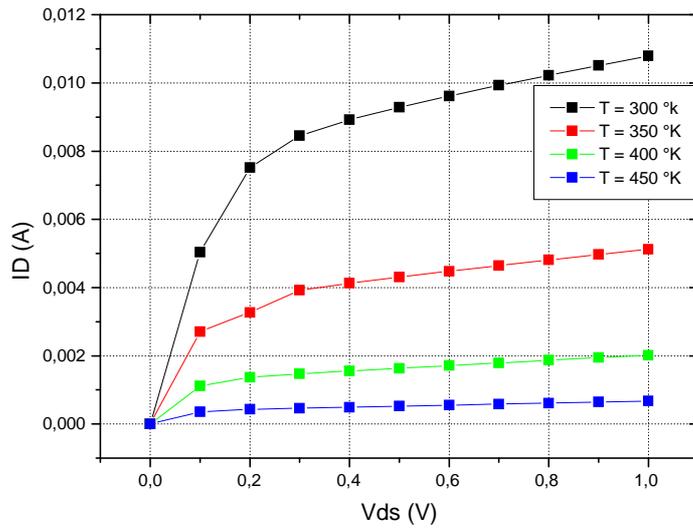


Figure III.2: Caractéristiques de sortie simulées à $V_{gs} = 0.8$ V pour $T = 300, 350, 400$ et 450 K.

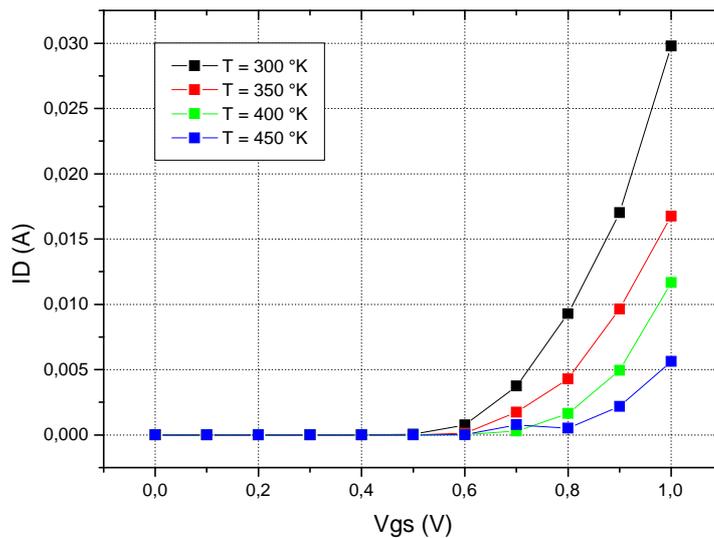


Figure III.3: Caractéristiques de transfert simulées à $V_{ds} = 0.5$ V pour $T = 300, 350, 400,$ et 450 K.

La figure III.4 montre les variations du champ électrique longitudinal à $T = 300$ et 500 K. On constate que le champ électrique augmente avec l'augmentation de la température. En effet, le champ électrique est faible le long des trajectoires source-grille et drain-grille et pour quelques nanomètres sous la grille, le champ augmente et atteint environ $1,04 \cdot 10^5$ V/cm ($T = 300$ K) et $1,36 \cdot 10^5$ V/cm ($T = 500$ K) puis diminue brusquement juste à la sortie du canal côté drain.

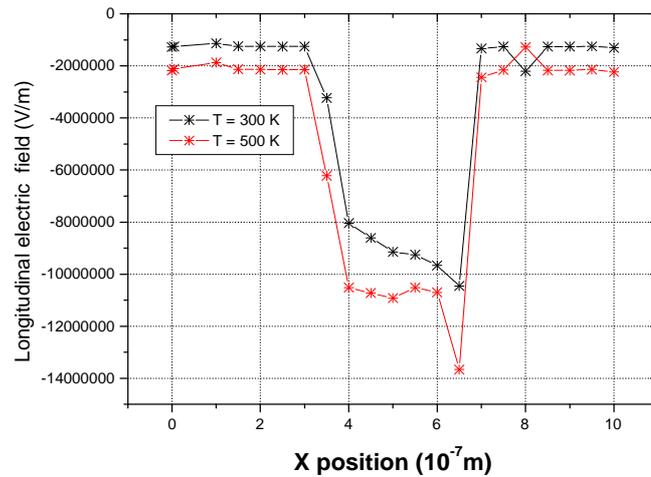


Figure III.4: Répartition du champ électrique E_x suivant la longueur du composant, pour $T = 300$ et 500 K

III-2-3 Caractéristiques statiques avec prise en compte des effets thermiques

Les caractéristiques électriques I_{ds} - V_{ds} avec effet thermique du NMOSFET sont comparées à celles obtenues à la température ambiante ($T = 300$ K) dans la figure III.5 pour les tensions $V_{ds} = 1.4$ V, $V_{ds} = 1.2$ V et $V_{ds} = 1$ V. On constate que le courant drain source diminue avec l'augmentation de la température du réseau liée à l'effet thermique. Les paramètres de transport tel que la mobilité et la vitesse de saturation sont aussi dégradées. La dégradation du courant est environ 37.5 % pour $V_{ds} = 3$ V et $V_{gs} = 1.4$ V [2, 3].

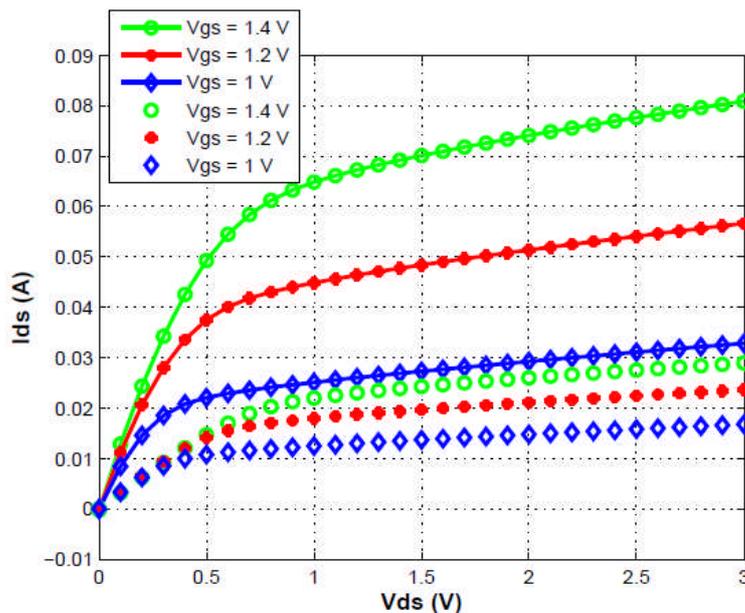


Figure III.5: Caractéristiques de sortie avec simulations isothermiques (lignes continues avec symboles) et simulations thermiques (symboles)

La figure III.6 définit le contour de la distribution de la température de réseau pour les simulations thermiques avec les conditions de polarisations V_{ds} et V_{gs} . Le pic de la température dans le point chaud est à 312 K, 411 K et 444 K pour les cas a, b et c (Fig. III.6) respectivement. On peut remarquer que les formes des isothermes sont des cercles proches du canal. Elles évoluent linéairement lorsqu'elles se rapprochent du socle du composant.

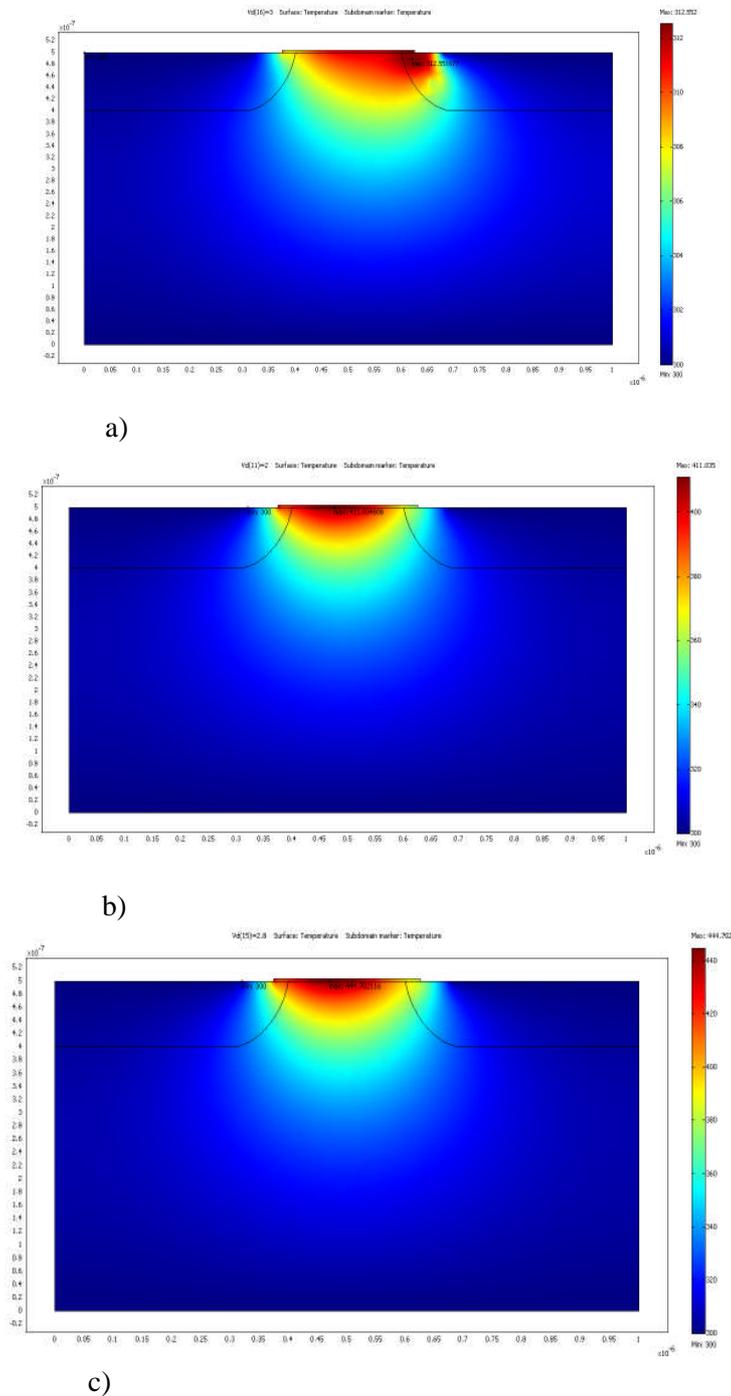


Figure III.6 : Cartographie 2 D de la température de réseau pour :

- a) $V_{ds} = 3$ V et $V_{gs} = 1$ V.
- b) $V_{ds} = 2$ V et $V_{gs} = 1.8$ V.
- c) $V_{ds} = 2.8$ V et $V_{gs} = 1.8$ V.

La figure III.7-a- illustre la carte du terme source de chaleur pour une tension de drain V_{ds} 2.8 V et de grille $V_{gs} = 1.8$ V. On observe que le terme source de chaleur est homogène en dessous des contacts ohmiques. On constate aussi une augmentation significative de ce terme au niveau de l'interface oxyde semi-conducteur due au champ électrique et à la densité de courant qui sont maximales à cet endroit. Les figure III.7-c et III-7-d montrent la concentration des électrons pour $V_{ds} = 1$ V et 0.8 V respectivement.

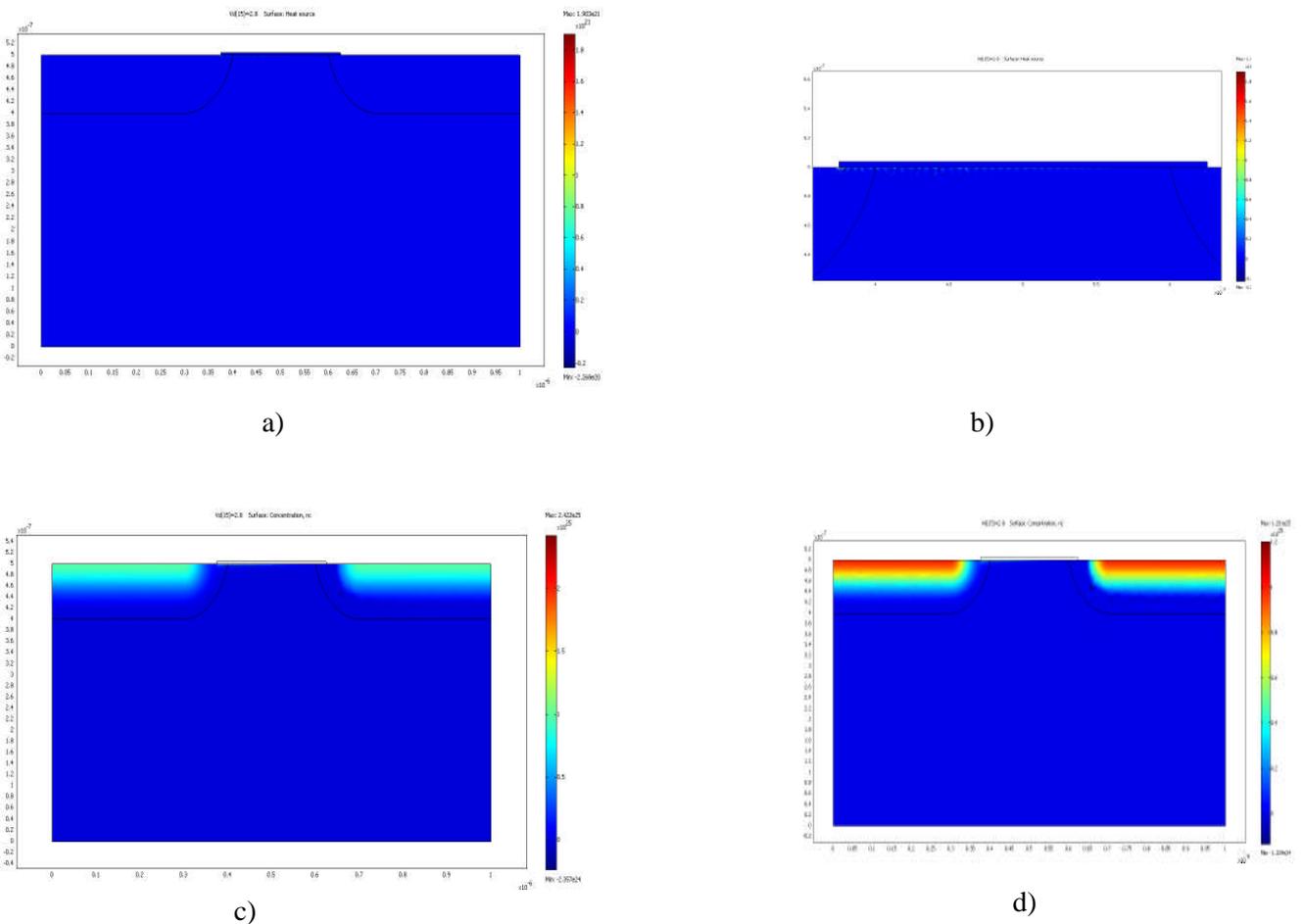


Figure III.7 : Carte 2D du terme source de chaleur pour $V_{ds} = 2.8$ V et $V_{gs} = 1.8$ V.

- a) *Le transistor entier.*
- b) *Zoom proche du contact de grille.*
- c) *Concentration des électrons pour $V_{ds} = 1$ V.*
- d) *Concentration des électrons pour $V_{ds} = 0.8$ V.*

La figure III.8 montre la variation de la vitesse de saturation le long du composant avec et sans la prise en compte de l'effet thermique à $T = 300$ K. Les polarisations de grille et de drain sont respectivement de 2 V et de 3 V et $y = 0.47$ μm . On note que la vitesse dans le canal diminue avec l'effet de la conduction de la chaleur.

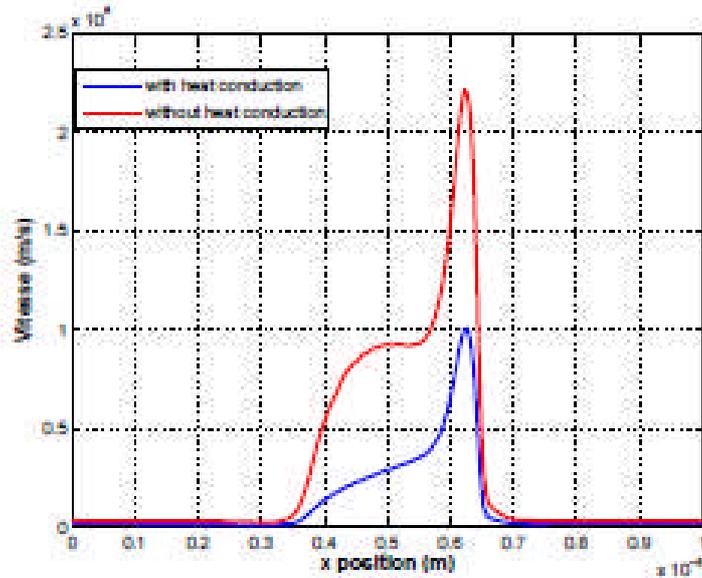


Figure III.8: Variation de la vitesse le long du canal
($V_{gs} = 2 \text{ V}$, $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $y = 0.47 \mu\text{m}$).

La figure III.9 présente, au point $y = 0.45 \mu\text{m}$, la variation de la température en fonction de la polarisation du drain à $V_{gs} = 1.8 \text{ V}$. Ce résultat montre que le pic de la température se situe en dessous de la grille et il diminue au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la grille vers le substrat. On note également que ce pic dépend fortement des polarisations de grille et du drain.

Les figures III.10 et III.11 montrent, aux points $x = 0.48 \mu\text{m}$ et $y = 0.5 \mu\text{m}$ (point localisé en dessous de la grille), l'évolution de la température du réseau respectivement en fonction de la polarisation du drain et de la puissance dissipée à $V_{gs} = 1.8 \text{ V}$. On peut vérifier que la température du réseau augmente proportionnellement avec V_{ds} et avec la puissance dissipée. On peut remarquer que pour une température de socle de 300 K la température maximale du réseau est environ 420 K pour $V_{ds} = 1.8 \text{ V}$.

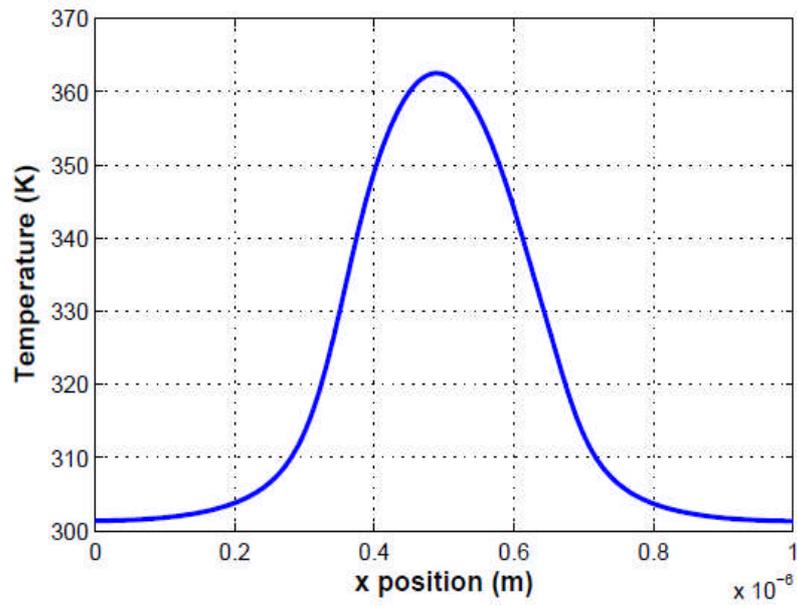


Figure III.9: Variation de la température en fonction de la position x ,
 $y = 0.45 \mu\text{m}$, $V_{ds} = 1 \text{ V}$, $V_{gs} = 1.8 \text{ V}$.

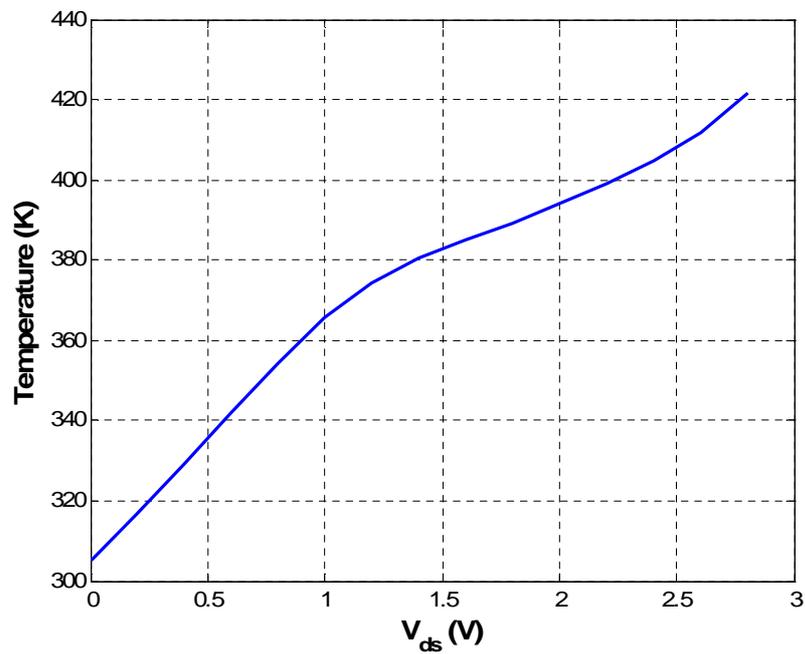


Figure III.10: Variation de la température en fonction de la polarisation de drain pour,
 $x = 0.48 \mu\text{m}$ et $y = 0.5 \mu\text{m}$, $V_{gs} = 1.8 \text{ V}$.

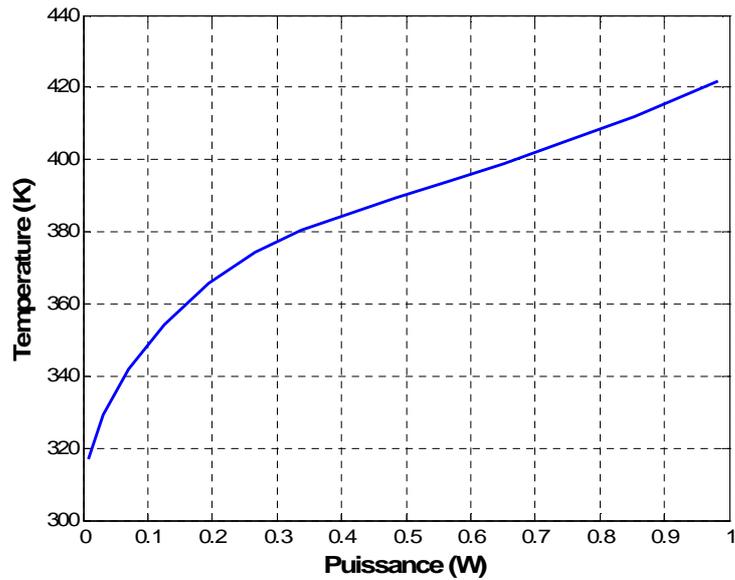


Figure III.11: Evolution de la température de réseau en fonction de la puissance dissipée pour, $x = 0.48 \mu\text{m}$ et $y = 0.5 \mu\text{m}$, $V_{gs} = 1.8 \text{ V}$.

Les figures III.12, III.13 et III.14 présentent respectivement la variation du champ électrique en fonction de V_{ds} , la répartition de la composante longitudinale et de la composante transversale le long du dispositif pour $V_{gs} = 1.8 \text{ V}$ et $V_{ds} = 2.8 \text{ V}$. Les deux composantes du champ électrique sont faibles le long de la distance source-grille. Mais à quelques nanomètres sous la grille les deux composantes augmentent et atteignent $3,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ pour E_x et $1,4 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ pour E_y et ensuite elles diminuent à la sortie du canal côté drain.

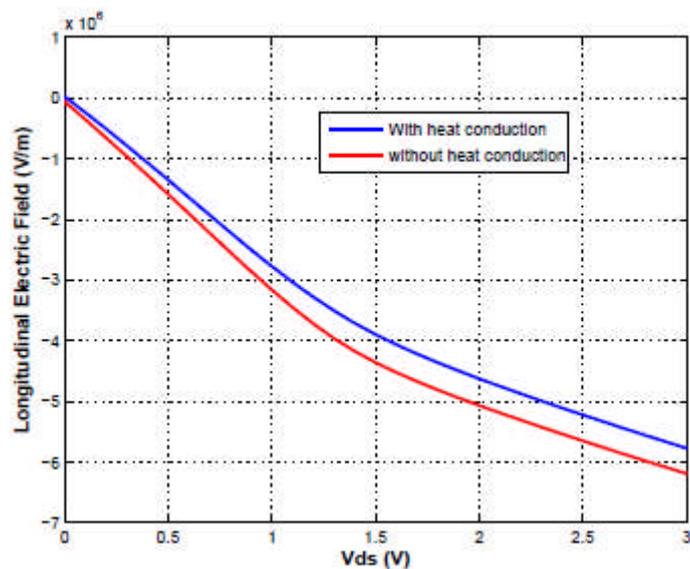


Figure III.12: Variation du champ électrique en fonction de la polarisation de drain, $x = 0.5 \mu\text{m}$, $y = 0.45 \mu\text{m}$, $V_{gs} = 2 \text{ V}$.

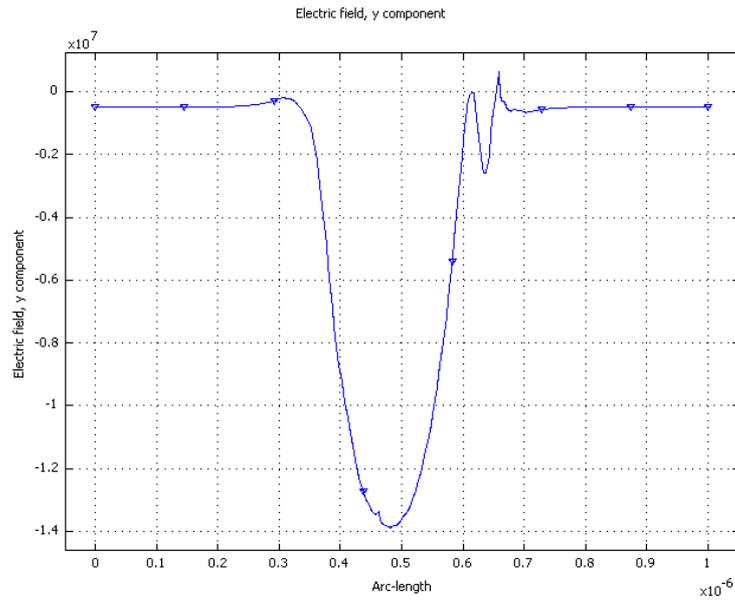


Figure III.13: Répartition du champ électrique E_y suivant la longueur du composant, $y = 0.48 \mu\text{m}$, $V_{ds} = 2.8 \text{ V}$, $V_{gs} = 1.8 \text{ V}$.

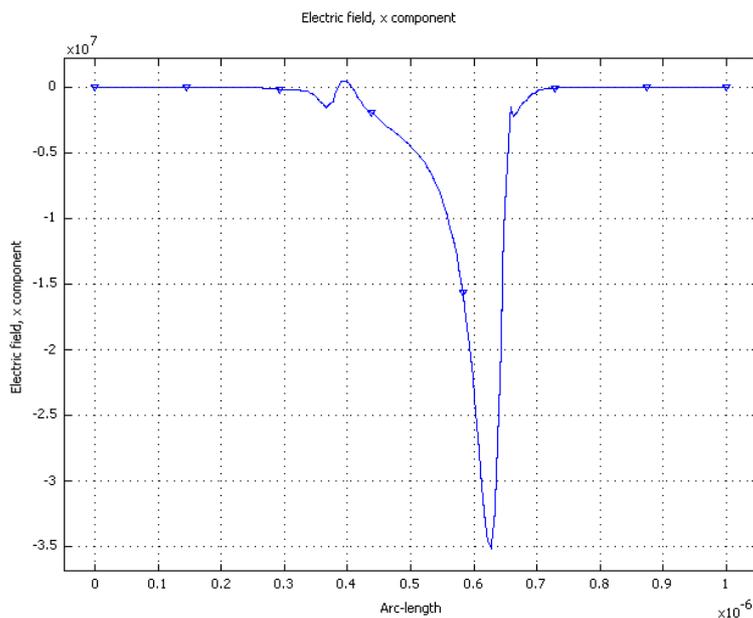


Figure III.14: Répartition du champ électrique E_x suivant la longueur du composant, $y = 0.48 \mu\text{m}$, $V_{ds} = 2.8 \text{ V}$, $V_{gs} = 1.8 \text{ V}$.

Les figures III.15 et III.16 présentent les caractéristiques statiques respectivement sans et avec l'effet thermique pour trois épaisseurs de la couche du dioxyde de silicium $t_{\text{ox}} = 2, 4$ et 6 nm . Cette étude permet d'analyser l'effet de l'épaisseur de l'oxyde de silicium sur le comportement statique du transistor. On peut remarquer que le courant drain augmente avec la diminution de l'épaisseur d'oxyde. La diminution de l'épaisseur d'oxyde améliore le contrôle du canal de conduction.

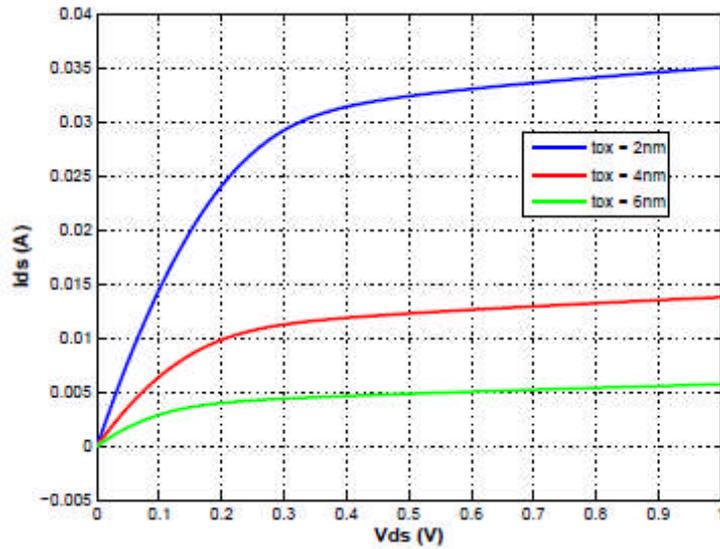


Figure III.15: Effet de l'épaisseur d'oxyde de grille sur les caractéristiques I_{ds} - V_{ds} , $V_{gs} = 0.8\text{ V}$, (simulation isothermique)

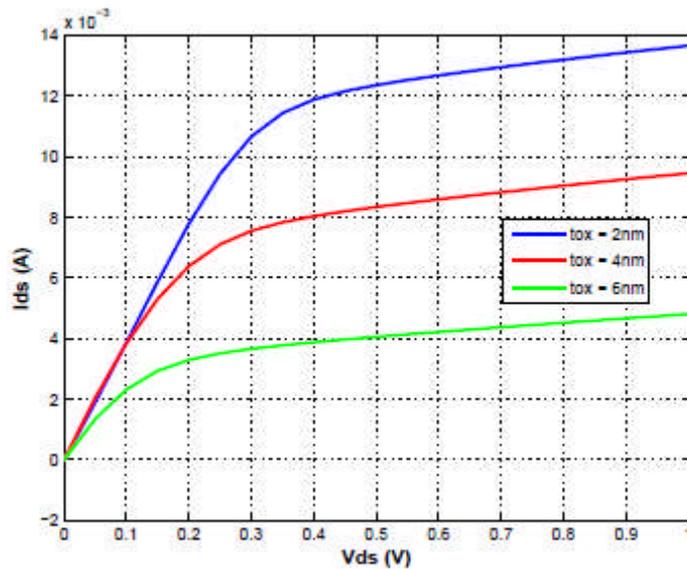
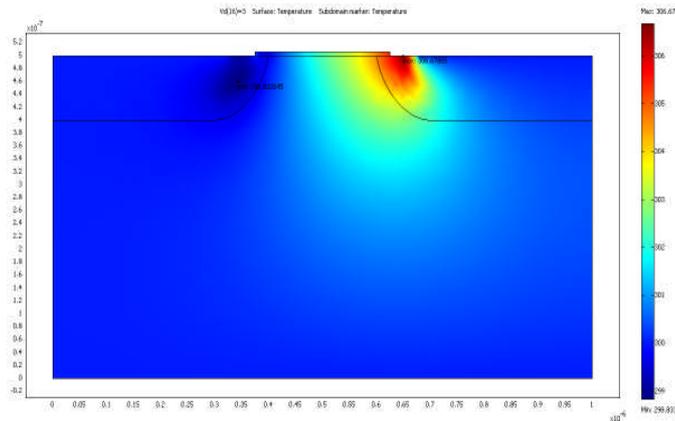


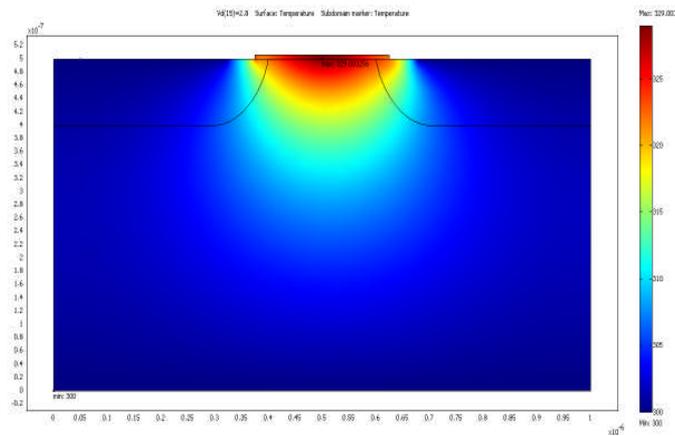
Figure III.16: Effet de l'épaisseur d'oxyde de grille sur les caractéristiques I_{ds} - V_{ds} , $V_{gs} = 0.8\text{ V}$, (simulation thermique)

Les figures III.17-a et III.17-b présentent les cartes de température pour une épaisseur d'oxyde $t_{ox} = 6\text{ nm}$, et à $V_{ds} = 2.8\text{ V}$ et pour $V_{gs} = 1\text{ V}$ et 1.8 V . Cette étude permet d'analyser l'impact de l'épaisseur d'oxyde sur la distribution de la température du réseau. Ces résultats montrent que l'épaisseur de l'oxyde de grille affecte la distribution de la température. Le point chaud diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche isolante (figures III.6-a, III.17-a et figures III.6-c, III.17-b). En effet,

l'augmentation de l'épaisseur d'oxyde conduit à une diminution du courant de drain. Il en est de même pour la transconductance et la puissance dissipée.



a)



b)

Figure III.17 : Cartographie 2 D de la température de réseau pour $t_{ox} = 6 \text{ nm}$:

a) $V_{ds} = 3 \text{ V}$ et $V_{gs} = 1 \text{ V}$.

b) $V_{ds} = 2.8 \text{ V}$ et $V_{gs} = 1.8 \text{ V}$.

III-3 Analyse physico-électrique des caractéristiques du DGMESFET

Pour calculer les paramètres électriques du transistor MESFET bigrille en fonction de ses caractéristiques physiques et géométriques, nous avons développé un logiciel de simulation écrit en code Freefem+ [10].

III-3-1 Choix d'un maillage optimal

Le maillage a été optimisé de façon à réduire l'encombrement mémoire sans nuire à la précision des résultats, en resserrant le maillage dans les domaines à forts gradients de champ électrique et de concentration, c'est à dire dans la couche active et plus particulièrement sous les grilles. Une description du maillage est donnée dans la figure III.18.

Le pas de maillage utilisé pour la couche active doit être compris entre 0,02 et 0,05 μm et autour de la moitié de la longueur de Debye définie par l'équation (III.1):

$$L_D = \left(\frac{K.T.\varepsilon}{q^2.N_D} \right)^{1/2} \quad (\text{III.1})$$

Pour le cas où $N_D = 1.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, la longueur de Debye est de l'ordre de 0,04 μm .

Pour la couche tampon, nous avons utilisé des pas de maillage plus large afin d'optimiser le maillage dans le substrat où les phénomènes électriques sont moins importants comparés à ceux de l'interface couche active-couche tampon.

Une surface verticale entre la grille et le drain ou une surface uniquement sous l'électrode de drain permet le calcul du courant drain.

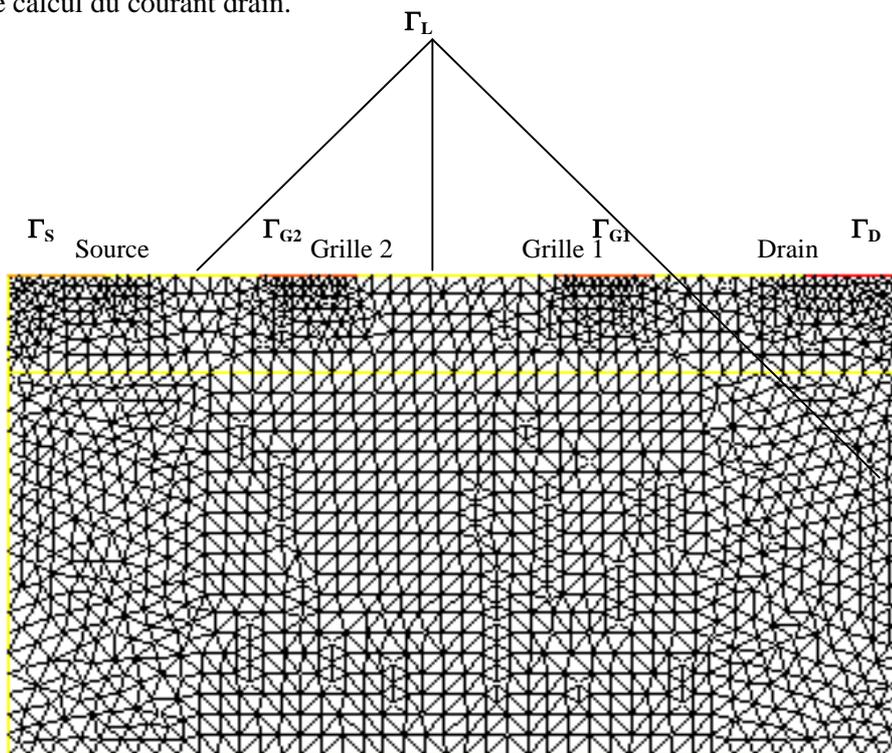


Figure III.18 : Maillage du transistor bigrille pour deux milieux différents.

III-3-2 Résolution par la méthode successive : organigramme

La figure III.19 présente l'organigramme de résolution par la méthode successive. La simulation commence par la résolution de l'équation de Poisson afin d'obtenir la distribution du potentiel, qui est utilisée ensuite pour calculer les composantes du champ électrique (E_x , E_y) et les composantes de la vitesse (V_x , V_y), ainsi que celle de la densité du courant (J_x , J_y). Enfin la résolution de l'équation de continuité du courant permet d'obtenir la nouvelle densité des électrons dans le composant. Ce processus est répété de façon itérative jusqu'à la convergence des courants de drain et de grille (10 à 20 itérations successives).

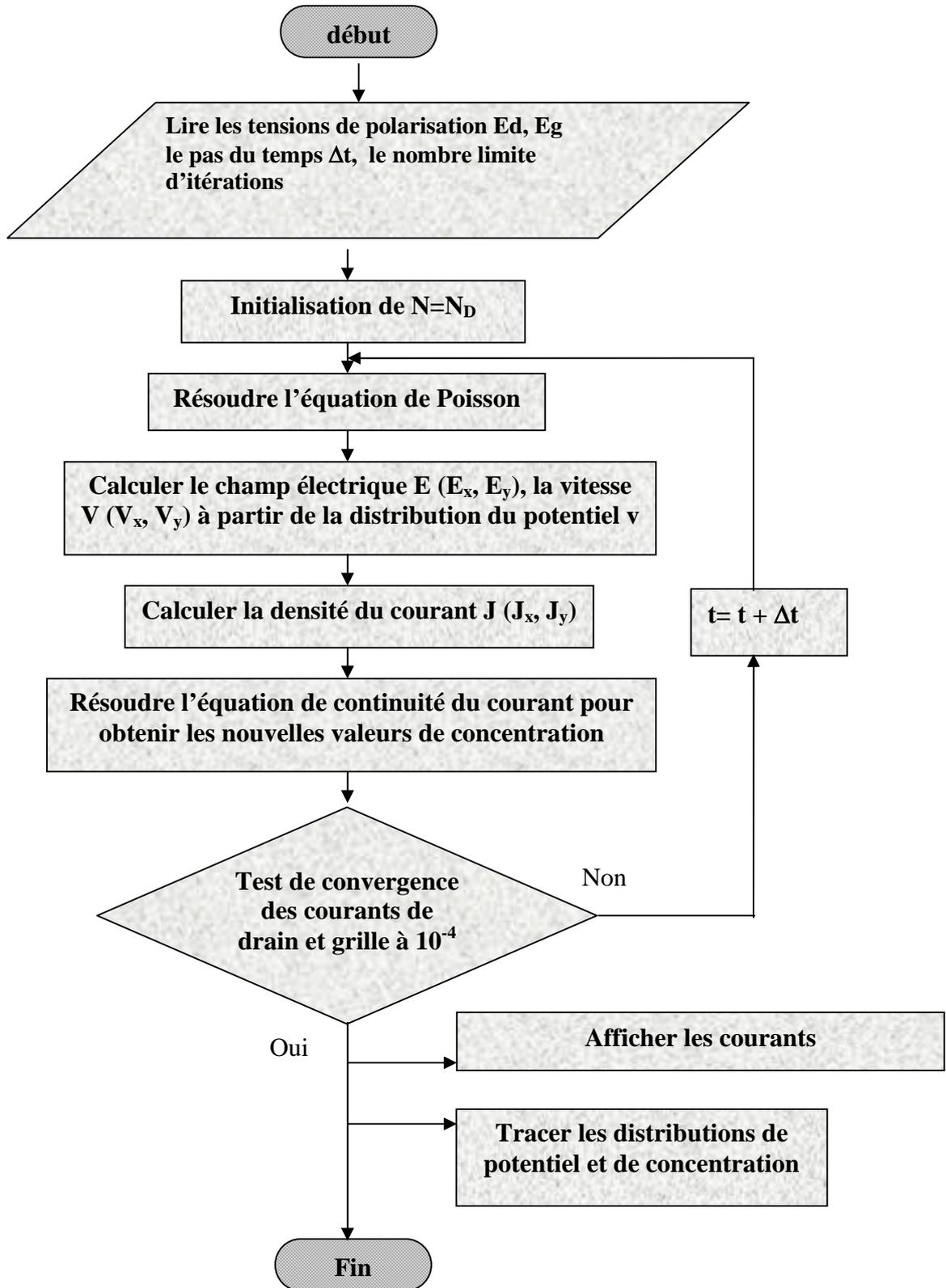


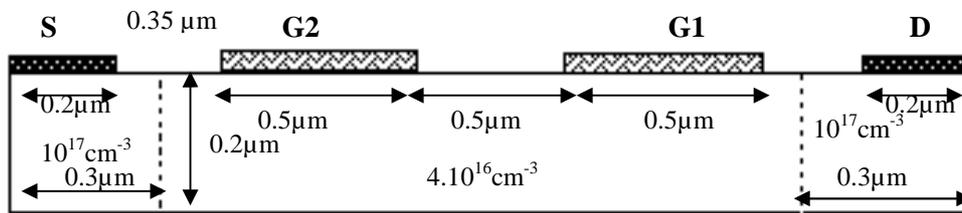
Figure III.19 : Organigramme de résolution.

III-3-3 Structure étudiée

La structure du MESFET bigrille étudiée est présentée dans la figure III.20. Les contacts ohmiques de source et de drain sont planaires. Les données géométriques et électriques de cette structure sont indiquées dans le tableau III.1.

Paramètre	L (μm)	a (μm)	ϕ_{Bn} (V)	E_c (KV/cm)	V_s (cm/s)
Valeur	0.5	0.2	0.7	3.5	1.10^7

Tableau III-1 : Données géométriques et électriques du MESFET bigrille planaire



a)



b)

Figure III.20: structure du transistor MESFET bigrille planaire
 a) géométrie du transistor
 b) maillage

III-3-4 Etude du comportement statique [4, 5, 6]

Les figures III.21 et III.22 montrent les résultats de simulations. Les valeurs du courant de drain obtenues sont satisfaisantes. Ceci démontre la validité du modèle numérique développé. On peut constater en particulier que le courant de drain se sature avant le pincement du canal. Ceci est dû au fait que la longueur du canal est courte, ce qui permet au champ électrique d'atteindre rapidement la valeur au-delà de laquelle la vitesse des porteurs dans le canal ne varie plus (vitesse de saturation).

Pour V_{g2s} positive la tension drain nécessaire pour saturer le second transistor devient plus importante. Pour V_{g2s} fortement négative la tension drain nécessaire pour saturer le second transistor devient plus faible.

Les distributions de concentrations et les équipotentielles sont aussi présentés afin de montrer la dépendance du comportement intrinsèque du dispositif en fonction des polarisations.

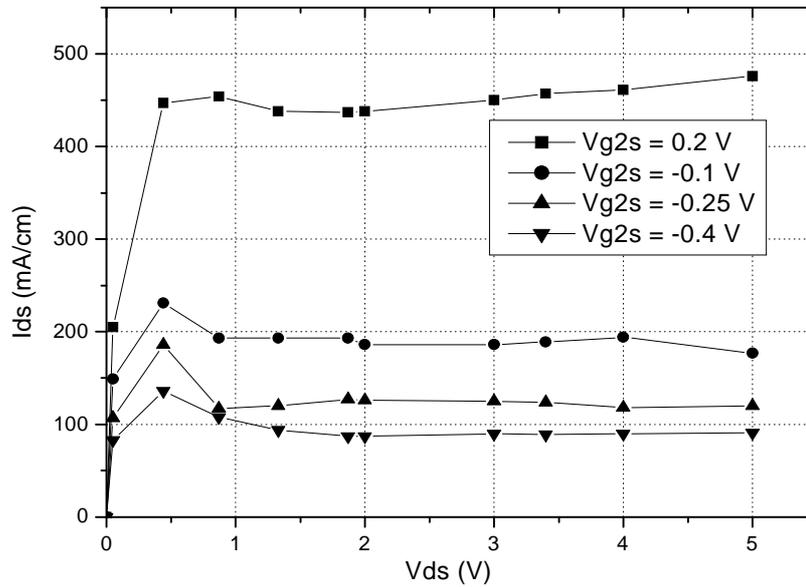


Figure III.21 : Caractéristiques de sortie simulées pour $V_{g1s} = 0.3$ V et V_{g2s} variable avec ($R_s = R_d = 0 \Omega$) et $V_s = 0.97 \times 10^7$ cm/s

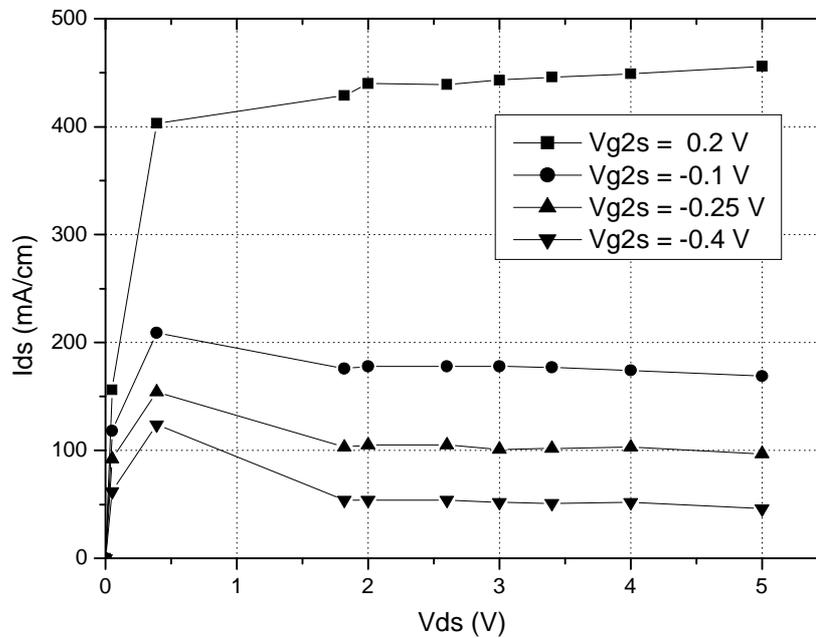


Figure III.22 : Caractéristiques de sortie simulées pour $V_{g1s} = 0.2$ V et V_{g2s} variable avec ($R_s = R_d = 0 \Omega$) et $V_s = 0.97 \times 10^7$ cm/s

III-3-5 Influence de la distance entre les deux grilles (distance inter-grilles)

La figure III.23 montre l'effet de la variation de la distance inter-grilles (distance entre les deux grilles du MESFET bigrille) sur le courant de drain. L'étude par simulation est effectuée pour deux distances inter-grilles $L_{g1g2} = 0.4 \mu\text{m}$ et $L_{g1g2} = 0.5 \mu\text{m}$ et à tensions de grilles constantes. Nous constatons que la diminution de la distance inter-grilles entraîne une augmentation du courant drain-source. On peut noter aussi que des interactions entre les zones désertées sous les grilles peuvent apparaître pour des distances inter-grilles plus petites.

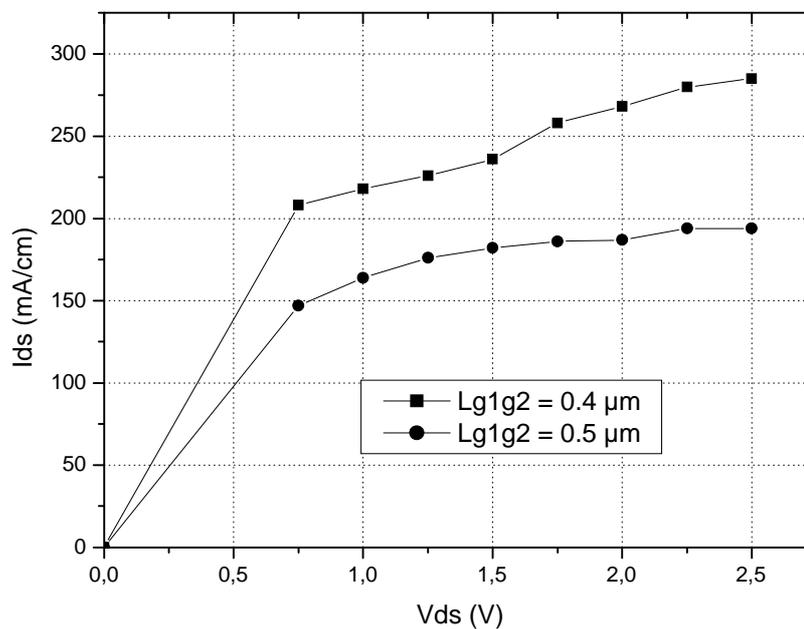


Figure III.23 : Influence de la distance inter-grilles pour $V_{g1s} = -0.5\text{V}$ et $V_{g2s} = -0.05\text{ V}$.

Les figures III.24 à III.27 représentent les distributions du potentiel et de la concentration en électrons pour différentes polarisations des grilles.

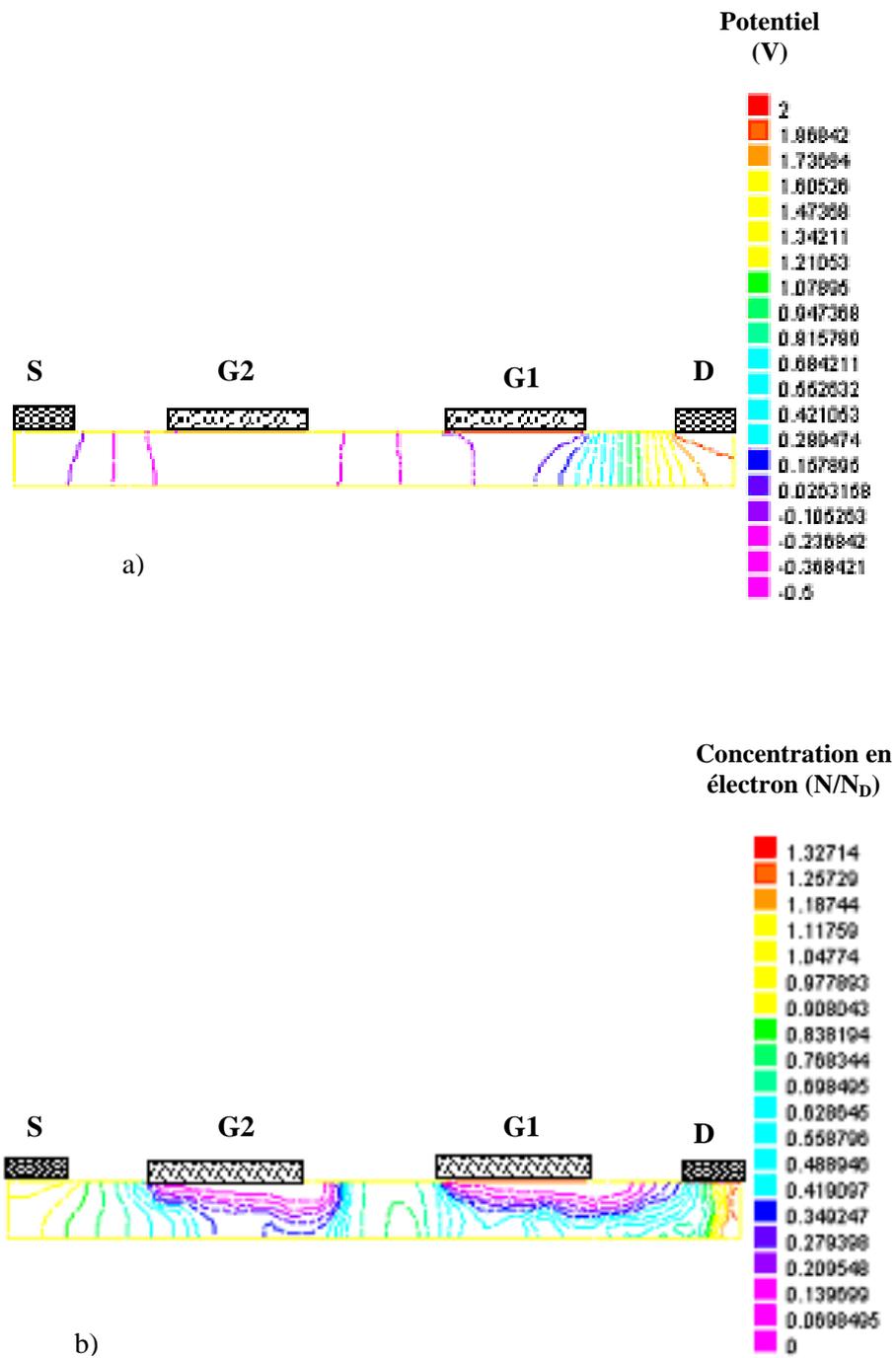


Figure III.24: Répartition dans le MESFET bigrille GaAs,
 $V_{ds} = 2 \text{ V}$, $V_{g1s} = -0.5 \text{ V}$ et $V_{g2s} = -0.1 \text{ V}$
 a) Equipotentielles
 b) Equiconcentrations normalisées

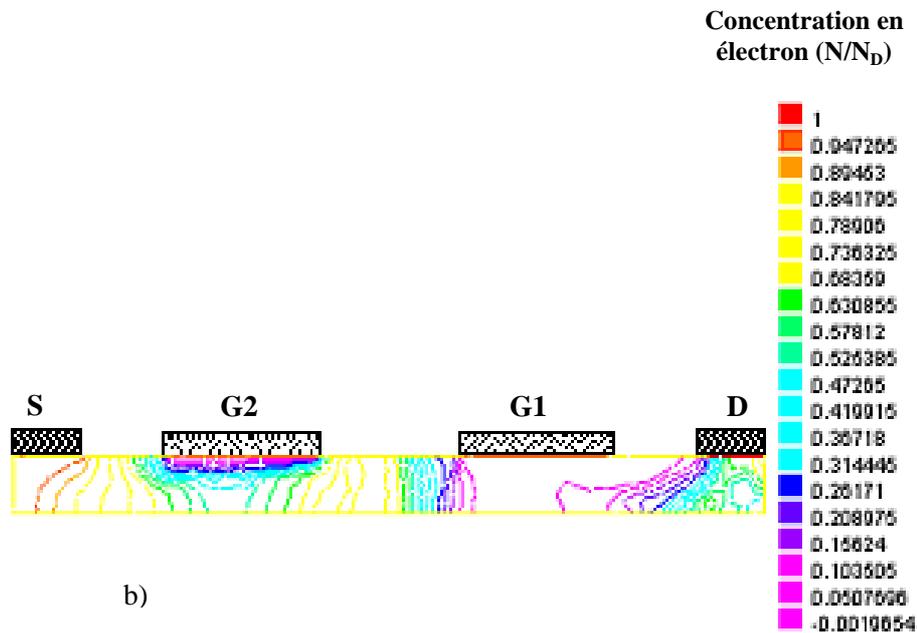
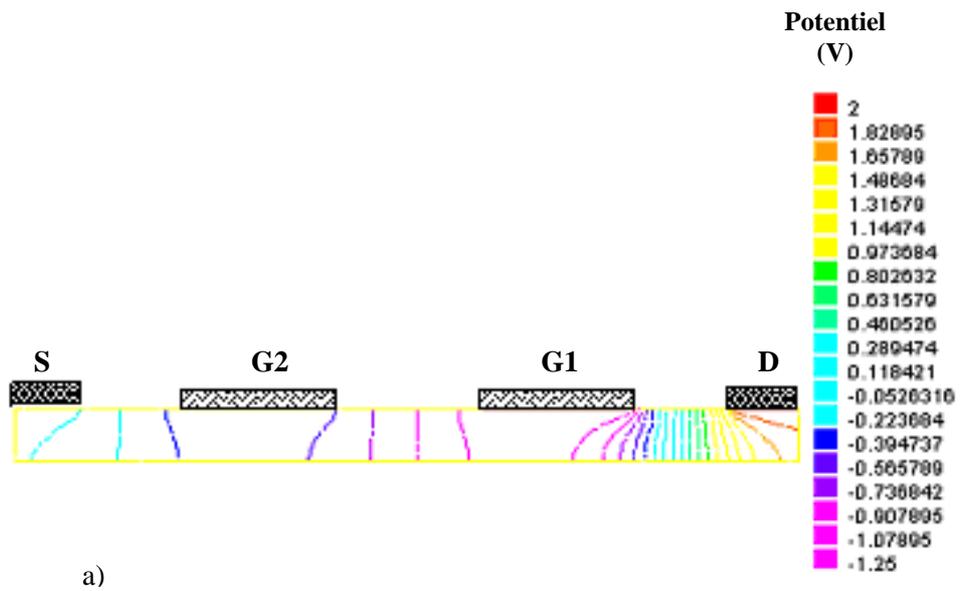


Figure III.25: Répartition dans le MESFET bigrille GaAs,
 $V_{ds} = 2V$, $V_{g1s} = -0.5V$ et $V_{g2s} = -1.25V$
 a) Equipotentielles
 b) Equiconcentrations normalisées

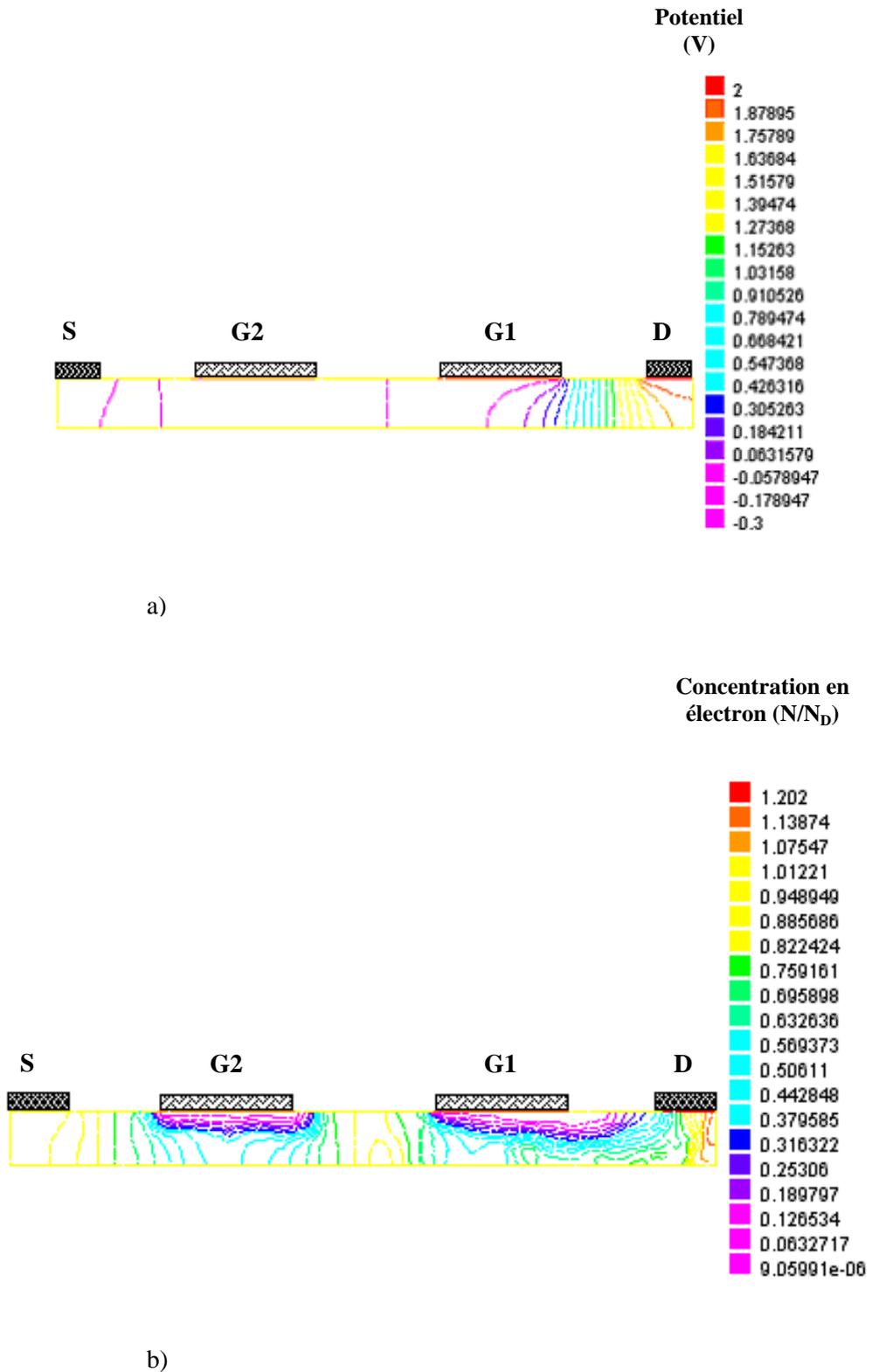


Figure III.26: Répartition dans le MESFET bigrille GaAs,
 $V_{ds} = 2V$, $V_{g1s} = -0.3V$ et $V_{g2s} = -0.1V$
 a) Equipotentielles
 b) Equiconcentrations normalisées

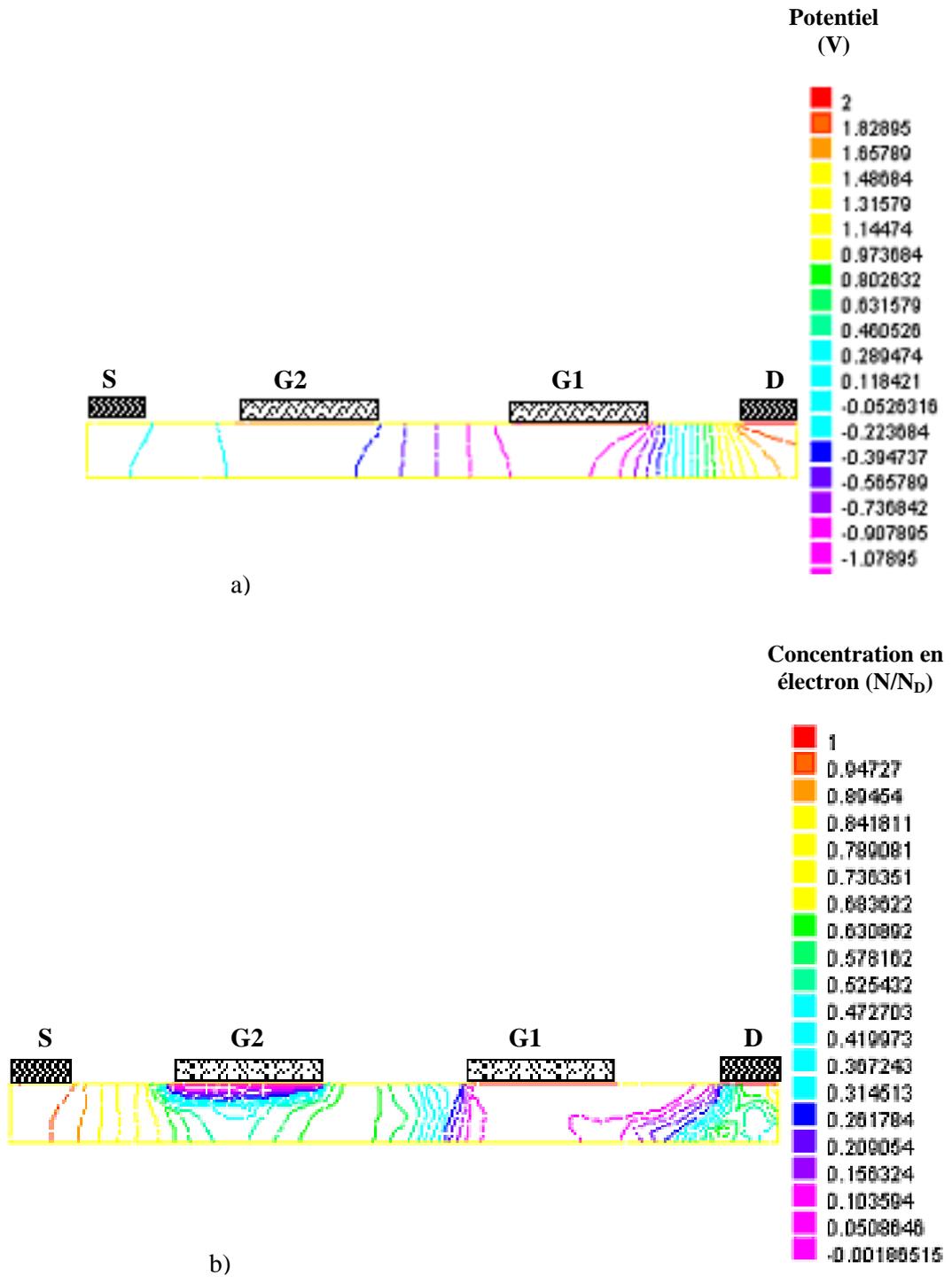


Figure III.27: Répartition dans le MESFET bigrille GaAs,
 $V_{ds} = 2V$, $V_{g1s} = -0.3V$ et $V_{g2s} = -1.25 V$
 a) Equipotentielles
 b) Equiconcentrations normalisées

III-3-6 Influence de la longueur des grilles

La figure III.28 présente la variation du courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour différentes longueurs de grille ($L = 0,35 \mu\text{m}$ à $L = 0,5 \mu\text{m}$). Pour les longueurs des grilles faibles ($L = 0,35 \mu\text{m}$), les électrons sont accélérés sous un fort champ mais ils n'arrivent pas à acquérir suffisamment d'énergie pour passer dans la vallée supérieure. Comparé au cas $L = 0,35 \mu\text{m}$, la vitesse de saturation des porteurs peut donc être très supérieure. Les électrons traversent le dispositif en conservant une mobilité plus élevée comparée à sa valeur stationnaire: c'est le phénomène de survitesse. La conclusion que l'on peut tirer c'est que la réduction de la longueur de grille (diminution du temps de transit) doit s'accompagner d'une mise à l'échelle des autres paramètres, notamment de l'épaisseur de la couche active et de son dopage qui peuvent avoir un impact sur la formation de domaines dans le composant. Il est aussi à noter que la diminution de la longueur des grilles s'accompagne d'un dopage plus important de la couche active.

La formation et la propagation des domaines stables dans un dispositif en GaAs, sont liées à la condition (III.2) [11] :

$$N_D \cdot a > N_D \cdot L \cdot \frac{\epsilon_r}{\epsilon} \quad (\text{III.2})$$

Dans le cas où les faces latérales du composant sont exposées à l'air, la condition devient [12]:

$$N_D \cdot a > \frac{N_D \cdot L}{12,9} \quad (\text{III.3})$$

De même pour l'effet de dopage, la condition fixée est imposée par le produit ($L \cdot N_D$):

En théorie la valeur du produit $L \cdot N_D$ rapportée dans la littérature est $N_D \cdot L > 10^{12} \text{cm}^{-2}$ [12]

Dans la pratique, ce produit est $N_D \cdot L > 2,09 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ [12]

III-3-7 Influence de l'épaisseur de la couche active

La figure III.29 présente l'influence de l'épaisseur de la couche active variant de $0,16 \mu\text{m}$ à $0,2 \mu\text{m}$. Ce résultat montre que l'augmentation de l'épaisseur de la couche active s'accompagne d'une augmentation du courant drain-source.

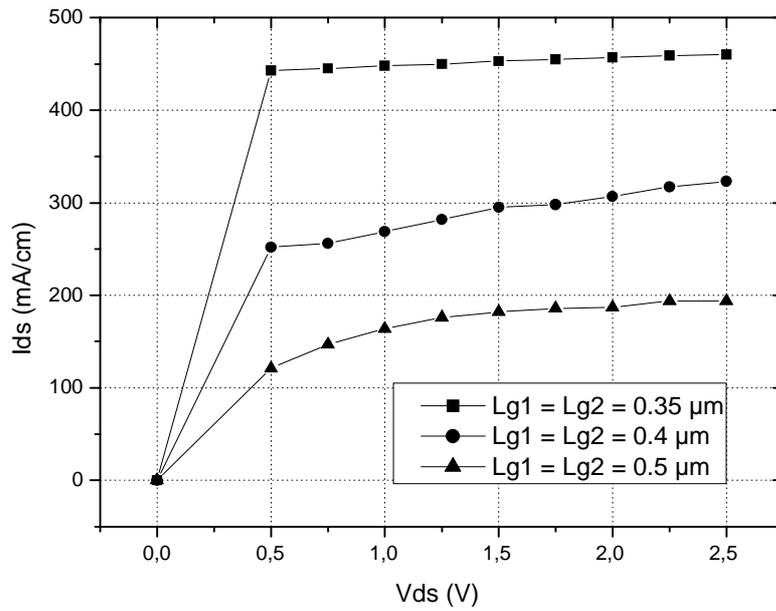


Figure III.28 : Influence de la longueur des grilles pour $Vg1s = -0.5 V$ et $Vg2s = -0.05 V$.

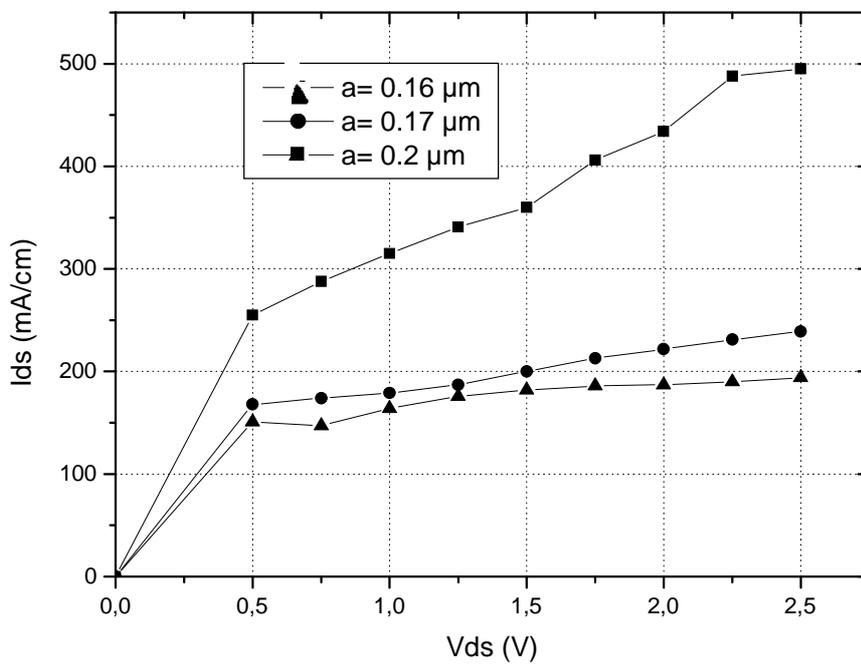


Figure III.29: Influence de l'épaisseur de la couche active pour $Vg1s = -0.5V$, $Vg2s = -0.05 V$.

III-3-8 Influence des résistances parasites de source et de drain

Ces effets sont plus significatifs pour des valeurs de V_{g2s} plus grandes. Elles sont de valeurs faibles comparées à la résistance du canal pour des valeurs faibles de V_{g2s} à $V_{g1s} = -0.5V$ (figure III.30).

III-3-9 Effet de la température

Les figures III.31 et III.32 présentent l'influence de la température sur les caractéristiques du MESFET planaire bigrille. Nous remarquons que le courant I_{ds} est inversement proportionnel à la température, et il n'y a pas de risque d'emballement thermique.

La figure III.33 présente la variation de la puissance en fonction de la tension drain-source et de la température. Ces résultats montrent que la puissance est inversement proportionnelle à la température et elle est directement proportionnelle à la tension drain-source.

La figure III.34 illustre une comparaison entre la simulation linéaire et non linéaire. La polarisation de la grille 2 est balayée de 0.2 V à -0.25 V. Les résultats obtenus montrent que la simulation non linéaire présente un courant de drain plus grand que celui du cas linéaire et ceci pour toutes les polarisations de la grille2. Du point de vue physique, cette augmentation est due principalement à l'accumulation des porteurs de charge qui se produit dans le canal.

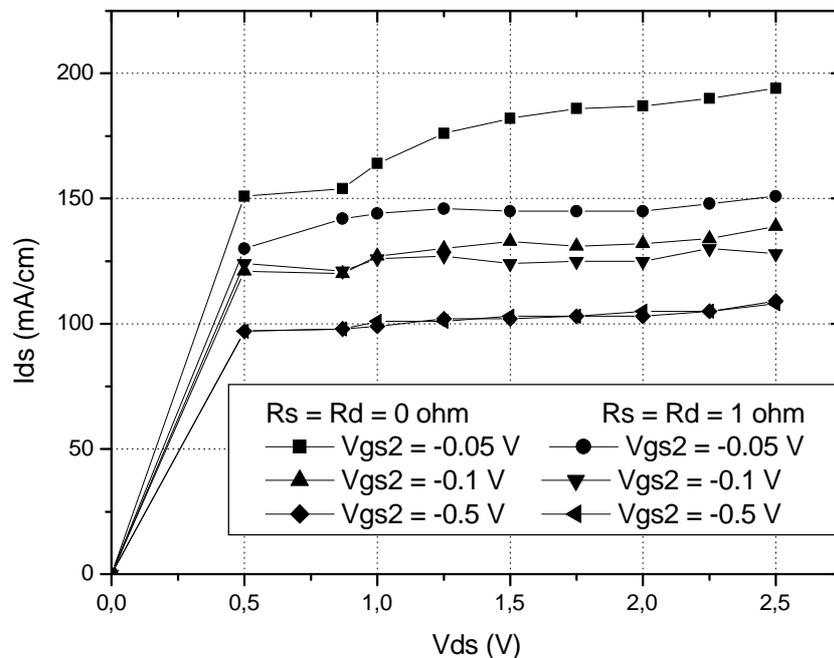


Figure III.30 : Influence des résistances parasites pour $V_{g1s} = -0.5V$

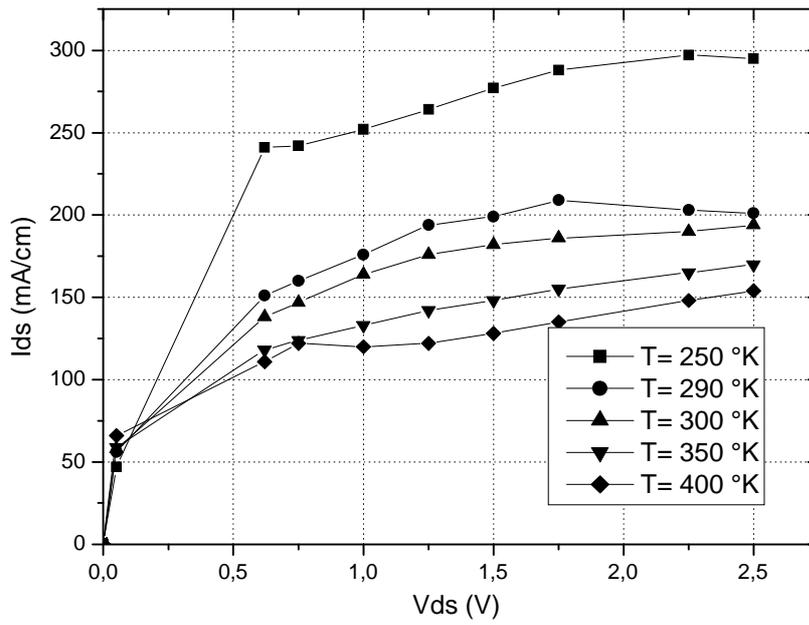


Figure III.31 : Effet de la température pour $Vg1s = -0,5 V$ et $Vg2s = -0,05 V$

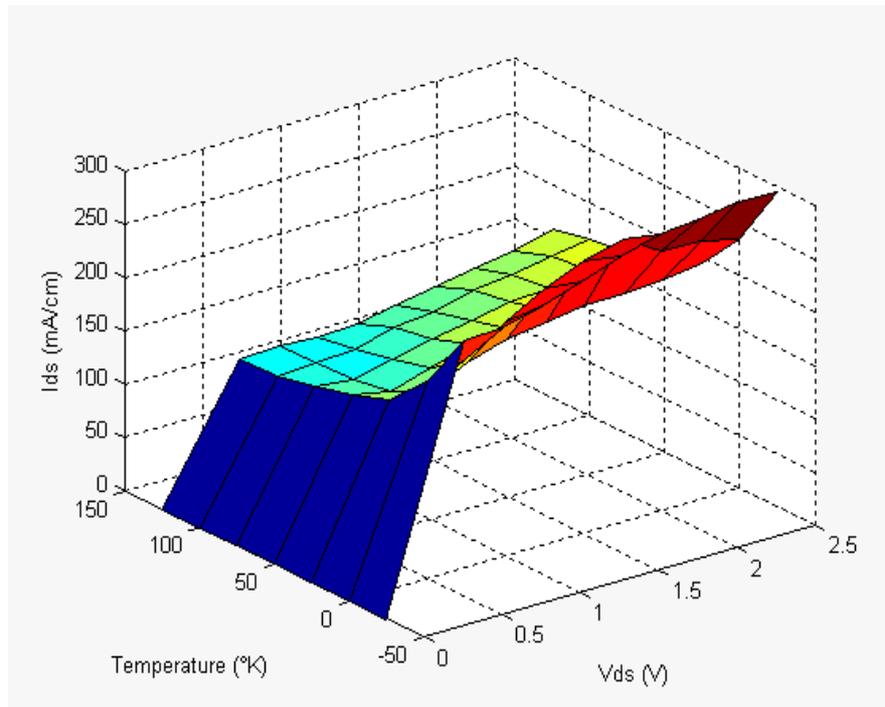


Figure III.32 : Variation du courant drain-source en fonction de la température et de la tension drain-source pour $Vg1s = -0.5 V$, $Vg2s = -0.05 V$

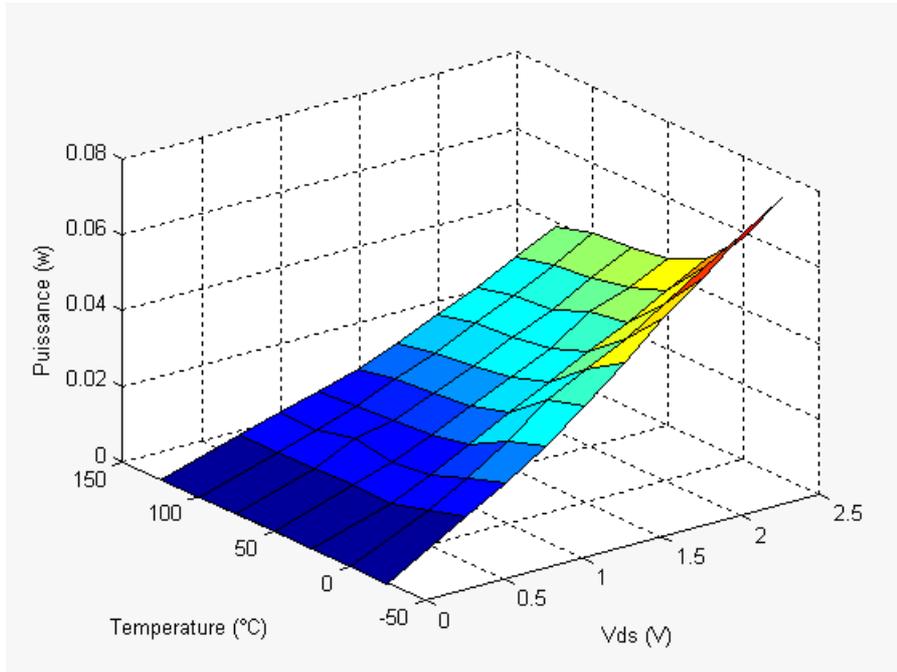


Figure III.33 : Variation de la puissance en fonction de la température et de la tension drain- source pour $V_{g1s} = -0.5 \text{ V}$, $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$

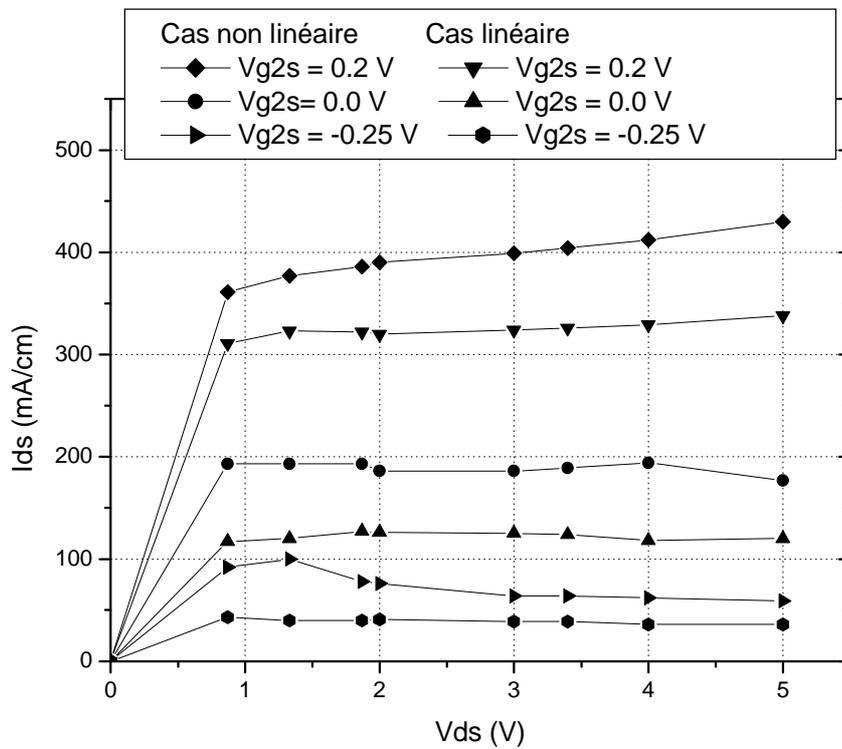


Figure III.34 : Comparaison des caractéristiques simulées dans les deux cas : linéaire et non linéaire pour $V_{g1s} = 0.2 \text{ V}$.

III-3-10 Transistor MESFET bigrille avec substrat

Dans le cadre des réalisations pratiques, la couche active du transistor est déposée sur un substrat semi isolant qui doit être le moins conducteur possible (très peu dopée) puisque la conductivité du substrat n'est pas nulle. Dans ce cas, les électrons peuvent être injectés dans le substrat sous l'effet d'un champ électrique bidimensionnel intense et par conséquent le nombre des électrons injectés dans le substrat n'est plus négligeable. L'injection des électrons dans le substrat est à l'origine d'un courant de fuite.

La deuxième structure étudiée est la structure analysée précédemment (paragraphe III-3-3) à laquelle nous avons ajouté un substrat de haute pureté pour montrer qu'il existe toujours des courants de fuites qui peuvent atténuer les performances du dispositif (figure III.35). Du fait de la haute pureté du substrat (10^{10}cm^{-3}), le courant de drain dans les deux structures présente les mêmes variations pour toutes les valeurs de V_{g2s} mais avec un courant de saturation plus faible pour le transistor à substrat (figure III.36).

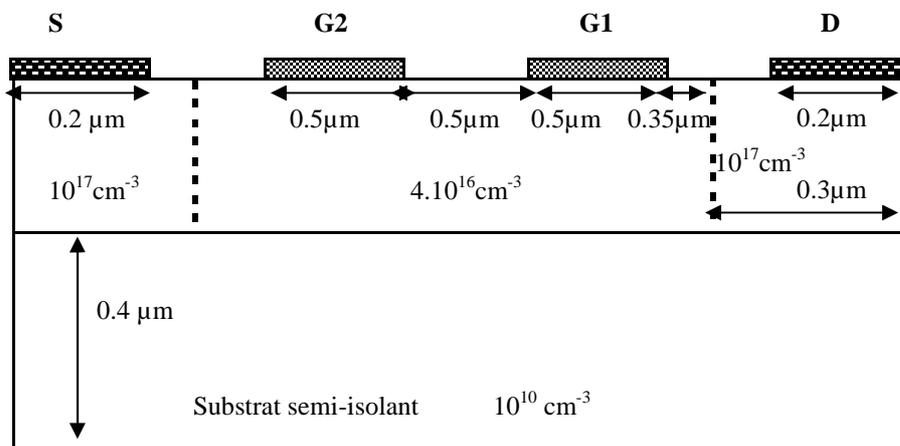


Figure III.35: Structure du transistor MESFET bigrille avec substrat

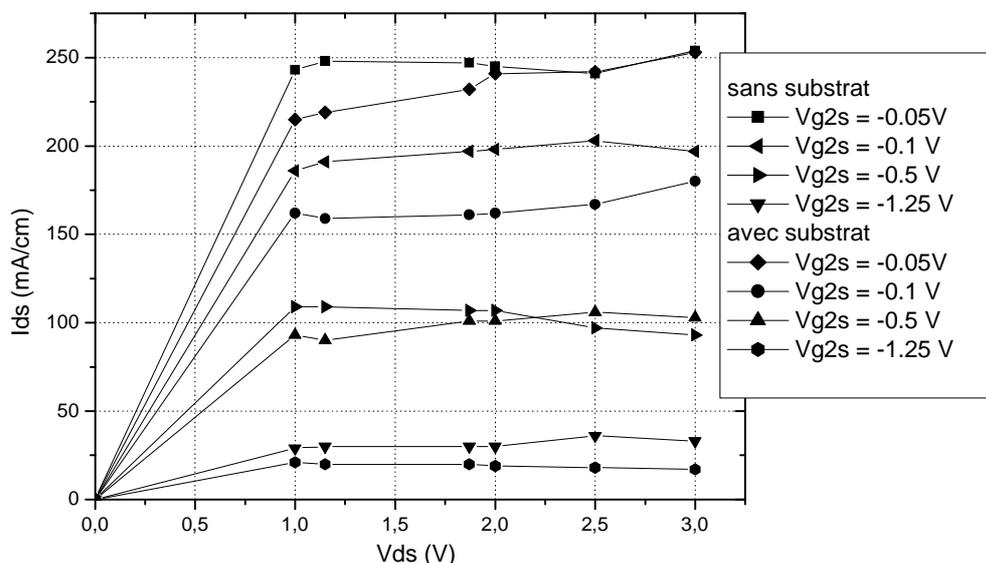


Figure III.36 : Comparaison des caractéristiques simulées dans les deux cas : avec et sans substrat

III-4 Analyse physico-thermique du DGMESFET sur GaAs

Dans cette partie, nous avons analysé le comportement physico-thermique de la structure planaire du DGMESFET présenté dans le paragraphe III-3-3. La dissipation thermique est investiguée par l'utilisation du simulateur COMSOL Multiphysique. D'où l'équation de Poisson, de continuité de courant, et l'équation de transfert de la chaleur ont été résolus simultanément.

La figure III.37 définit le contour de la distribution de la température de réseau pour les simulations thermiques avec les conditions de polarisations V_{ds} , V_{g1s} et V_{g2s} . Le pic de la température dans le point chaud est à 670 K et 605 K, pour les cas a et b respectivement. La température du socle est fixée à 300 K.

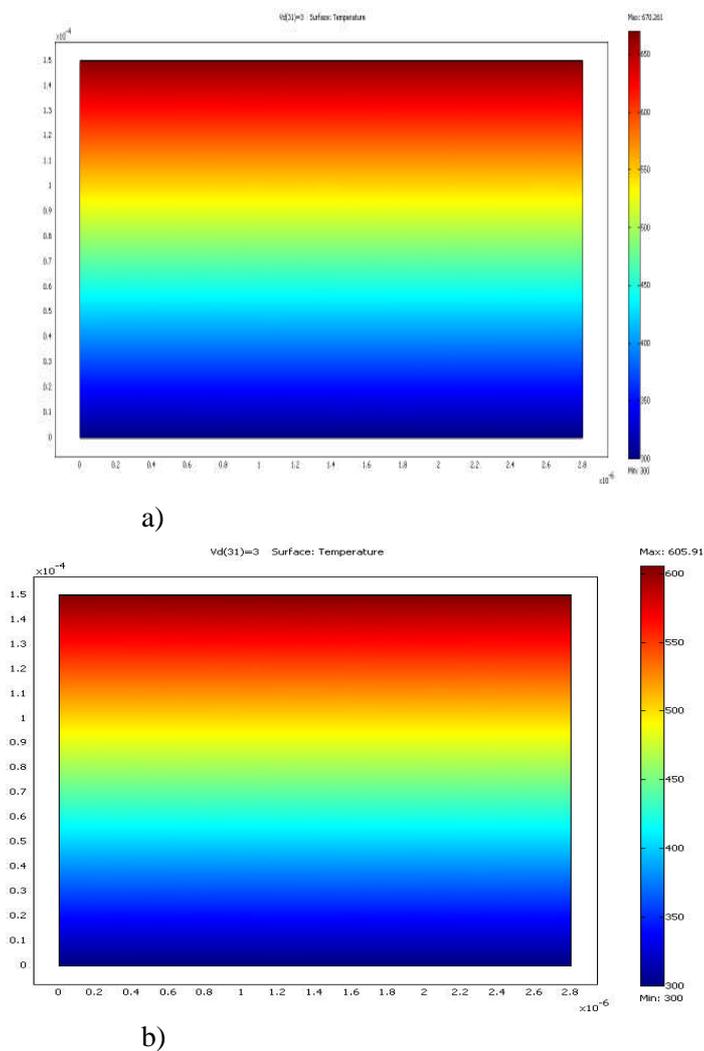


Figure III.37 : Cartographie 2 D de la température de réseau pour :

- a) $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $V_{g1s} = -0.3 \text{ V}$, $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$
- b) $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $V_{g1s} = -0.3 \text{ V}$, $V_{g2s} = -0.3 \text{ V}$

III-4-1 Effets des paramètres géométriques

- **Epaisseur de la couche active**

La figure III.38 décrit l'évolution de l'épaisseur de la couche active variant de $0.16 \mu\text{m}$ à $0.2 \mu\text{m}$ en fonction de la température de réseau. Nous remarquons que l'augmentation de l'épaisseur de la couche active s'accompagne d'une augmentation de la température de réseau. Tout à fait logique, car si la l'épaisseur de la couche active augmente le courant de drain augmente ce qui provoque une augmentation de la température de réseau.

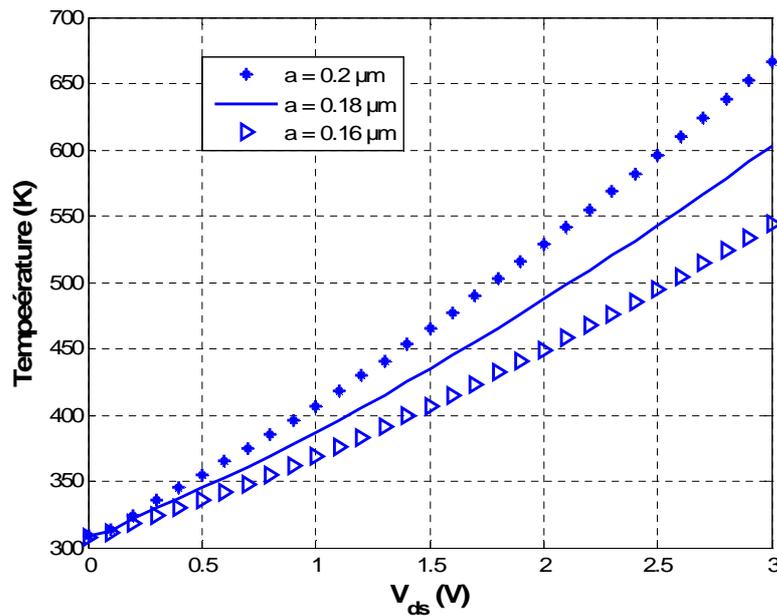


Figure III.38 : Influence de l'épaisseur de la couche active pour :

$$V_{g1s} = -0.3 \text{ V}, V_{g2s} = -0.05 \text{ V}.$$

- **Influence de la distance entre les deux grilles (distance inter-grilles)**

La figure III.39 illustre l'impact de la variation de la distance inter-grilles sur la température de réseau. L'étude par simulation est effectuée pour deux distances inter-grilles $L_{g1g2} = 0.45 \mu\text{m}$ et $L_{g1g2} = 0.55 \mu\text{m}$ et à tensions de grilles constantes ($V_{g1s} = -0.3 \text{ V}$ et $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$). Nous constatons que pour une distance inter-grilles variant de $0.45 \mu\text{m}$ à $0.55 \mu\text{m}$, les effets sur la température de réseau sont négligeables.

- **Influence de la distance grille1-drain**

La température de réseau dépend directement de la distance séparant la grille du drain. Pour cela, nous avons présenté dans la figure III.40 l'évolution de la distance grille1-drain en fonction de la température de réseau. L'étude par simulation est effectuée pour deux distances grille1-drain $L_{g1d} =$

0.45 μm et $L_{g1d} = 0.6 \mu\text{m}$ et à tensions de grilles constantes ($V_{g1s} = -0.3 \text{ V}$ et $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$). Nous remarquons que l'augmentation la distance grille1-drain entraine la diminution de la température du réseau. Dans notre cas, pour $V_{ds} = 3 \text{ V}$, une augmentation de la distance grille1-drain de 0.15 μm entraine une diminution de la température de réseau de 20 K.

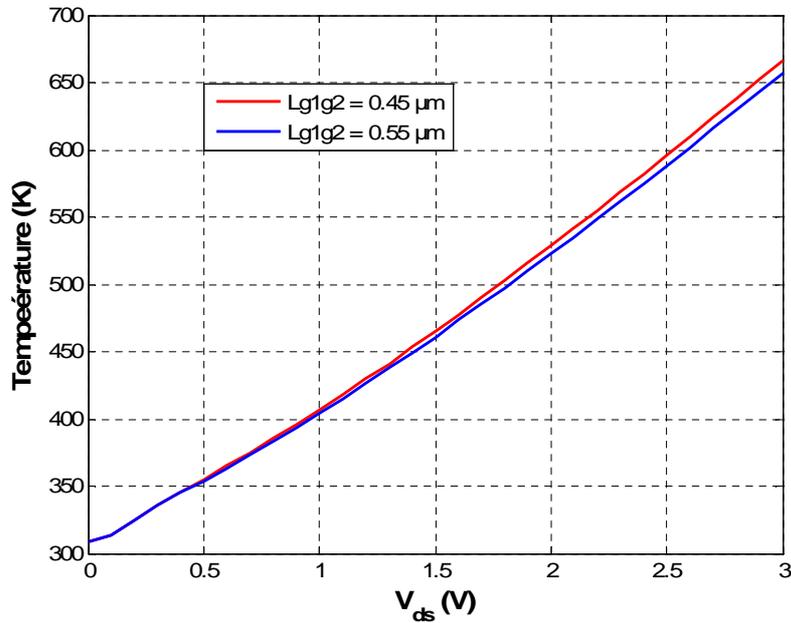


Figure III.39 : Influence de la distance inter-grilles ; $V_{g1s} = -0.3\text{V}$ et $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$.

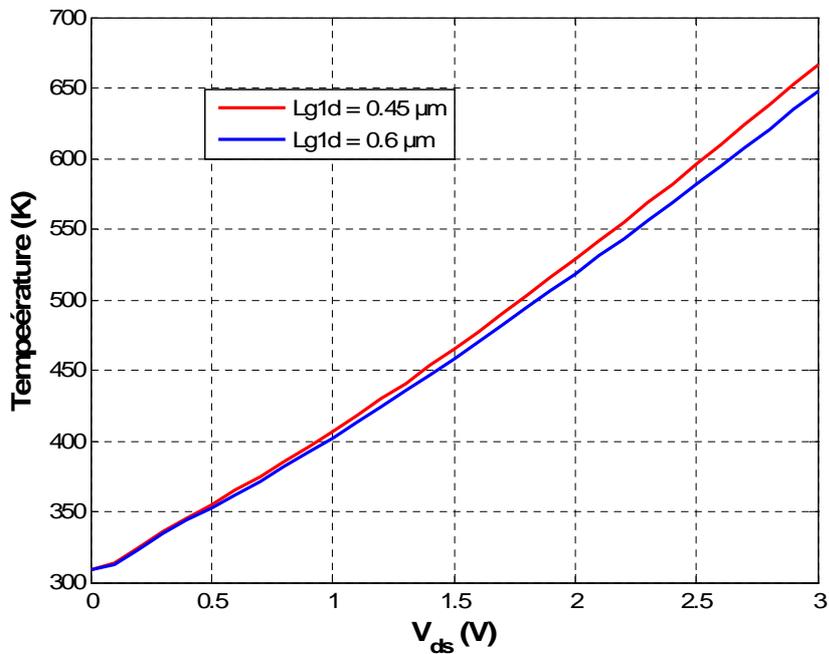


Figure III.40 : Influence de la distance grille1-drain ; $V_{g1s} = -0.3\text{V}$ et $V_{g2s} = -0.05 \text{ V}$.

- **Effet de l'épaisseur du substrat**

La figure III.41 présente l'effet de l'épaisseur du substrat sur la température de réseau. L'étude par simulation est effectuée pour deux épaisseurs de substrat : 100 μm et 150 μm . Les polarisations des grilles appliquées sont respectivement -0,3 V et -0,05 V pour la grille 1 et la grille 2. Nous pouvons noter que la diminution de l'épaisseur du substrat agit dans le sens d'une diminution de la température du réseau. En effet, l'amincissement du substrat permet d'accélérer le transit de la chaleur.

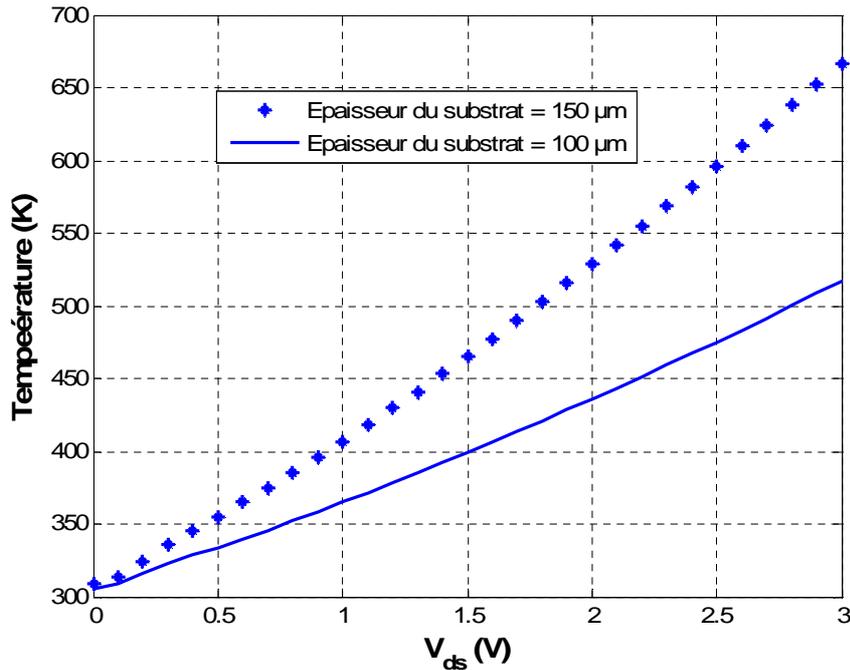


Figure III.41 : Influence de la distance grille1-drain
 $V_{g1s} = -0.3\text{V}$ et $V_{g2s} = -0.05\text{ V}$.

III-5 Analyse physico-thermique du MESFET bigrille sur substrat GaN

La figure III.42 représente une coupe schématique du DGMEFET/GaN de longueur de grille 0.5 μm . La conduction le long du canal conducteur du DGMEFET est influencée par la variation en température de certains paramètres (la tension de seuil, la mobilité des électrons, la vitesse de saturation des électrons [13]).

Le comportement DC du composant simulé avec la prise en compte de la température est illustré sur la figure III.43. Ces résultats montrent que le courant drain source est inversement proportionnel à la température. En effet, si la température croît, l'agitation thermique des porteurs croît, le nombre des porteurs croît également et la mobilité des porteurs majoritaires du canal diminue entraînant ainsi la dégradation de courant I_{ds} . De même la hauteur de la barrière de potentiel diminue quand la

température augmente, la zone désertée se rétrécit, la largeur du canal augmente et le courant drain décroît.

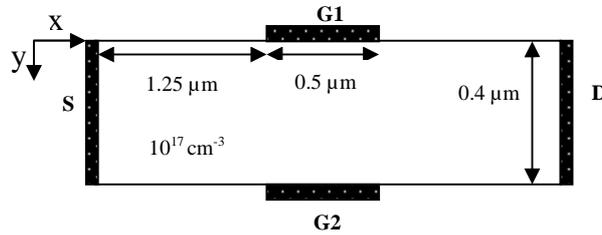


Figure III.42: Structure du DGMEFET/GaN simulée.

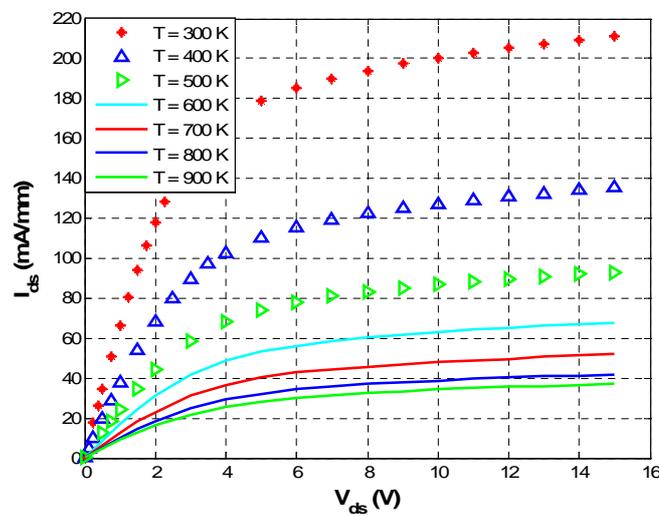


Figure III.43: Réseau des caractéristiques DC du DGMEFET pour $V_{g1s} = 0.0$ V et $V_{g2s} = -0.25$ V. (T varie de 300 à 900 K avec un pas de 100 K).

Les caractéristiques de transfert de la structure DGMEFET en technologie GaN pour $V_{ds} = 5$ V, $V_{g2s} = 0.0$ V et pour différentes températures (T varie de 300 à 900 K avec un pas de 100 K) sont illustrées dans la figure III.44.

La caractéristique de transfert est définie par deux paramètres électriques, la tension de seuil, qui est la tension de grille nécessaire pour pincer le canal et qui peut être déterminée à partir de la caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$ et la transconductance G_m qui définit le gain de transfert dI_{ds}/dV_{gs} à V_{ds} fixée. Le fonctionnement est à désertion pour V_{Th} négative ou à enrichissement pour V_{Th} positive.

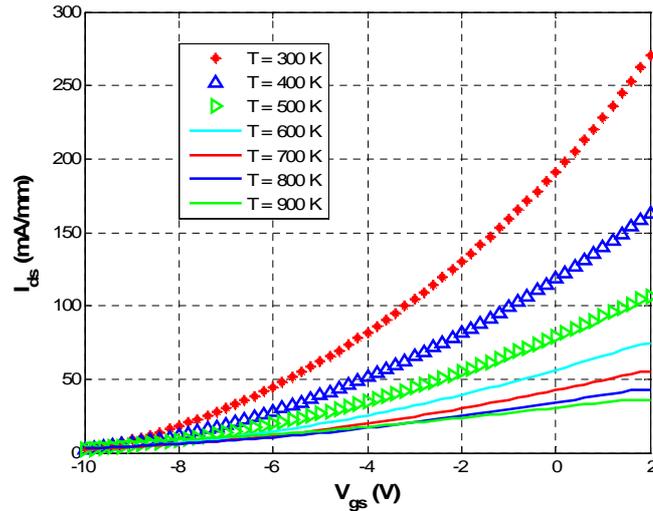


Figure III.44: Caractéristiques de transfert du DGMEFET pour $V_{ds} = 5$ V,

$V_{g2s} = 0.0$ V, la température varie de 300 à 900 K.

On constate en particulier que l'augmentation de température provoque une dégradation du courant drain-source (figure III.44) et un décalage de la tension de seuil V_{Th} vers les valeurs positives. Ceci est associé à la décroissance de la mobilité des électrons issue de l'augmentation de la température qui influe sur les caractéristiques du courant en plus de la relaxation qui agit directement sur la valeur de la tension de seuil V_{Th} .

La figure III.45 présente la variation de la température des électrons dans le canal en fonction de la polarisation de drain aux points ($x = 2,8 \mu\text{m}$, $y = 0,2 \mu\text{m}$) situés à proximité du contact de drain.

On peut constater que la température des électrons augmente proportionnellement à l'augmentation de V_{ds} . En effet, On note que pour des faibles tensions de drain la température des électrons est proche de la température du réseau. Lorsque V_{ds} devient supérieure à 1 V, il y a un fort champ électrique dans la région grille-drain. La température des électrons croit et atteint environ 392 K pour une tension de drain appliquée de 15 V [14].

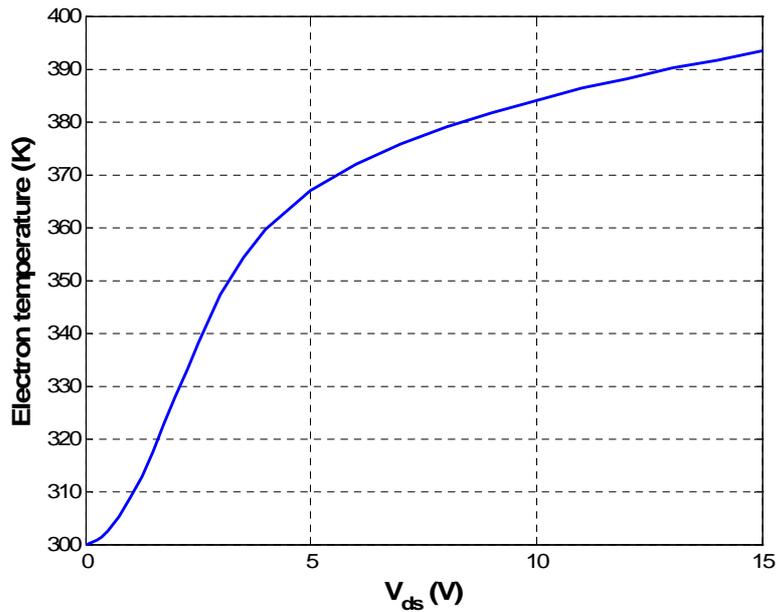


Figure III.45: Evolution de la température des électrons en fonction de V_{ds} aux points :

$$(x = 2.8 \mu m; y = 0.2 \mu m), V_{g1s} = V_{g2s} = 0 V.$$

III-6 Conclusion

Dans ce chapitre, le comportement physico-thermique de trois types de transistors, le NMOSFET, le DGMESFET/GaAs, le DGMESFET/GaN, ont été étudiés en utilisant le modèle physico-thermique développé au chapitre II, le modèle hydrodynamique et les procédures de calcul disponibles et/ou développées au laboratoire.

Pour chaque type de transistor, l'impact des effets thermiques sur les performances statiques a été analysé par simulations numériques. Les caractéristiques statiques ont été simulées sans et avec la prise en compte des effets thermiques. Cette étude a permis de cerner les zones où les dégradations des performances DC sont les plus significatives. Elle a aussi permis de déterminer la distribution de la température du réseau ainsi que l'évolution du champ électrique et de la vitesse des porteurs dans le canal des transistors MOSFET en fonction de la température.

Bibliographie du Chapitre III

- [1] **Djelti Hamida, Feham Mohamed, Ouslimani Achour, Kasbari Abed-Elhak**, “Two dimensional numerical simulation of temperature dependency of MOSFET out-put characteristics”, Global Symposium on Millimeter Waves (GSMM), pp. 340 – 343, China. ISBN: 978-1-4244-1886-2, April 2008.
- [2] **Djelti Hamida, Ouslimani Achour, Feham Mohamed, Kasbari Abed-Elhak**, “NMOSFET numerical model to investigate the heat conduction effects”, International Symposium on Signals, Systems and Electronics (ISSSE), pp. 1 – 4, China. ISBN: 978-1-4244-6352-7, 2010.
- [3] **Djelti Hamida, Ouslimani Achour, Feham Mohamed, Kasbari Abed-Elhak**, “Two Dimensional Si-MOSFET Numerical Model for Heat Conduction Analysis”, 40th European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC/ESSCIRC), pp. 1 – 4, Seville, Spain, September 2010.
- [4] **H. Djelti, M. Feham, M. Kameche & A. Ouslimani**, “Temperature Effect on the Drain Current of Dual-Gate GaAs MESFET’s”, International Conference on High Temperature Electronics Network (HITEN), Paris, France, 2005.
- [5] **Hamida Djelti, Mohamed Feham, Mohamed Kameche, and A. Ouslimani**, “On the advantages of GaAs dual-gate MESFET’s in comparison to Single-gate MESFET’s”, 2nd International Conference on Information & Communication Technologies: from Theory to Applications - ICTTA'06, Vol. 2, pp. 2562-2566, Damascus, Syria. ISBN: 0-7803-9521-2, 2006.
- [6] **Hamida Djelti, Mohamed Feham, Mohamed Kameche**, “Etude comparative des paramètres géométriques et électriques du transistor MESFET bigrille en GaAs et en 4H-SiC”, SETIT 2007, Hammamet, Tunisia, March 2007.
- [7] **B. Meinerzhagen, K. Bach, I. Bozk, and W.L. Eugl**, “A New Highly Efficient Nonlinear Relaxation Scheme for Hydrodynamic MOS Simulations”, Proc. NUPAD IV, pp. 91, 1992.
- [8] **Y. Apanovich and al.**, “Numerical Simulation of Submicrometer Devices, Including Coupled Non-local Transport and Non-isothermal Effects”, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 42, No. 05, pp. 890-898, 1995.
- [9] **Y. Apanovich and al.**, “Steady-State and Transient Analysis of Submicron Devices Using Energy Balance and Simplified Hydrodynamic Models”, IEEE Trans. Comp. Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Vol. 13, No. 6, pp. 702-710, June 1994.
- [10] **Olivier. Pironneau**, “manuel du logiciel FREEFEM+”, Inria, Paris, December 1998.
- [11] **Martin W. Dvorak**, “InAs/AlSb Heterostructure Field-Effect Transistors B.Sc. (Eng.), Queen’s University, 1995.
- [12] **Ping Chen, Yuba R Shrestha, Hui Shen**, “The Fabrication and Characterization of GaAs n-MESFET”, Electrical Engineering, University of Cincinnati, 2003.

- [13] **Donald A. Neamen**, “Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles”, Third Edition, International Edition, 2003.
- [14] **Hamida Djelti, Mohammed Feham, Achour Ouslimani, Abed-Elhak Kasbari**, “Temperature effects on the Drain Current in GaN Dual-Gate MESFET using Two-Dimensional Device Simulation”, IJCSI International Journal of Computer Science Issues, Vol. 9, Issue 1, No. 3, pp. 126-129, January 2012.

CHAPITRE IV

ANALYSE PHYSICO-THERMIQUE DU INALAS/INGAAS HEMT METAMORPHIQUE

Chapitre IV

Analyse physico-thermique du InAlAs/InGaAs HEMT Métamorphique

IV.1 Introduction

Le progrès technologique permet aujourd'hui de réaliser des transistors MHEMTs (*Metamorphic High Electron Mobility Transistor*) de haute performance notamment en fréquence. Les MHEMTs sur substrat InP atteignent des performances en fréquences dépassant largement 400 GHz en fréquence de transition [1] permettant ainsi d'envisager de nombreuses applications comme les scanners des aéroports [2], la télédétection atmosphérique [3], les radars anti collisions destinés aux véhicules futurs [4,5], les communications par satellite [6].

Malgré leurs performances intéressantes, le fonctionnement de ces transistors en particulier pour les applications de puissance génère de l'auto-échauffement dû à l'effet Joule. Cet effet est responsable de la dégradation des propriétés de transport des matériaux et donc de la dégradation des performances de ces transistors. Ces effets thermiques peuvent également entraîner la destruction de ces composants. Il est donc nécessaire de prendre en compte la dissipation thermique et son influence sur l'ensemble des paramètres physico-électriques des MHEMTs.

Dans ce chapitre, nous présenterons l'outil de simulation SILVACO que nous avons utilisé pour l'étude de ces composants. Nous étudierons ensuite le comportement électrique et thermique des structures HEMT Métamorphique. Nous analyserons, la source de chaleur, les distributions de la température de réseau, l'influence de la température sur les caractéristiques statiques, sur le champ électrique, sur la concentration en électron...etc.

Enfin Nous comparerons les performances du MHEMT et du MOS-MHEMT, afin de montrer que le courant de grille diminue pour la technologie MOS-MHEMT à canal composite.

IV.2 Description du logiciel SILVACO [7]

Le terme SILVACO est l'acronyme de « Silicon Valley Company » est une société américaine leader dans la vente de logiciels de TCAD (Technology Computer Assited Design). Cet outil de conception permet de simuler le comportement électrique et thermique d'un composant électronique en tenant compte de sa structure (dopage, nature des matériaux, géométries, propriétés de transport,...). La TCAD permet d'aider à la conception des composants et/ou de comprendre les mécanismes physiques qui régissent leur fonctionnement.

Nous utiliserons cet outil de simulation pour mettre en évidence le couplage physico-thermique. Le logiciel va résoudre les équations de continuité de courant, de Poisson et de diffusion de la chaleur en tout point de la structure simulée. Les équations des différents modèles physiques que l'on veut prendre en compte (modèles de mobilité, modèles d'ionisation par impact,...) seront ensuite résolues en s'appuyant sur les paramètres des matériaux tels que la mobilité, la largeur de bande interdite, l'affinité électronique, les densités d'états, les constantes diélectriques etc. Cette résolution s'effectue par la méthode de Newton.

Au cours de cette étude, nous avons dû utiliser plusieurs modules de Silvaco pour pouvoir concevoir notre composant. Nous avons principalement utilisé les trois modules suivants:

- **Atlas** : il s'agit d'un simulateur 2D et 3D de couches physiques semi-conductrices, il peut intégrer des propriétés électriques, optiques, thermiques grâce à des modèles. Il permet de faire des analyses DC, AC et temporelles sur des structures, créées sous Atlas, basées sur des matériaux semi-conducteurs. Une analyse numérique est effectuée pour résoudre les potentiels électrostatiques et les densités des courants au sein du modèle.
- **Deckbuild** : il s'agit de l'environnement principal, il permet d'ouvrir ou de charger des decks (des fichiers contenant le code pour la description et la simulation de structures nécessaires à Atlas et aux autres modules de Silvaco). Pour lancer le simulateur Atlas à partir de deckbuild, il faut que le deck contienne la commande **go atlas**.
- **Tonyplot** : il s'agit de l'interface d'affichage de structures, de courbes et de résultats de simulations (tensions et courants de polarisation en statique ou paramètre S, température du réseau,...).

L'ensemble du script (ou deck) est donné en annexe C.

IV.3 Analyse physico-électrique du MHEMT InAlAs/InGaAs

IV.3.1 Topologie de la structure étudiée

La topologie de la structure étudiée est celle d'un MHEMT $\text{In}_{0.4}\text{Al}_{0.6}\text{As}/\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ épitaxié sur substrat GaAs de la fonderie d'OMMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits). Ce composant est constitué d'une simple hétérojonction InAlAs/InGaAs. La figure IV.1 représente la structure de couche du MHEMT à 40% d'indium.

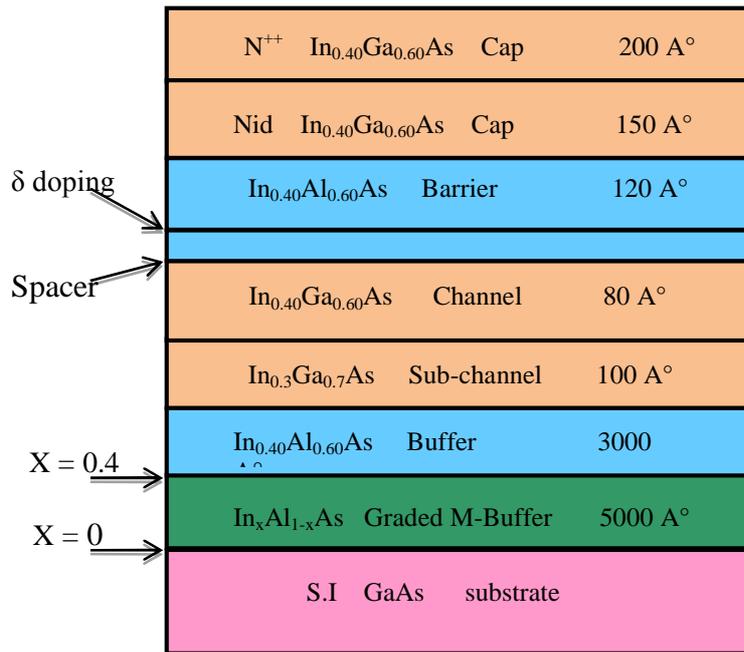


Figure IV.1 : Structure de couche du MHEMT à canal composite.

Le transistor MHEMT étudié est constitué d'un substrat GaAs, Cette couche améliore la tenue en tension du composant et les caractéristiques thermiques qui lui sont associées. Sur ce substrat on fait croître une couche tampon métamorphique qui va absorber les différences de maille cristalline entre le substrat et les couches supérieures, suivie d'une couche tampon $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$. Le canal et le sous canal, sont tous deux en $\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ avec un taux d'indium de 40 % dans le canal et de 30% dans le sous-canal. La couche barrière, réalisée en $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$, est composée d'un espaceur, d'un plan de dopage et de la couche barrière Schottky. Enfin les deux couches de contact ohmique sont réalisées en $\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$.

Les électrodes qui n'apparaissent pas sur la figure IV.1, jouent un rôle primordial et c'est pourquoi il est nécessaire d'apporter des précisions sur leurs propriétés :

L'électrode de Source:

Cette électrode fait quelques dixièmes de micromètres. C'est un contact ohmique. Elle est espacée de $0,35\mu\text{m}$ de la grille et de $2.282\mu\text{m}$ de l'électrode de drain.

L'électrode de Drain:

Cette électrode est de même nature que l'électrode de source.

L'électrode de Grille :

L'électrode de grille est un contact de type Schottky avec un travail de sortie fixé à 4,33 eV (travail de sortie du titane). Sa longueur est de 132 nm. Le modèle de Schottky considère que la barrière au transport électronique existe à l'interface entre le métal et le semi-conducteur, et qu'elle est égale à la différence entre le travail de sortie du métal et l'affinité électronique (ou potentiel d'ionisation) du semi-conducteur.

IV.3.2 Maillage de la structure simulée

La précision des résultats de simulation dépend de la finesse du maillage que l'on applique à la structure. Le maillage définit des zones ou des ensembles de points de calculs de résolution d'équations (issues des modèles activés). Chaque intersection, ou nœud, représente le point où les équations seront résolues. Le temps de calcul, la précision et donc la validité des résultats dépendent de la qualité du maillage. En effet, une maille trop large permettra d'avoir moins de nœuds et donc de réduire le temps de calcul. En revanche, ces nœuds sont plus éloignés les uns des autres, entraînant ainsi des évolutions des différentes grandeurs physiques plus importantes d'un nœud à l'autre. Les imprécisions sur le résultat final sont donc accentuées ainsi que les risques de divergence lors de la résolution des équations. Ceci peut mener à des résultats incohérents. Une maille trop fine augmente de façon exponentielle le temps de calcul mais permet d'avoir une solution très précise.

Il faut donc bien choisir la précision du maillage et les zones où l'on souhaite mailler pour pouvoir obtenir des résultats satisfaisant au cours de simulations suffisamment courtes.

Dans Silvaco, les mailles sont triangulaires mais elles sont définies comme des rectangles sous Atlas, toutes les coordonnées sont en micromètre et l'espacement permet de définir la finesse et la précision des mailles des zones désignées.

La figure IV.2 illustre le maillage d'une structure MHEMT tracé à partir des paramètres d'entrées sous Atlas.

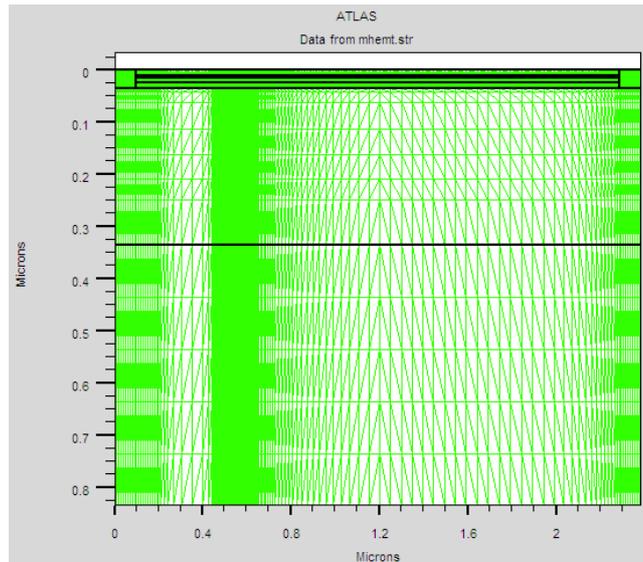


Figure IV.2 : Structure du MHEMT maillé.

Le maillage est dense à l'interface barrière/canal et plus précisément dans le plan de dopage pour cibler le gaz bidimensionnel suivant l'axe des y, il est également très fin sous les contacts suivant l'axe des x pour prendre en compte les effets des composantes du champ électrique réparties dans ces zones.

Nous traçons sur la figure IV.3 le diagramme des bandes d'énergie de notre structure étudiée à l'équilibre thermodynamique.

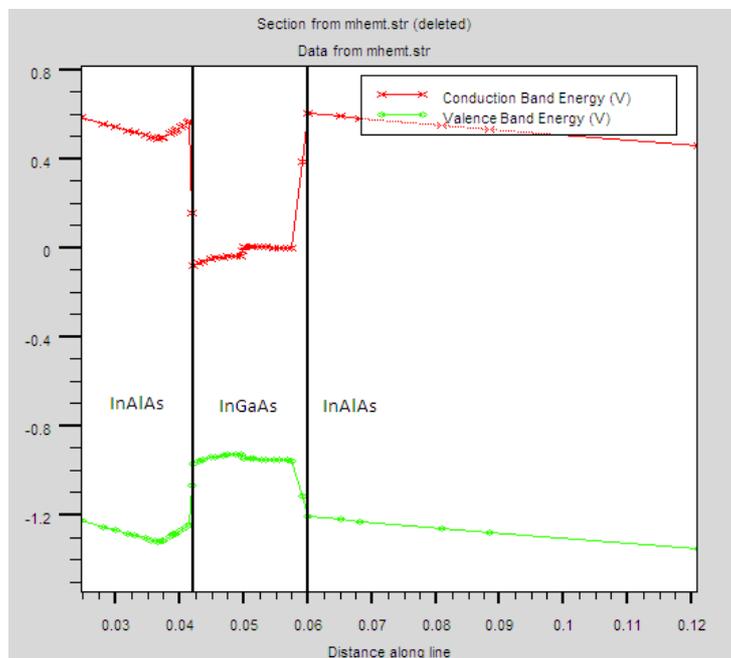


Figure IV.3 : Diagramme des bandes d'énergie à l'équilibre thermodynamique de la structure MHEMT InAlAs/InGaAs avec 40% d'indium.

Sa forme semble très correcte car on observe une hauteur barrière avoisinant les 0,6 eV. De plus, le puits quantique, créé par l'association des deux couches à accords de mailles différents, est bien présent à l'interface entre les deux matériaux (InAlAs et InGaAs) et semble avoir une profondeur suffisante pour que les électrons puissent occuper ses niveaux d'énergie.

IV.3.3 Résultats statiques sans effet thermique

La figure IV.4 représente une comparaison entre le réseau de caractéristiques I_{ds} (V_{ds}) simulées et mesurées à température ambiante paramétrées par la tension grille-source V_{gs} . Cette dernière est balayée de 0.38 à - 0.82 V avec un pas de 0.1 V. En effet, on remarque que les caractéristiques simulées et mesurées présentent la même tension pour laquelle le canal est fermé. Cette tension dite tension de pincement (elle correspond à la tension grille pour laquelle le courant est nul). On remarque aussi que les caractéristiques simulées apparaissent en accord avec les résultats expérimentaux.

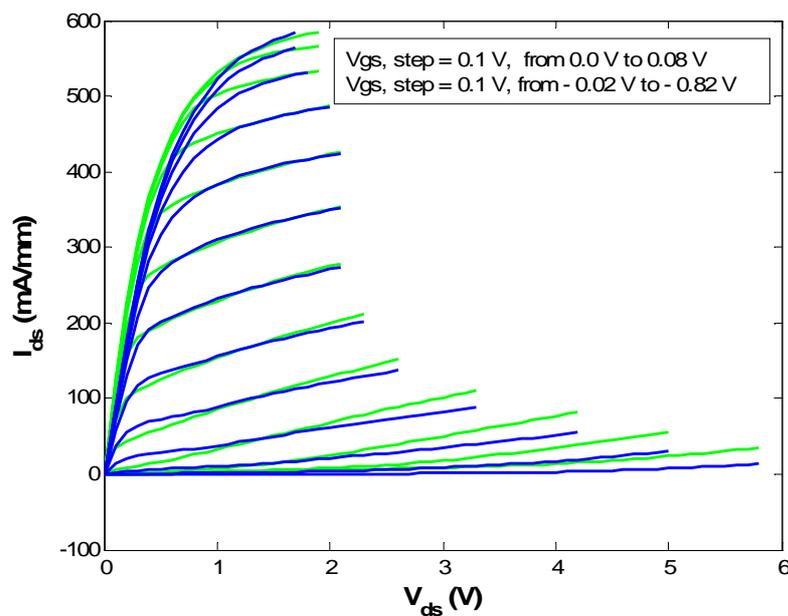


Figure IV.4: Caractéristiques de sortie simulées (en vert) et mesurées (en bleu) à $T = 296$ K.

La figure IV.5 illustre une comparaison entre les caractéristiques de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ simulées et mesurées à la température ambiante. Ces caractéristiques sont obtenues pour V_{ds} variant de 1 à 2.2 V avec un pas de 0.2 V. Là encore, cette comparaison montre une ressemblance entre le courant simulé et mesuré. On note que le courant de saturation maximum vaut 561 mA/mm et la tension de seuil est de -0.6 V.

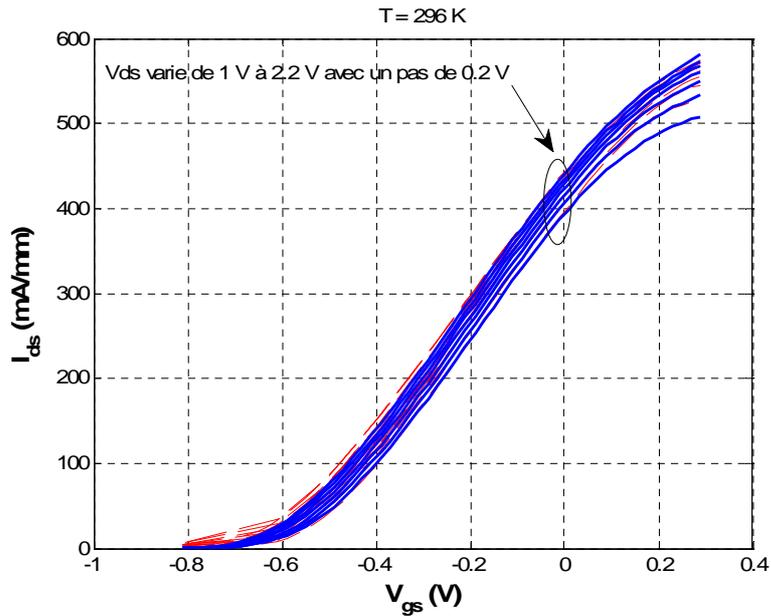


Figure IV.5: Caractéristiques de transferts simulés (rouge) et mesurées (bleu) à $T = 296$ K, V_{ds} varie de 1 V à 2.2 V avec un pas de 0.2 V.

Pour mieux connaître et comprendre la répartition de champ électrique et la vitesse des électrons dans le canal du MHEMT InAlAs/InGaAs, nous présentons sur les figures IV.6 et IV.7 l'évolution de la composante E_x du champ électrique dans le canal pour une tension de drain appliquée de 2.1 V et $V_{gs} = -0.12$ V et -0.82 V respectivement. Ces résultats montrent que la composante du champ E_x est faible sur la distance source-grille puis le champ augmente et atteint environ $2 \cdot 10^5$ V/cm pour $V_{gs} = -0.12$ V et plus de $3 \cdot 10^5$ V/cm pour $V_{gs} = -0.82$ V et commence à diminuer juste à la sortie de la grille.

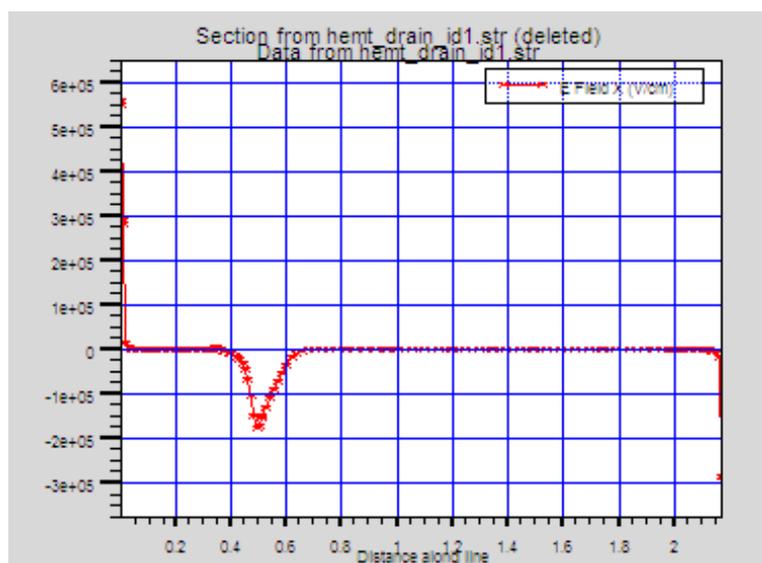


Figure IV.6: Répartition du champ électrique E_x dans le canal suivant la longueur du composant pour $V_{ds} = 2.1$ V, $V_{gs} = -0.12$ V.

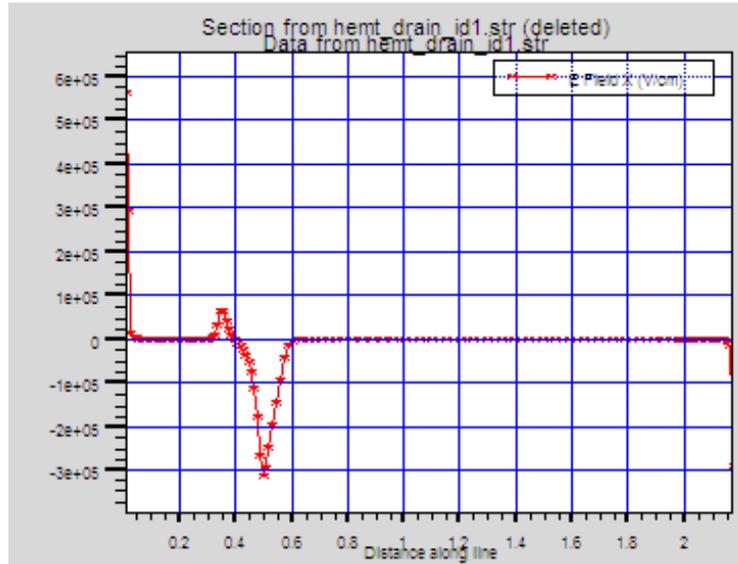


Figure IV.7: Répartition de la vitesse des électrons dans le canal suivant la longueur du composant pour $V_{ds} = 2.1$ V, $V_{gs} = -0.82$ V.

Les figures IV.8 et IV.9 représentent l'évolution de la vitesse des électrons le long du canal du composant pour $V_{gs} = -0.12$ V, et $V_{gs} = -0.82$ V respectivement, la tension de drain appliquée est de 2.1 V. Ces résultats montrent que la vitesse des électrons augmente dans le canal en dessous de la grille, elle atteint environ $2,6 \cdot 10^7$ cm/s pour $V_{gs} = -0.12$ V et plus de $3 \cdot 10^7$ cm/s pour $V_{gs} = -0.82$ V.

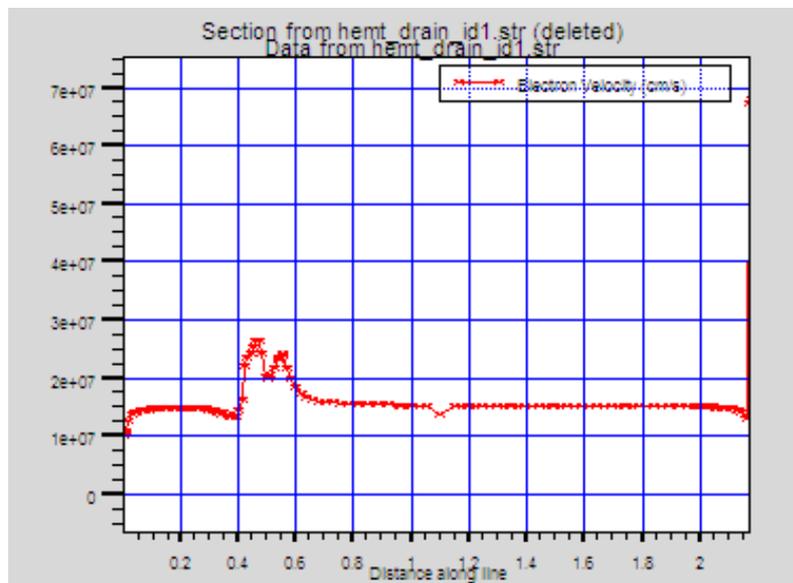


Figure IV.8: Répartition du champ électrique E_x dans le canal suivant la longueur du composant pour $V_{ds} = 2.1$ V, $V_{gs} = -0.12$ V.

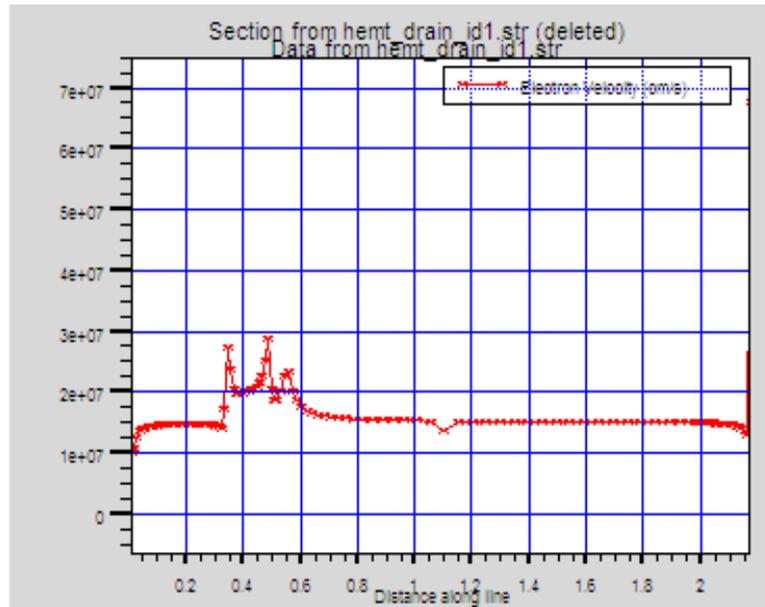


Figure IV.9: Répartition de la vitesse des électrons dans le canal suivant la longueur du composant pour $V_{ds} = 2.1$ V, $V_{gs} = -0.82$ V.

Les figures IV.10 et IV.11 montrent la distribution du potentiel dans le composant pour $V_{gs} = -0.82$ V, $V_{ds} = 2.1$ et 5 V respectivement. On peut noter que le gradient de potentiel présente un changement de forme des équipotentielles pour les deux polarisations. On note aussi que le potentiel présente une discontinuité au niveau de l'interface InAlAs/InGaAs en raison de charge surfacique.

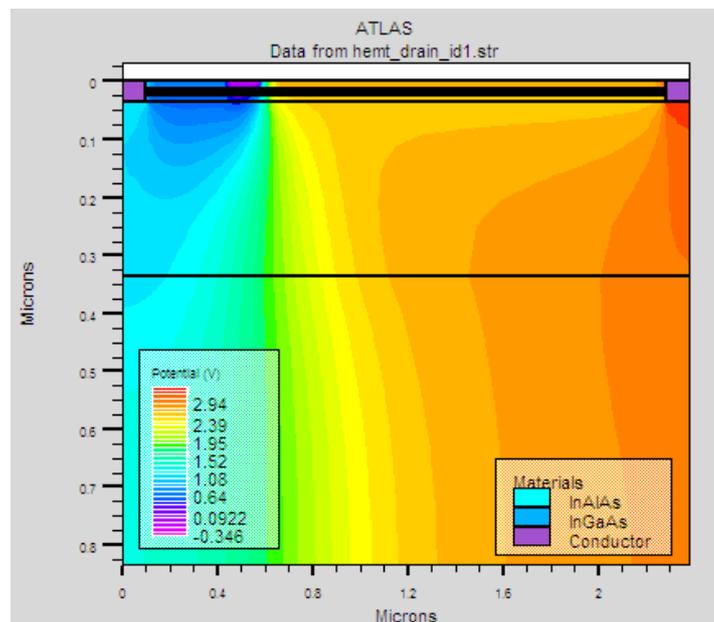


Figure IV.10 : Carte 2D du potentiel dans le MHEMT InAlAs/InGaAs, $V_{ds} = 2.1$ V, $V_{gs} = -0.82$ V, $T = 296$ K.

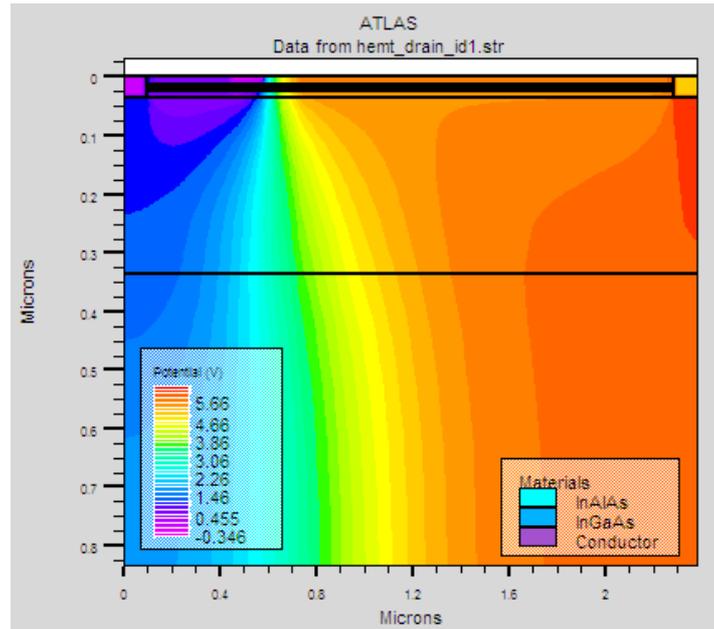


Figure IV.11 : Carte 2D du potentiel dans le MHEMT InAlAs/InGaAs,
 $V_{ds} = 5 \text{ V}$, $V_{gs} = -0.82 \text{ V}$, $T = 296 \text{ K}$.

Pour la concentration en électron, on peut dire qu’une zone d’accumulation significative des électrons est observée à cause d’une large région de résistance différentielle négative de la caractéristique vitesse champ électrique (figure IV.12). Cette zone d’accumulation disparaît graduellement avec l’augmentation de tension grille jusqu’à la déplétion complète du canal où apparaît le pincement (figure IV.13).

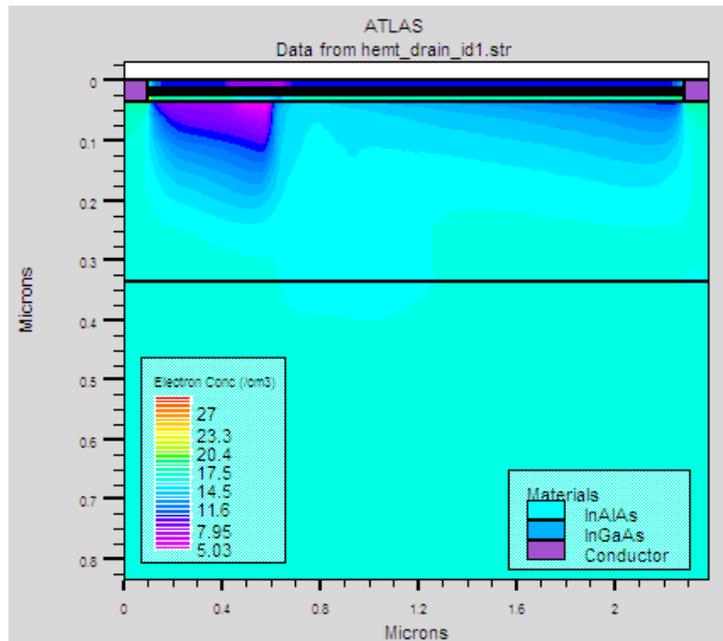


Figure IV.12 : Carte 2D de la concentration en électron dans le MHEMT InAlAs/InGaAs,
 $V_{ds} = 2.1 \text{ V}$, $V_{gs} = -0.82 \text{ V}$, $T = 296 \text{ K}$.

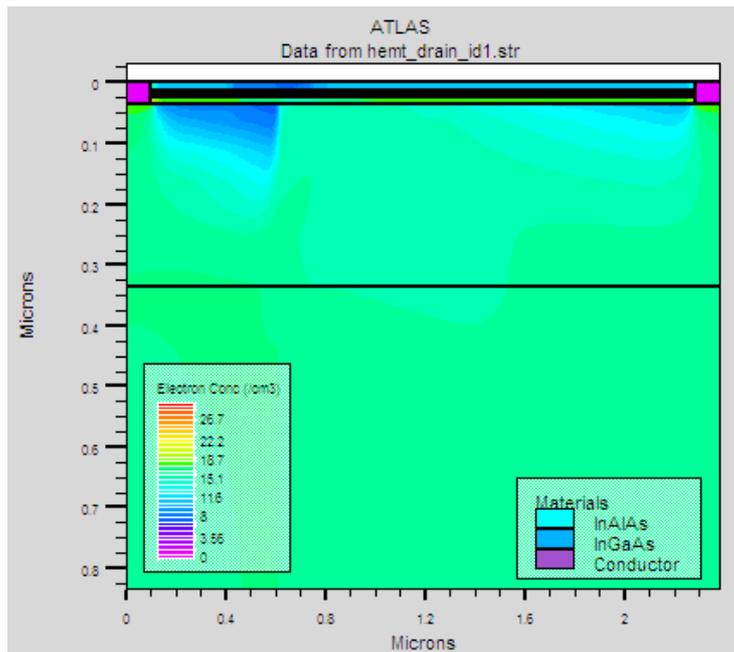


Figure IV.13 : Carte 2D de la concentration en électron dans le MHEMT InAlAs/InGaAs, $V_{ds} = 5 \text{ V}$, $V_{gs} = -0.82 \text{ V}$, $T = 296 \text{ K}$.

IV.3.4 Modélisation physico-thermique du MHEMT InAlAs/InGaAs

Dans cette partie, nous analysons les performances électriques et thermiques du MHEMT InAlAs/InGaAs en prenant en compte l'influence de la température de réseau sur les propriétés de transport. Autrement dit, nous décrivons le modèle physico-thermique de la structure MHEMT à canal composite. Les caractéristiques statiques, la distribution de la température du réseau pour différents points de polarisation de grille et de drain ainsi que le terme source de chaleur obtenues sont analysées.

IV.3.4.1 Caractéristiques statiques

La figure IV.14 illustre une comparaison entre le réseau des caractéristiques I_{ds} - V_{ds} simulé avec effet thermique (courbe en bleu) et sans effet thermique (courbes en rouge) pour V_{gs} variant de 0.38 à -0.82 V avec un pas de 0.1 V. Ces résultats montrent que le courant de drain (courbe en bleu) diminue pour des polarisations V_{gs} positives. Par contre pour des polarisations V_{gs} négatives, on constate que le courant drain obtenu avec la prise en compte des effets thermiques (utilisation du modèle physico-thermique) se compare à celui obtenu lorsque ces effets thermiques ne sont pas inclus dans le modèle (courbe en rouge). L'échauffement du composant est donc réduit. A titre d'exemple le courant se dégrade de 3.04 % pour $V_{gs} = 0.38 \text{ V}$.

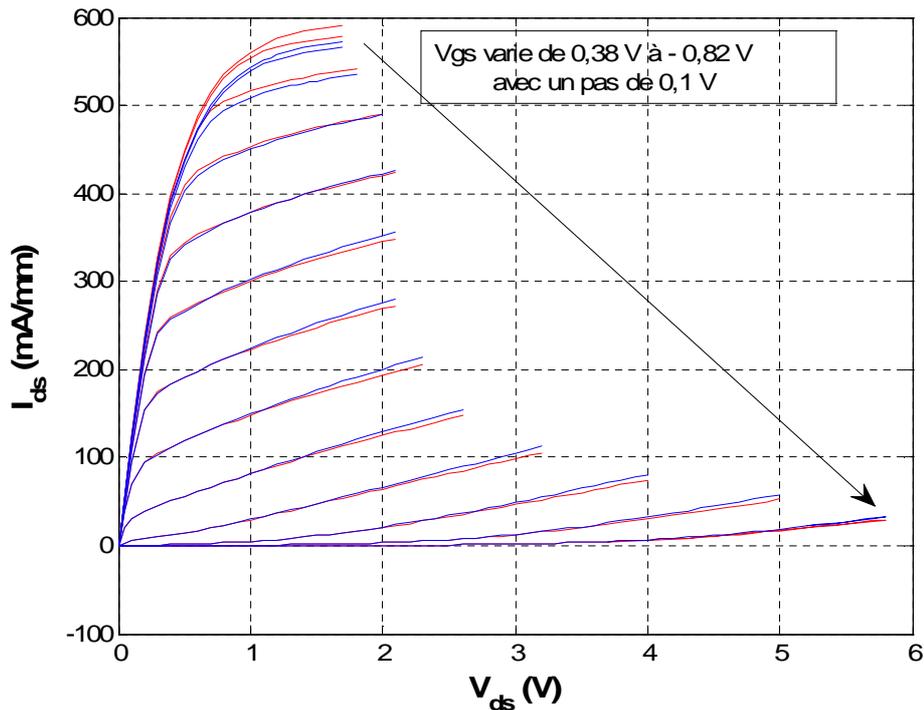


Figure IV.14: Caractéristiques de sortie simulées avec (en bleu) et sans effet thermique (en rouge) dans MHEMT InAlAs/InGaAs à canal composite.

IV.3.4.2 Distribution de la température de réseau

Nous avons tracé les cartes de distribution de la température de réseau dans le HEMT-Métamorphique InAlAs/InGaAs à canal composite (figure IV.15 et IV.16) pour une tension de drain de 2 V et deux points de polarisation de grille avec un zoom dans les premières couches du composant (de la couche Schottky au buffer).

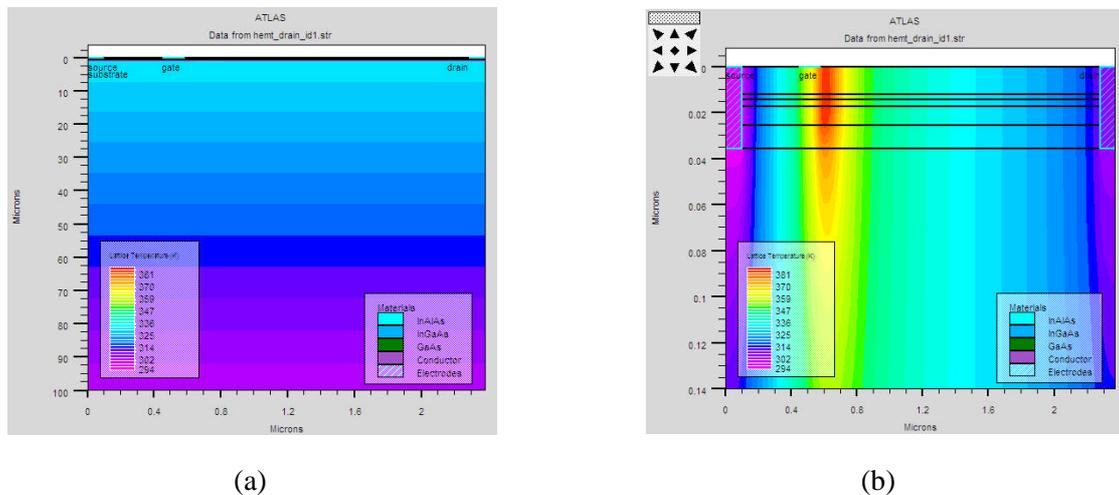


Figure IV.15: Carte 2D de la température du réseau dans le MHEMT InAlAs/InGaAs avec $V_{gs} = -0.12$ V, $V_{ds} = 2.0$ V : (a) le composant entier et (b) zoom proche du canal.

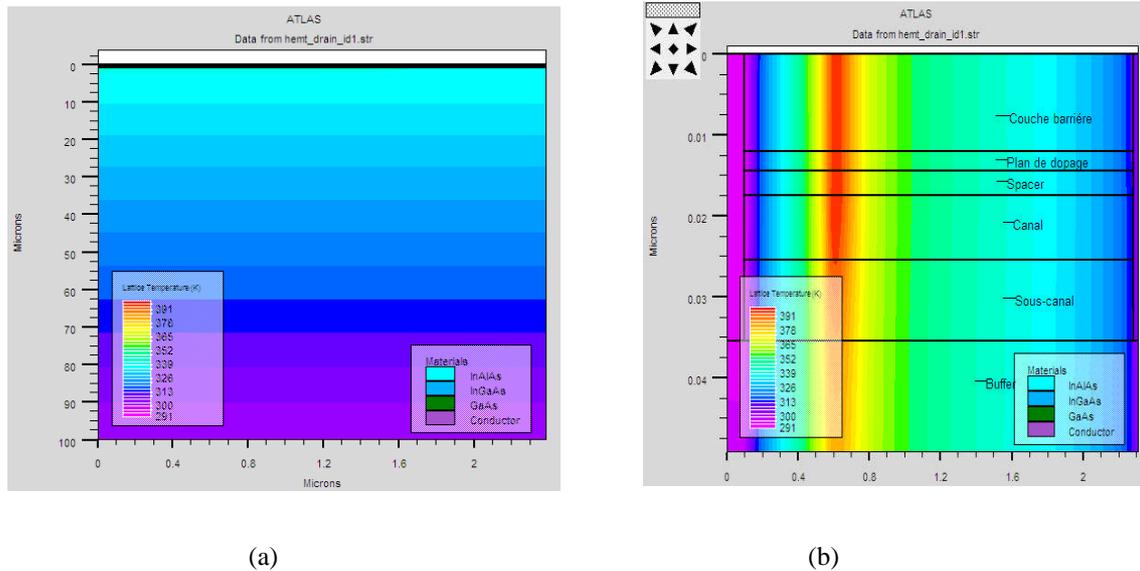
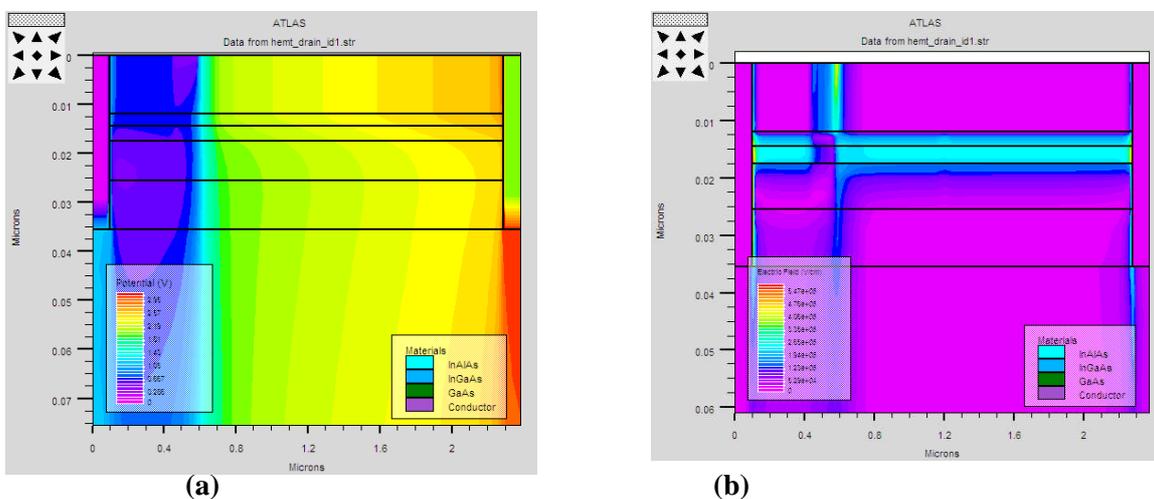


Figure IV.16 : Carte 2D de la température du réseau dans le MHEMT InAlAs/InGaAs avec $V_{gs} = -0.02\text{ V}$, $V_{ds} = 2.0\text{ V}$: (a) le composant entier et (b) zoom proche du canal.

On peut remarquer que la température du réseau diminue rapidement quand on va du sous-canal au bas du substrat, on constate aussi que la température du réseau augmente avec l'augmentation de la polarisation de la grille. Le maximum de température du réseau est de 361 K pour $V_{gs} = -0.12\text{ V}$ et il est de 391 K pour $V_{gs} = -0.02\text{ V}$.

IV.3.4.3 Distribution des grandeurs électriques et thermiques dans le composant

La figure IV.17 présente les cartes des différentes grandeurs électriques et thermiques (potentiel, champ électrique, densité de courant et source de chaleur) pour une structure du MHEMT à canal composite sur substrat GaAs pour une tension de drain et de grille 2 V et de -0.02 V respectivement.



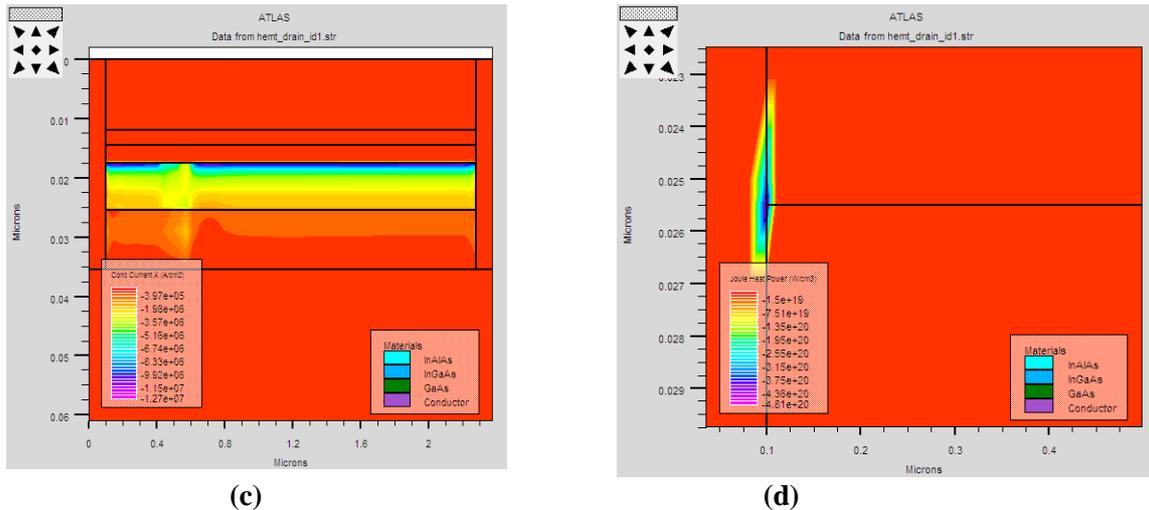


Figure IV.17 : Carte 2D des grandeurs électriques et thermiques dans le MHEMT InAlAs/InGaAs avec : $V_{gs} = -0.02$ V, $V_{ds} = 2.0$ V : (a) potentiel, (b) champ électrique, (c) densité de courant et (d) terme source de chaleur.

La figure IV.17 (a) montre la répartition du potentiel dans le composant (de la couche Schottky au buffer). On peut noter, en particulier, que le potentiel peut être considéré comme constant dans la couche active dans la direction longitudinale du composant, par contre il présente une discontinuité au niveau de l'interface InAlAs/InGaAs suivant la direction transversale. Le profil du champ électrique et la distribution du courant de conduction sont presque symétriques entre les deux plots des contacts ohmiques (figure IV.17 (b et c)). Sur la figure IV.17 (d), on remarque que la puissance dissipée par effet joule (Joule heat power) est légèrement plus grande dans les deux extrémités des contacts ohmiques à l'interface InAlAs/InGaAs.

IV.3.4.4 Evolution de la température de réseau dans la zone active

Les figures IV.18 et IV.19 représentent respectivement l'évolution de la température de réseau dans le MHEMT InAlAs/InGaAs en fonction de la polarisation de drain et dans la direction longitudinale du composant. La figure IV.18 qui représente l'évolution de la température de réseau pour différentes polarisations de grille ($V_{gs} = -0.02$, -0.12 et -0.22 V), montre que l'augmentation de la température est proportionnelle à l'augmentation de la polarisation de grille. Le maximum de température qui correspond au point chaud vaut pour les trois polarisations 394.016, 384.048 et 369.6 K respectivement.

Par ailleurs, la figure IV.19 montre les distributions longitudinales de la température de réseau pour le transistor MHEMT à canal composite sur substrat GaAs pour une tension de drain et de grille de 4 V et de -0.42 V respectivement. Nous avons fixé cinq profondeurs différentes de la structure :

- 0.006 μm : au milieu de la couche Schottky $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$
- 0.0175 μm : à l'interface $\text{In}_{0.4}\text{Al}_{0.6}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ (dans le puits quantique).
- 0.0215 μm : au milieu de la couche canal d' $\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$.
- 0.0305 μm : au milieu du sous-canal d' $\text{In}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$.
- 0.1855 μm : au milieu de la couche tampon.

On note en particulier que la valeur maximale de la température de réseau située au milieu de la zone active est de 424.8 K. Cette valeur diminue jusqu'à 373.97 K à une profondeur de 0.1855 μm . On note également que la température de réseau moyenne dans la zone active est de 422 K.

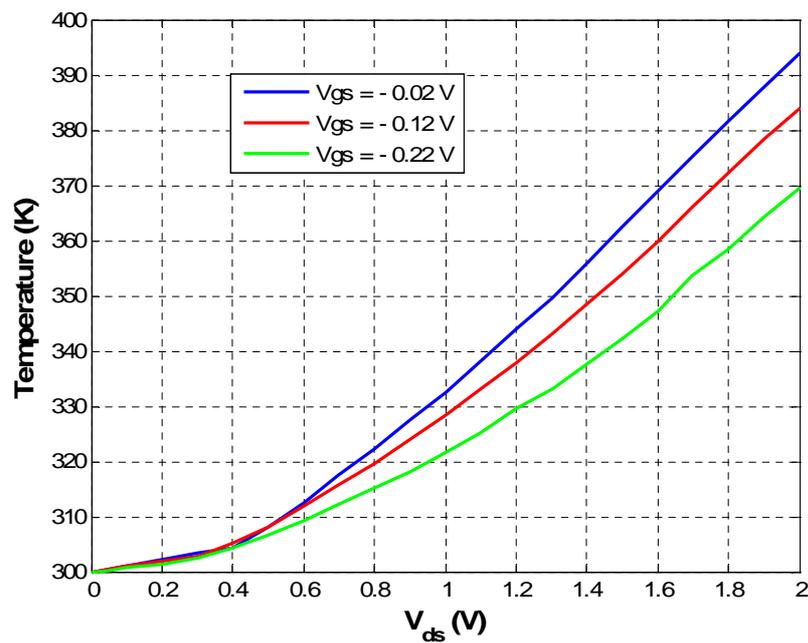


Figure IV.18 : Evolution de la température dans le MHEMT InAlAs/InGaAs, Pour $V_{gs} = -0.02, -0.12$ et -0.22 V.

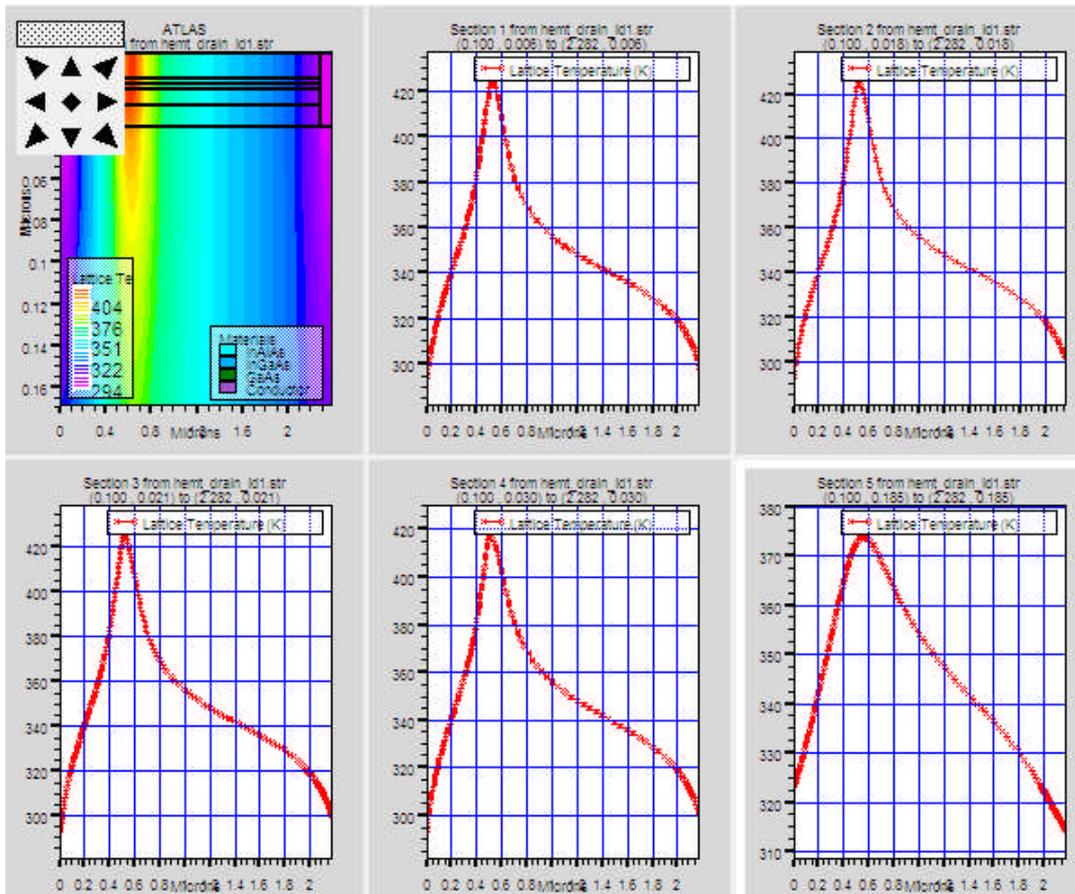


Figure IV.19 : Evolution de la température de réseau dans le MHEMT le long du composant pour cinq profondeurs ($y = 0.006, 0.0175, 0.0215, 0.0305$ et $0.1855 \mu\text{m}$), Pour $V_{gs} = -0.42$ et $V_{ds} = 4$ V.

La figure IV.20 illustre la variation de la température de réseau en fonction de la densité de puissance dissipée avec une température de socle de 300 K et pour deux polarisations de grille ($V_{gs} = -0.02$ et -0.12 V). On peut constater que la température de réseau augmente avec l'augmentation de la polarisation de grille et donc avec l'augmentation de la densité de puissance dissipée.

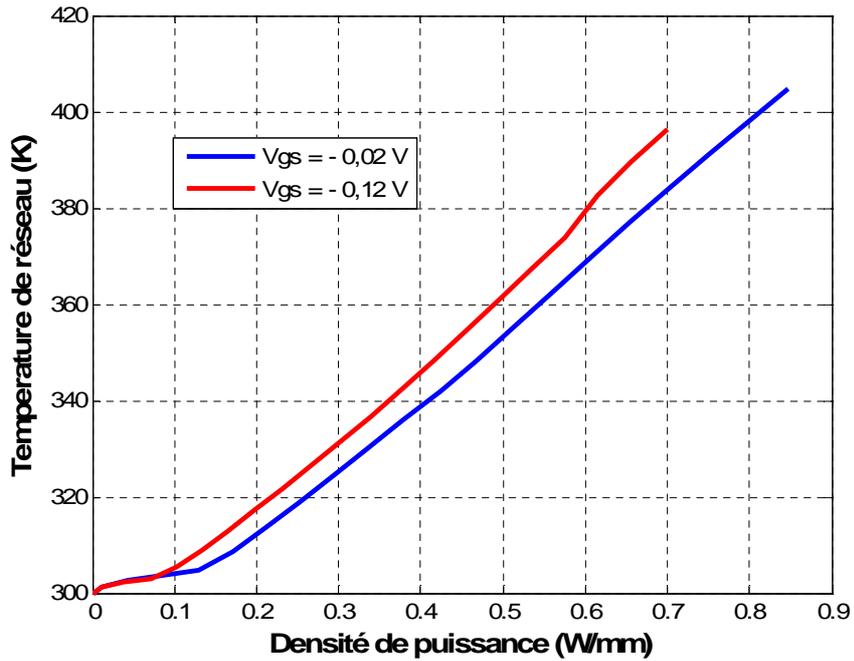
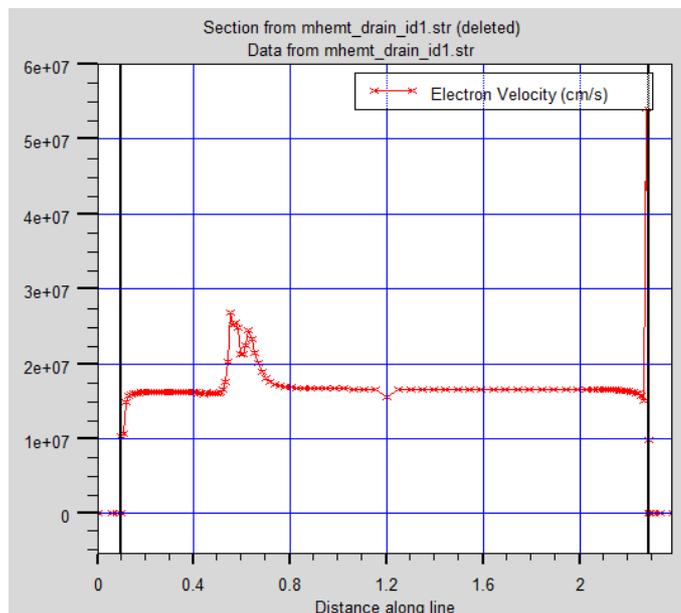


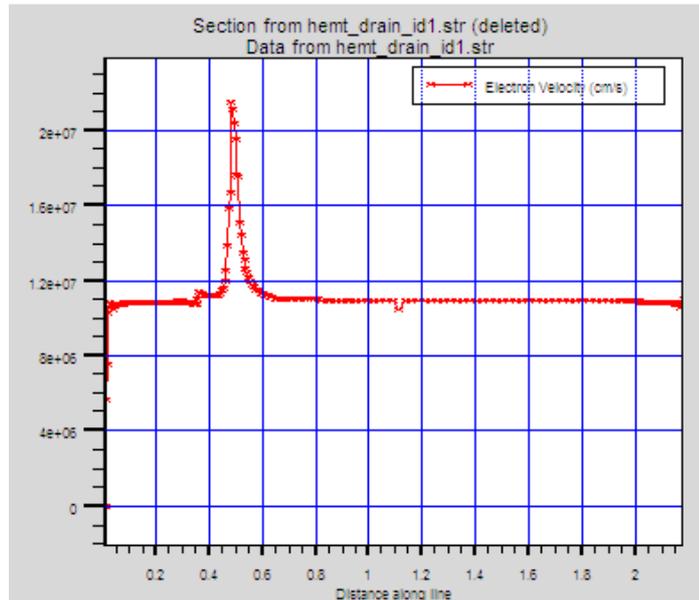
Figure IV.20 : Evolution de la température de réseau en fonction de la densité de puissance dissipée pour $V_{gs} = -0.02 \text{ V}$ et -0.12 V .

IV.3.4.5 Evolution de la vitesse des électrons

Les figures IV.21 (a et b) illustrent une comparaison entre la variation de la vitesse des électrons dans le canal du composant avec et sans la prise en compte des effets thermiques pour les polarisations de drain et de grille 2 V et de -0.02 V respectivement. Ces figures montrent que la vitesse des électrons diminue lorsque les effets thermiques sont inclus. Une température de réseau globalement plus élevée entraîne une dégradation des propriétés de transport électronique.



(a)



(b)

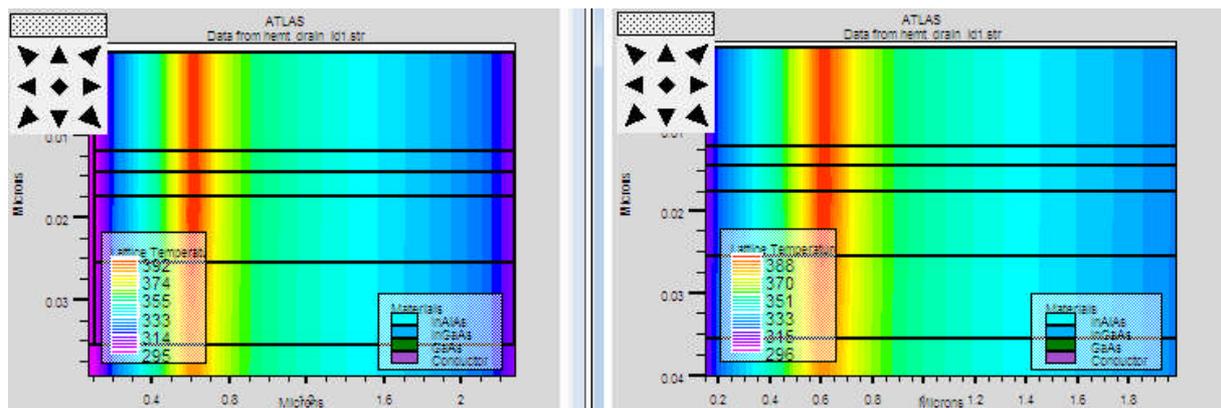
Figure IV.21 : Evolution de la vitesse des électrons le long du MHEMT InAlAs/InGaAs à canal composite pour une profondeur $y = 0.019 \mu\text{m}$, $V_{gs} = -0.02 \text{ V}$ et $V_{ds} = 2 \text{ V}$:

(a) Simulation iso-thermique,

(b) Simulation thermique.

IV.3.4.6 Effet de la température du socle

Dans le but d'investir l'effet de la température du socle sur le comportement thermique du composant nous avons représenté sur la figure IV.22 les cartes 2D de la température de réseau pour deux températures de socle (a) pour T_{socle} égale 300 K et (b) pour T_{socle} égale 323 K.



(a)

(b)

Figure IV.22 : Carte 2D de la température de réseau, $V_{gs} = -0.12 \text{ V}$ et $V_{ds} = 2 \text{ V}$:

(a) Température de socle égale 300 K,

(b) Température de socle égale 323 K.

La figure IV.22 montre que la température de réseau obtenue avec la température de socle de 323 K est inférieure à celle obtenue avec la température de socle égale à la température ambiante. On a pris cette valeur de température de socle car elle correspond à une valeur moyenne rencontrée en pratique.

IV.3.4.7 Caractéristiques hyperfréquences du HEMT Métamorphique à canal composite sur substrat GaAs : Fréquence de transition

Les HEMT Métamorphiques destinés aux applications haut débit doivent avoir de bonnes performances en fréquences.

Dans ce paragraphe nous analysons les caractéristiques hyperfréquences du composant en tenant compte de la variation de la température. Les performances AC tels que la fréquence de coupure et la fréquence maximale d'oscillation sont traitées en fonction de la température.

La fréquence de coupure f_T , qui est définie comme étant la fréquence à laquelle le gain en courant du transistor est égal à l'unité, traduit la rapidité du transistor.

La figure IV.23 représente la variation du gain en courant H21 en fonction de la fréquence sur une échelle logarithmique pour deux valeurs de température (300 et 448 K).

La figure IV.23 montre aussi que la fréquence de coupure a tendance à diminuer lorsque la température augmente. Du point de vue physique, Cette baisse de la valeur de f_T est due à la diminution de la vitesse de saturation des porteurs, or celle-ci est inversement proportionnelle à la température.

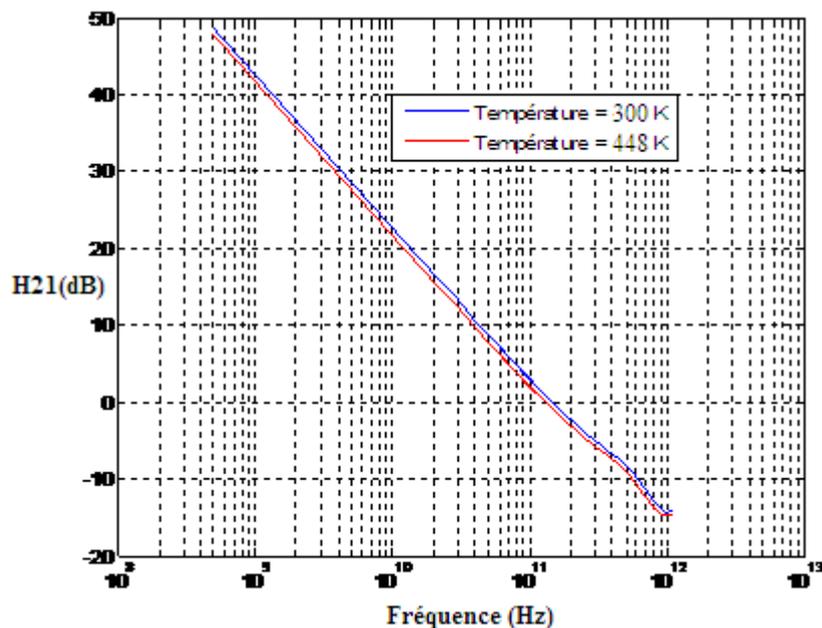


Figure IV.23 : Effet de la température sur la fréquence de coupure, $V_{gs} = -0.5$ V et $V_{ds} = 2$ V.

IV.3.4.8 Fréquence maximale des oscillations du transistor MHEMT InAlAs/InGaAs

La fréquence maximale des oscillations représente la fréquence maximale jusqu'à laquelle le dispositif fournit du gain en terme de puissance. Elle est très sensible aux éléments parasites qui entourent la zone intrinsèque du transistor et aux polarisations de grille et de drain.

Afin de déterminer la fréquence maximale des oscillations du composant, nous traçons sur la figure IV.23 l'évolution du gain G_u (dB) (gain unilatéral en puissance) en fonction de la fréquence sur une échelle logarithmique pour deux valeurs de température (300 et 448 K).

Les résultats de la figure IV.24 montrent que la fréquence maximale d'oscillation obéit à la même loi que f_T . En effet, la fréquence maximale d'oscillation est proportionnelle à la racine carrée de la fréquence de transition. Donc, si la fréquence de transition chute quand la température augmente, la fréquence maximale d'oscillation fait de même. En conséquence, la diminution de la fréquence maximale d'oscillation lorsque la température augmente entraîne une chute du gain maximum disponible.

De même pour extraire la fréquence maximale d'oscillation il ne faut considérer que la partie linéaire de la courbe du gain unilatéral en puissance. Par la suite, il fallait donc connaître la fréquence pour laquelle G_u valait 0 dB. La fréquence correspondant au point d'intersection de l'axe des fréquences et l'extrapolation de la partie linéaire de G_u , permet d'estimer la fréquence maximale des oscillations qui est de 300 GHz à 300 K et de 200 GHz à 448 K.

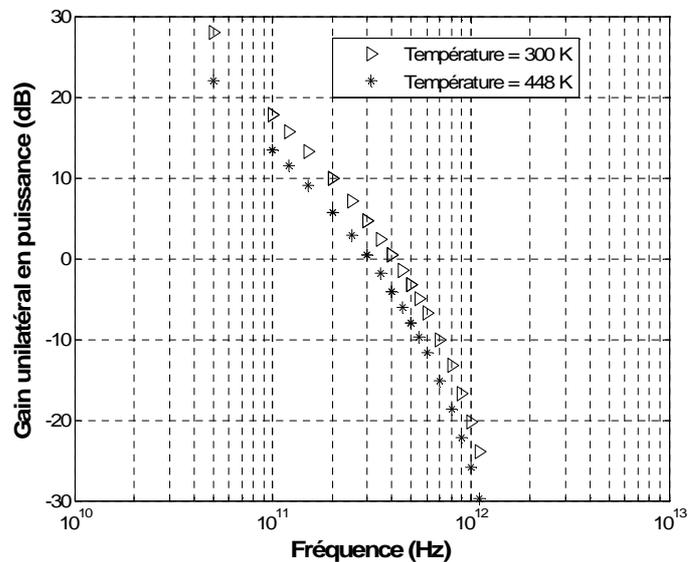


Figure IV.24 : Effet de la température sur la fréquence maximale d'oscillation, $V_{gs} = -0.5$ V et $V_{ds} = 2$ V.

IV.4 Etude de la structure MOS-MHEMT à canal composite sur substrat GaAs

Les performances du transistor HEMT Métamorphique sont fortement influencées par la température. Aussi l'étude des effets thermiques sur les caractéristiques statiques est indispensable pour évaluer l'impact de la température sur le composant. Un fort courant de grille, induit une consommation plus élevée, une plus faible impédance d'entrée et une augmentation du bruit du HEMT. Ces conséquences limitent les performances du transistor pour les applications visées telles que les chaînes d'émissions RF [8]. Le composant étudié dans ce chapitre (MM-HEMT) présente un courant de grille élevée à température élevée. Il est donc nécessaire de déterminer les mécanismes de transport qui sont responsable de cette augmentation du courant de grille. Dans cette optique, nous avons proposé une technique afin de réduire le courant de fuite de la grille par utilisation d'un film d'oxyde de type Al_2O_3 utilisé comme un isolant entre l'électrode de grille et la couche Schottky. Peu de travaux ont été publiés dans la littérature sur l'InAlAs/InGaAs simple canal MHEMTs métamorphiques métal-oxyde-semi-conducteur (MOS-MHEMT) [9, 10, 11]. Nous proposons une approche consistant à traiter les effets thermiques dans ce composant et à analyser le courant de grille en mettant en évidence l'effet de la température.

IV.4.1 Topologie de la structure étudiée

La structure du MOS-MHEMT à canal composite étudiée est représentée sur la figure IV.25. La différence principale entre cette structure et la structure étudiée précédemment se situe au niveau de contact de grille qui est de type Métal-Oxyde-Semiconducteur.

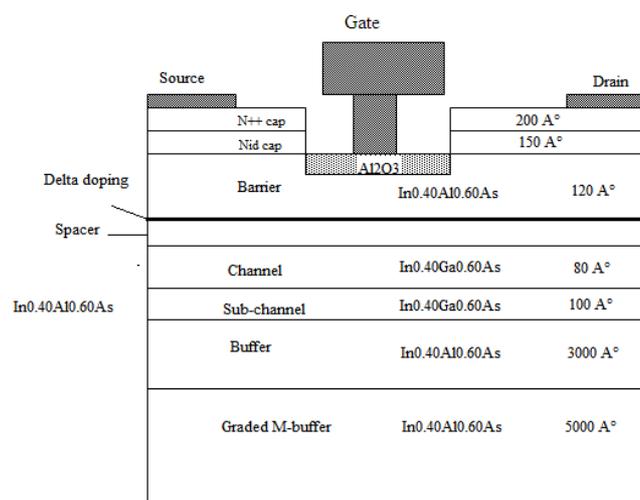


Figure IV.25 : Coupe schématique du MOS-MHEMT simulée.

IV.4.2 Réseau des caractéristiques Ids-Vds

Nous présentons sur la figure IV.26 les caractéristiques statiques $I_{ds}(V_{ds})$ du MOS-MHEMT à canal composite pour une épaisseur d'oxyde de 10 \AA . La polarisation V_{gs} varie de -0.82 V à 0.38 V avec un pas de 0.1 V . Les résultats montrent que la structure MOS-MHEMT permet une large polarisation de grille. Autrement dit, la tension pour laquelle le canal est fermé est supérieure en valeur absolue à celle de MHEMT à canal composite. Ceci peut être expliqué par la barrière d'énergie de la structure MOS-MHEMT qui est plus élevée à l'interface de grille.

Les caractéristiques de transfert simulées sont illustrées sur la figure IV.27. Ces caractéristiques sont obtenues pour V_{ds} variant de 1 à 2.0 V avec un pas de 0.2 V . Cette figure montre que le courant de saturation maximum est environ 700 mA/mm . La tension de seuil qui détermine le mode de fonctionnement du transistor est une grandeur importante pour la conception des circuits. Pour notre structure cette tension est de -0.7 V .

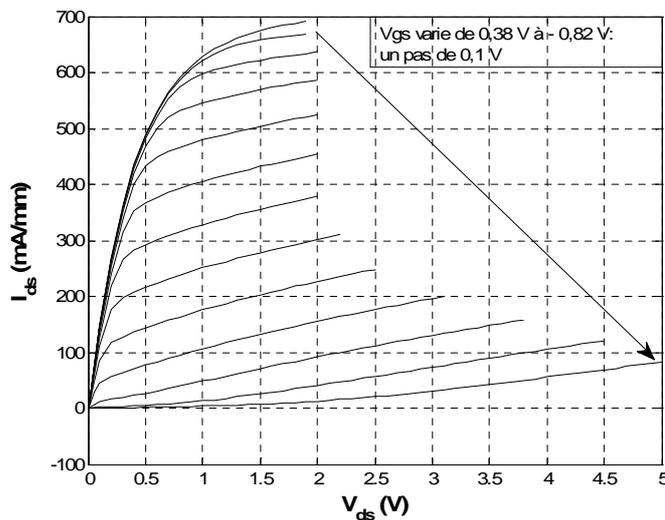


Figure IV.26: Caractéristiques de sortie simulées dans l'InAlAs/InGaAs MOS-MHEMT.

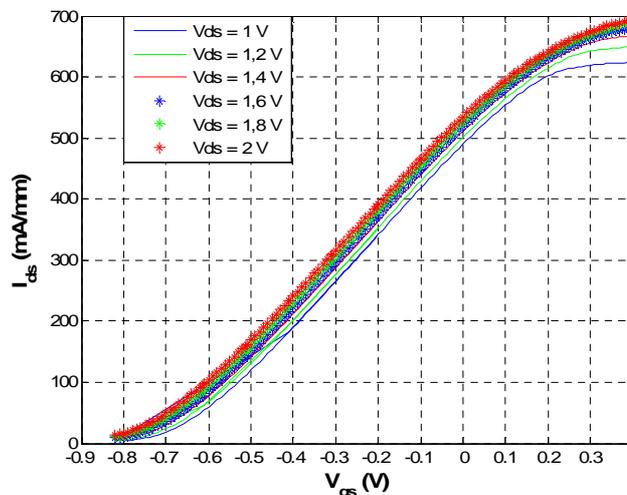


Figure IV.27: Caractéristique de transferts simulés du MOS-MHEMT à canal composite, V_{ds} varie de 1 V à 2.0 V avec un pas de 0.2 V .

La figures IV.28 illustre la distribution du potentiel dans le composant pour $V_{gs} = -0.2$ V et $V_{ds} = 2$ V. On peut noter que le gradient de potentiel présente des formes équipotentielles. On note aussi que le potentiel présente une discontinuité au niveau de l'interface InAlAs/InGaAs (plan de dopage/canal) en raison de charge surfacique.

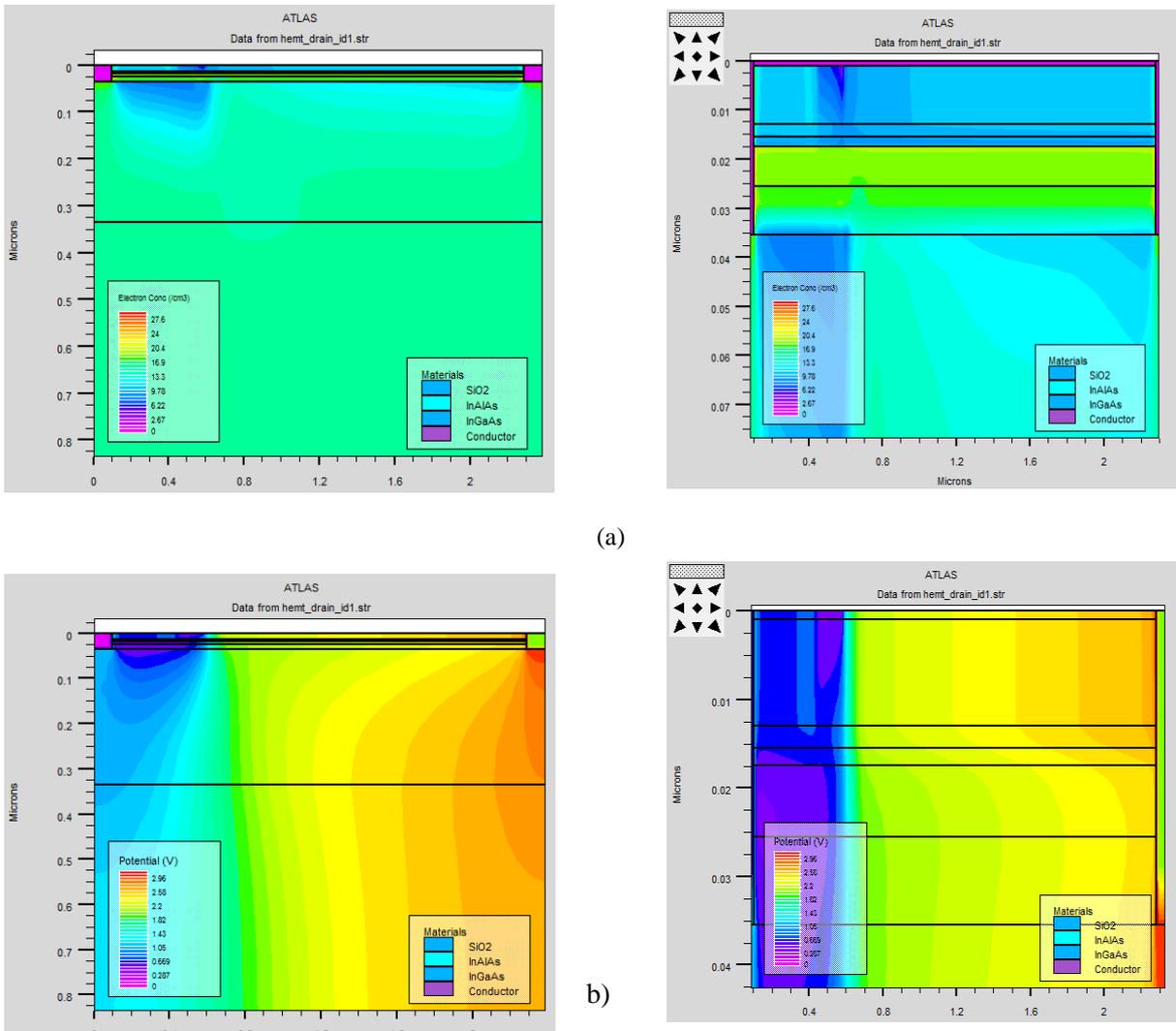


Figure IV.28 : *Le MOS-MHEMT InAlAs/InGaAs, carte 2D :*

(a) *Concentration en électron ; panneau gauche : structure entière et droit, zoom proche du canal*

(b) *Potentiel électrostatique ; panneau gauche : structure entière et droit, zoom proche du canal*

$$V_{ds} = 2 \text{ V}, V_{gs} = -0.2 \text{ V}, T = 300 \text{ K}$$

IV.4.3 Effet de l'épaisseur d'oxyde l'aluminium (Al_2O_3)

Les paramètres technologiques jouent un rôle important dans l'optimisation et l'amélioration des performances électriques d'une telle structure. Dans cette optique, nous nous intéressons à étudier

l'influence de l'épaisseur d'oxyde d'aluminium sur le courant du drain. La figure IV.29 représente une comparaison entre le courant du drain simulé pour deux épaisseurs d'oxyde (10 et 20 Å), V_{gs} variant de -0.82 V à 0.38 V avec un pas de 0.1 V.

Cette figure montre que la structure MOS-MHEMT pour une épaisseur d'oxyde d'aluminium de 20 Å permet une large polarisation de grille comparée à celle de 10 Å. Ceci peut être expliqué par l'augmentation de la hauteur de barrière à l'interface de la grille.

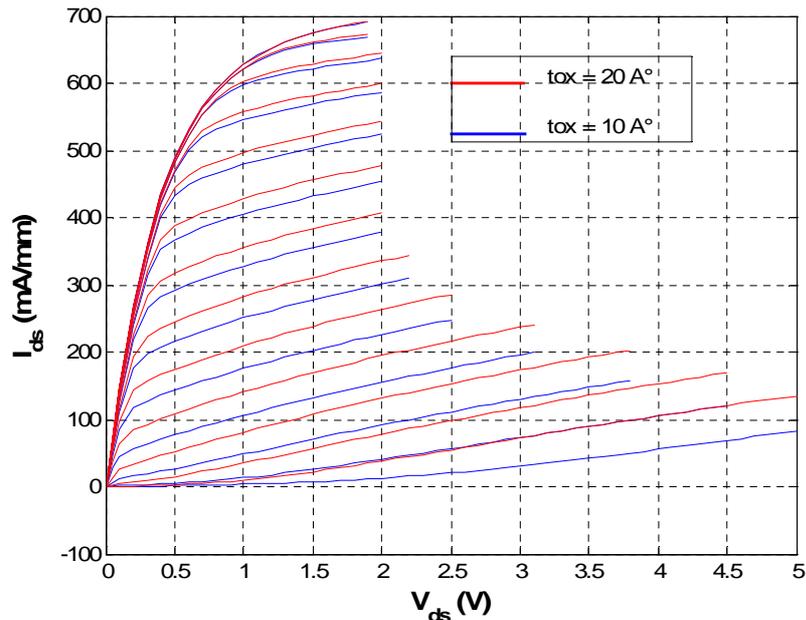


Figure IV.29: Caractéristiques de sortie simulées avec une épaisseur d'oxyde de :
20 Å (en rouge) et 10 Å (en bleu).

IV.4.4 Performances hyperfréquences

Nous présentons sur les figures IV.30 et IV.31 l'évolution du gain en courant (H21) et le gain unilatéral en puissance (Gu) en fonction de la fréquence pour $V_{gs} = -0.5 \text{ V}$ et $V_{ds} = 2,0 \text{ V}$. Ces résultats montrent que la fréquence de coupure du MOS-MHEMT est assez élevée comparée à celle du MHEMT. En se basant sur les résultats rapportés dans la littérature [10], on peut dire que les performances hyperfréquences de notre structure calibrée de MOS-MHEMT sont intéressantes.

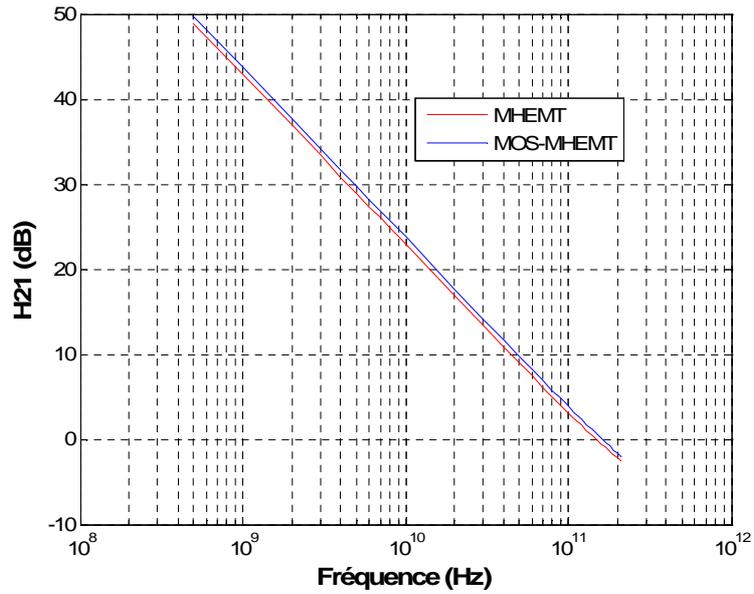


Figure IV.30 : La fréquence de coupure du MHEMT (en rouge) et MOS-MHEMT (en bleu), $V_{gs} = -0.5$ V et $V_{ds} = 2$ V.

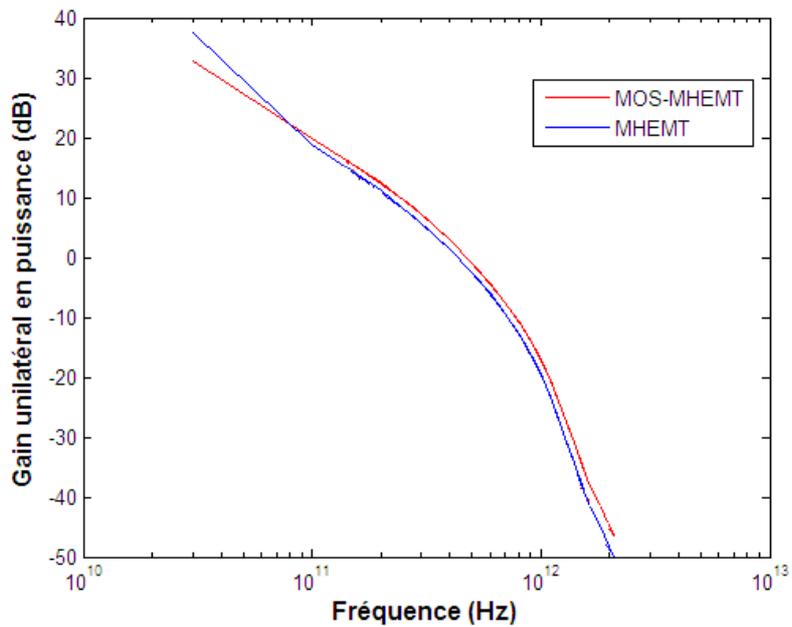


Figure IV.31 : La fréquence maximale des oscillations du MHEMT (en bleu) et MOS-MHEMT (en rouge), $V_{gs} = -0.5$ V et $V_{ds} = 2$ V.

IV.4.5 Analyse physico-thermique du MOS-MHEMT à canal composite

Les principales caractéristiques de ce composant comme la transconductance, la tension de seuil, le courant de fuite de grille, ou encore le coefficient de seuil thermique, sont fortement liées à sa

température interne. Par ailleurs la conductivité thermique des matériaux les plus fréquemment utilisés pour réaliser ce type de composant étant peu importante par rapport aux composants réalisés sur Si.

La figure IV.32 illustre une comparaison entre le réseau des caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ simulées avec et sans effet thermique pour V_{gs} variant de 0,38 à - 0,82 V avec un pas de 0,1 V, l'épaisseur d'oxyde d'aluminium est de 10 Å. Cette figure montre que le courant de drain (courbe en rouge) diminue peu lorsqu'on inclut les effets thermiques.

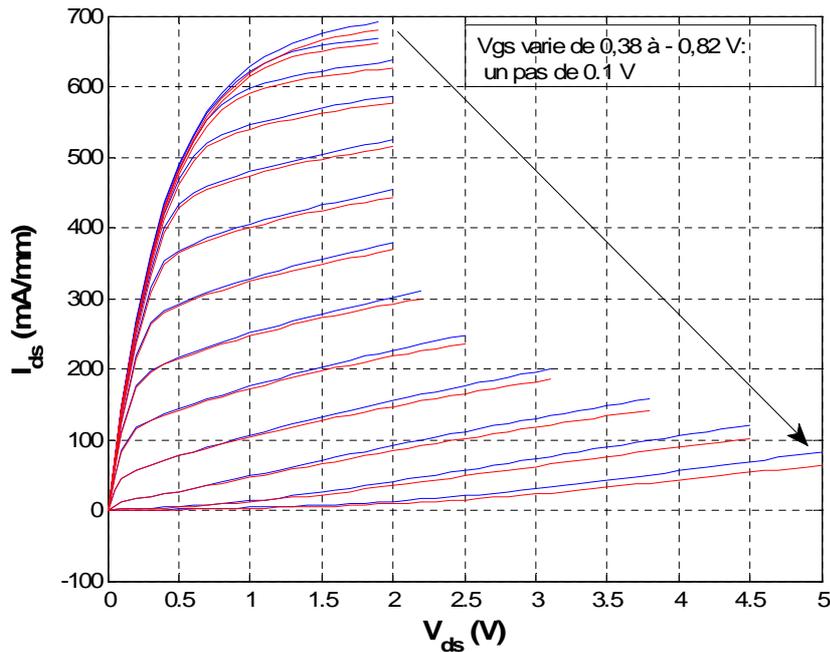


Figure IV.32: Caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ simulées avec (en rouge) et sans effet thermique (en bleu) dans MOS-MHEMT InAlAs/InGaAs, $t_{ox} = 10 \text{ \AA}$.

IV.4.6 Distribution de la température de réseau

Nous avons tracé les cartes de distribution de la température de réseau dans le MOS-HEMT-Métamorphique InAlAs/InGaAs à canal composite pour une tension de drain 2 V et pour deux points de polarisation de grille avec un zoom dans les premières couches du composant (de la couche Schottky au buffer).

On peut remarquer que la température du réseau diminue rapidement quand on va du sous-canal au bas du substrat, on constate aussi que la température du réseau augmente avec l'augmentation de la polarisation de la grille. Le maximum de température du réseau est de 419 K pour $V_{gs} = - 0,12 \text{ V}$ et de 425 K pour $V_{gs} = - 0,02 \text{ V}$.

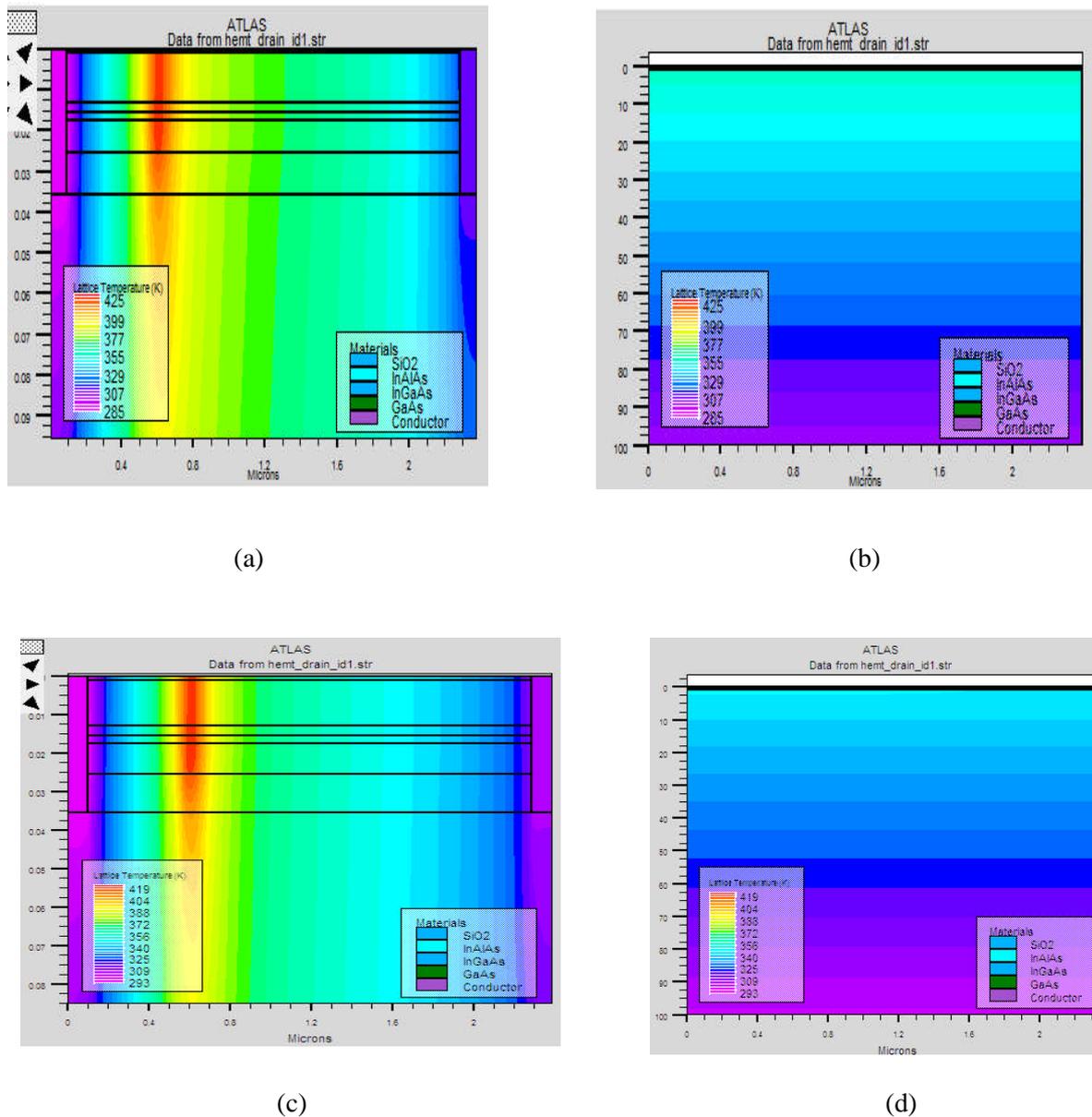


Figure IV.33: Carte 2D de la température du réseau dans le MOS-MHEMT InAlAs/InGaAs avec :
 $V_{gs} = -0.02 \text{ V}$, $V_{ds} = 2.0 \text{ V}$: (a) zoom proche du canal ; (b) le composant entier
 $V_{gs} = -0.12 \text{ V}$, $V_{ds} = 2.0 \text{ V}$: (c) zoom proche du canal ; (d) le composant entier

Les figures IV.34 représente l'évolution de la température de réseau dans le MOS-MHEMT InAlAs/InGaAs en fonction de la polarisation de drain. On peut dire que le maximum de température qui correspond au point chaud est de 425 K pour $V_{gs} = -0.02 \text{ V}$ et $V_{ds} = 2 \text{ V}$.

La figure IV.35 montre la variation de la température de réseau en fonction de la densité de puissance dissipée pour une polarisation de grille -0.12 V et une température de socle de 300 K. Cette figure montre que pour une densité de puissance inférieure à 0.2 W/mm la température de réseau correspond

à la température ambiante. Lorsque la densité de puissance dépasse 0.2 W/mm la température varie linéairement avec la densité de puissance.

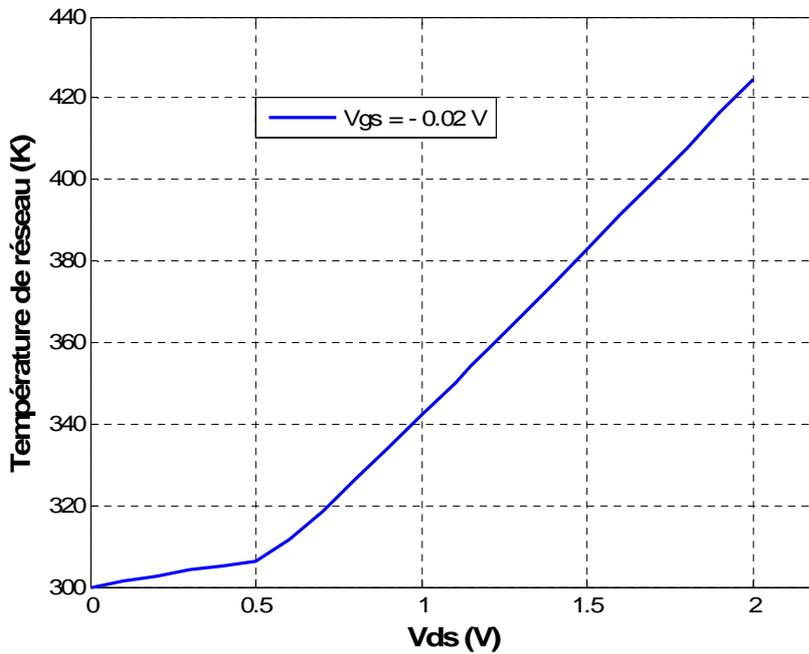


Figure IV.34 : Evolution de la température de réseau dans le MOS-MHEMT InAlAs/InGaAs, pour $V_{gs} = -0.02$ V.

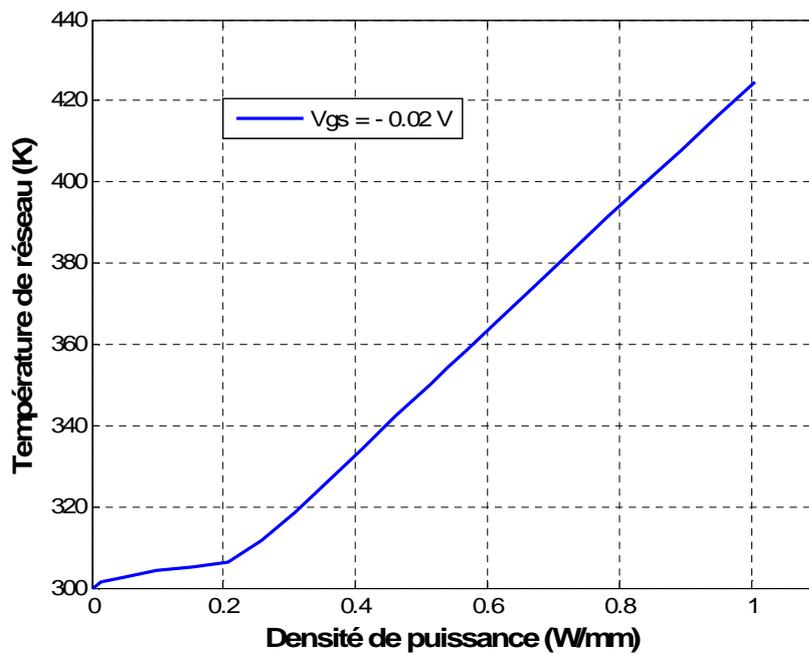


Figure IV.35: Evolution de la température de réseau en fonction de la densité de puissance dissipée pour $V_{gs} = -0.02$ V.

IV.4.7 Analyse du courant de grille

Dans les HEMTs le courant de grille est composé de trois principales sources:

- Un courant d'électrons de la diode Schottky polarisée généralement en inverse, principalement constitué de courant tunnel à travers la barrière.
- Un courant de fuite de surface des zones d'accès. Il est dû à une mauvaise passivation de surface de composant.
- Un courant de trous provenant du canal.

Le courant de trou est la composante qui nuit le plus au fonctionnement du transistor en termes de tension de claquage. Il se manifeste par l'apparition de bosses (forme en cloche) sur les caractéristiques $I_{gs}(V_{gs})$ [12]. Cette forme est due au mécanisme d'ionisation par impact. En général, une structure de type composite permet de réduire le mécanisme d'ionisation par impact. Ici, le coefficient d'ionisation de la couche sous-canal $In_{0,3}Ga_{0,7}As$ est plus faible que dans le canal $In_{0,4}Ga_{0,6}As$. Le transfert des électrons vers le sous-canal permet de réduire le mécanisme d'ionisation par impact. Ce dernier est d'autant plus important que le gap du matériau est petit [13]. Une analyse précise du phénomène d'ionisation par impact dans les transistors FETs à été reportée [14]. De plus, une technique de double recess permet de jouer sur le mécanisme d'ionisation par impact. Le bilan d'une étude poussée de double recess de grille montre que dans la configuration double recess, les états d'interface, présents sur la surface d'InAlAs du premier recess capturent les électrons émis par la grille pour former une densité de charges négatives en surface [15]. Cette densité de charges annule la charge d'espace dans la couche de déplétion sous la grille et réduit le pic horizontal du champ électrique en sortie de grille, coté drain. Les conclusions de cette étude sont comme suit:

- Augmenter la largeur du second fossé coté drain, conduit à diminuer le courant, à augmenter la résistance de drain et améliorer la tension de claquage,
- Augmenter la largeur du second fossé coté source, entraîne l'augmentation de la résistance de source,
- Un second fossé large améliore la tension de claquage, mais dégrade le courant et la fréquence de coupure. la transconductance diminue et la capacité grille-source augmente [16].

Le principal avantage des MHEMT InAlAs/InGaAs/GaAs est de pouvoir délivrer un important courant de drain (première partie du chapitre IV). Malheureusement, les performances en puissance de ce composant sont limitées pour les raisons suivantes [16, 17, 18] :

- La densité de puissance maximale est limitée par la tension maximale que le composant peut supporter au pincement (canal pincé).

- La densité de puissance maximum est limitée par le courant maximum que peut supporter le composant (canal ouvert).
- Le courant de grille conditionne le début de la saturation de la puissance de sortie.

Dans le but de montrer l'intérêt de la structure MOS-MHEMT à canal composite par rapport à la structure conventionnelle du point de vue courant de grille, nous avons représenté sur la figure IV.36 l'évolution du courant de grille en fonction de V_{gs} , cette dernière est balayée de -0.8 à 0.29 V avec un pas de 0.02 V. En effet, cette figure illustre une comparaison du courant de grille avec et sans oxyde en tenant compte de la variation de la température ($T = 296, 448$ et 473 K).

Cette figure montre que le courant de grille augmente avec la température. Cette augmentation peut être due à l'augmentation du courant de la diode Schottky. Aussi, l'allure du courant de grille en forme de cloche est tout à fait typique d'un courant généré par ionisation par impact. Pour certaines technologies, l'ionisation par impact se produit à canal pincé, alors que pour d'autres, elle se produit à canal ouvert. Sur la figure IV.36, la température à laquelle apparait la courbe en cloche est $T = 448$ K. Le maximum de la courbe en cloche est centré sur une tension de grille de - 0.3 V, cette valeur de tension correspond à un régime de fonctionnement à canal ouvert, ce qui indique la présence d'un champ électrique important.

On peut donc dire que l'ionisation par impact pour la technologie MHEMT se produit à canal ouvert, pareillement à la technologie MESFET GaAs.

Les courbes du courant de grille avec l'oxyde (en symboles) tracées pour trois les températures $T = 296, 448$ et 473 K montrent la disparition du mécanisme d'ionisation par impact. Ainsi le film d'oxyde d'aluminium fournit une amélioration de la tension de claquage en termes courant de grille du MOS-MHEMT. Nos résultats de simulation du courant de grille dans la structure MOS-MHEMT montrent un bon accord avec les travaux publiés dans la littérature [10].

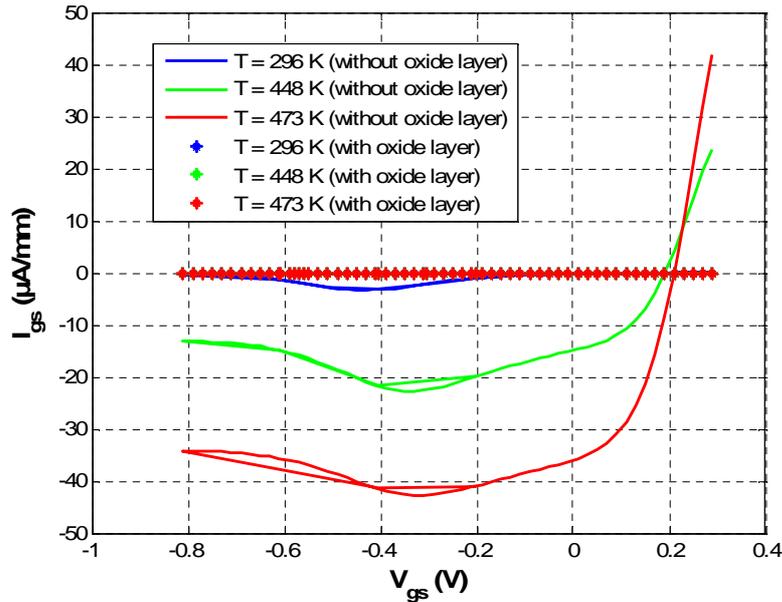


Figure IV.36: Courant de grille d'un transistor MHEMT (trait plein) et d'un MOS-MHEMT (symboles) mettant en évidence la température.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de simulation avec et sans la prise en compte des effets thermiques des transistors paramétrés HEMT Métamorphique et du MOS-HEMT Métamorphique. L'étude par simulation a été menée à l'aide du module Atlas du simulateur SILVACO. La prise en compte des paramètres technologiques dans le modèle numérique bidimensionnel proposé a permis d'obtenir des résultats comparables aux résultats expérimentaux.

Le modèle proposé a permis d'étudier les performances électriques et thermiques des transistors MHEMT et MOS-MHEMT, et en particulier de montrer l'impact des effets thermiques sur les caractéristiques statiques et hyperfréquences de ces transistors en analysant les résultats obtenus avec et sans la prise en compte de ces effets thermiques. La distribution des grandeurs électriques et thermiques de ces transistors a été aussi discutée.

L'étude du réseau des caractéristiques (I_{gs} , V_{gs}) a montré des courbes en cloche du courant de grille. L'analyse de ces courbes a permis de mettre en évidence le mécanisme d'ionisation par impact dans ces transistors.

Enfin, cette étude montre que la technologie MOS-MHEMT permet d'une part, de réduire le courant de grille et d'autre part, de présenter une meilleure tenue en tension et donc en puissance.

Bibliographie du Chapitre IV

- [1] **A. Leuther, S. Koch, A. Tessmann, I. Kallfass, T. Merkle, H. Massler, R. Loesch, M. Schlechtweg, S. Saito, O. Ambacher**, “20 nm metamorphic HEMT with 660 GHz ft”, Compound Semiconductor Week (CSW/IPRM), and 23rd International Conference on Indium Phosphore Related Materials (IPRM), pp. 1-4, Japan, 2011.
- [2] **S. Hantscher, B. Schlenker, M. Hagelen, S. A. Lang, H. Essen, A. Tessmann, A. Hulsmann, P. Leuther, M. Schlechtweg**, “Security Pre-screening of Moving Persons Using a Rotating Multichannel W-Band Radar”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 60, pp. 870-880, March 2012.
- [3] **K. S. Lee, Y. S. Kim, Y.-K. Hong, Y.-H. Jeong**, “35-nm Zigzag T-Gate In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As Metamorphic GaAs HEMTs With an Ultrahigh f_{max} of 520 GHz”, IEEE Trans. On Dev. Lett., Vol. 28, No. 8, pp. 672-675, 2007.
- [4] **Y. Campos-Roca, C. Schworer, A. Leuther, M. Seelmann-Eggebert**, “G-band metamorphic HEMT-based frequency multipliers”, IEEE Trans. Microw. Theory Tech., Vol. 54, No. 7, pp. 2983–2992, Jul. 2006.
- [5] **Jae Yeob Shim, Hyung Sup Yoon, Dong Min Kang, Ju Yeon Hong, and Kyung Ho Lee**, “DC and RF Characteristics of 0.15 μm Power Metamorphic HEMTs”, ETRI Journal, Vol. 27, No. 6, pp. 685-690, 2005.
- [6] **Y. C. Lien, E. Y. Chang, H. C. Chang, L. H. Chu, G. W. Huang, H. M. Lee, C. S. Lee, S. H. Chen, P. T. Shen, C. Y. Chang**, “Low-Noise Metamorphic HEMTs With Reflowed 0.1-μm T-Gate”, IEEE Trans. On Dev. Lett., Vol. 25, No. 6, pp. 348-350, 2004.
- [7] www.silvaco.com
- [8] **W. Saito, M. Kuraguchi, Y. Takada, K. Tsuda, I. Omura, T. Ogura**, “Influence of surface defect charge at AlGa_N-Ga_N HEMT upon schottky gate leakage current and breakdown voltage”, IEEE Transaction on Electron Device, Vol. 52, Issue 2, pp. 159-164, 2005.
- [9] **K. W. Lee, N. Y. Yang, M. P. Houg, Y. H. Wanga, P. W. Sze**, “Improved breakdown voltage and impact ionization in InAlAs/InGaAs metamorphic high-electron-mobility transistor with a liquid phase oxidized InGaAs gate”, Applied Physics Letters, Vol. 87, 263501, pp 1-3, 2005.
- [10] **K. W. Lee, K. L. Lee, X. Z. Lin, C. H. Tu and Y. H. Wang**, “Improvement of impact ionization effect and subthreshold current in InAlAs/InGaAs metal-oxide-semiconductor metamorphic HEMT with a liquid phase oxidized InAlAs as gate insulator”, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 54, No. 03, pp. 418-424, 2007.
- [11] **Kuan Wei Lee, Hsien Chang Lin, Kai Lin Lee, Yeong Her Wang**, “Liquid phase oxidation of InGaAs and its application to InAlAs/InGaAs MOS-MHEMT without gate recess”, 9th

- International Conference on Solid-State and Integrated-Circuit Technology, ICSICT 2008, pp. 1437–1439, 2008.
- [12] **A. A. Moolji, S. R. Bahl, J. A. del Alamo**, “Impact Ionization in InAlAs-InGaAs HFET’ s”, IEEE Electron Device Letters, Vol. 15, No. 8, August 1994.
- [13] **F. Osaka, T. Mikawa and T. Kaneda**, “Impact ionization coefficients of electrons and holes in (100)-oriented $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$ ”, IEEE J. Quantum Electron, QE-21, pp. 1326, 1985.
- [14] **B. Lambert**, “Etude de l’influence du mécanisme d’ionisation par impact sur les performances et la fiabilité des transistors à effet de champ sur substrat III-V”, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, N° d’ordre 2388, 2003.
- [15] **K. Y. Hur, R. A. Mc Taggart, B. W. Leblanc, W. E. Hoke, P. J. Lemonias, A. B. Miller, T. E. Kazior, L. M. Aucoin**, “Double recessed AlInAs/GaInAs/InP HEMTs with high breakdown Voltages”, Proceedings of the GaAs Ic Symposium, pp. 101, 1995.
- [16] **Pascal Chevalier**, “Conception et réalisation de transistor à effet de champ de la filière AlInAs/GaInAs sur substrat InP: Application à l’amplification faible bruit en ondes millimétriques”, Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologie de Lille, 13 novembre 1998.
- [17] **M. Zaknونة, B. Bonte, C. Gaquiere, Y. Cordier, Y. Druelle, D. Théron, Y. Crosnier**, “InAlAs/InGaAs Metamorphic HEMT with High Current Density and High Breakdown Voltage”, IEEE Electron Device Letters, Vol. 19, No. 9, pp. 345-347, September 1998.
- [18] **Hassan Maher, Ikram El Makoudi, P. Frijlink, Derek Smith, M. Rocchi, S. Bollaert, S. Lepilliet, Gilles Dambrine**, “A 200-GHz True E-Mode Low-Noise MHEMT”, IEEE Tran. On Elec. Dev., Vol. 54, No. 7, July 2007.

CONCLUSION GENERALE
ET PERSPECTIVES

Conclusion générale et perspectives

Les besoins sans cesse croissants de transmettre plus d'informations en un temps court, conduit au développement de nouveaux moyens de communication haut débit. Ces moyens exigent de réaliser des systèmes électroniques de grande capacité et rapidité, fonctionnant à des fréquences très élevées.

Les composants de puissance ont beaucoup progressé au niveau de leurs structures, mais actuellement, les limites physiques et thermiques du silicium empêchent l'amélioration de leurs performances statiques et dynamiques. Pour surmonter ces limitations, il est nécessaire de disposer de composants de puissance utilisant des matériaux semi-conducteurs à large bande interdite (bandgap) pour remplacer le silicium dans les applications de puissance et notamment en haute température. Parmi ces matériaux semi-conducteurs à large bande interdite, on peut citer le carbure de silicium (SiC), le nitrure de gallium (GaN) et le diamant.

Les travaux présentés dans cette thèse ont porté sur l'étude de l'influence de l'effet thermique sur les performances de quatre technologies des transistors à effet de champ :

- Une technologie NMOSFET Si de longueur de grille de 200 nm
- Une technologie DGMESFET en GaAs et en GaN de longueur des grilles de 500 nm
- Une technologie HEMT Métamorphique $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ sur substrat GaAs de longueur de grille de 132 nm
- Une technologie MOS-HEMT métamorphique $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ sur substrat GaAs de longueur de grille de 132 nm

Pour chaque transistor, NMOSFET, DGMESFET et HEMT métamorphique, un modèle physico-thermique numérique a été proposé. Les modèles incluent les lois physiques régissant le fonctionnement de chacun de ces transistors et un modèle thermique avec un couplage physico-thermique.

Dans un premier temps, l'outil de simulation COMSOL Multiphysics et la méthode des éléments finis à deux dimensions (2D) ont été utilisés pour modéliser l'influence de l'effet thermique sur le comportement statique du transistor Si-NMOSFET de longueur de grille de 200 nm. La modélisation a été effectuée en prenant en compte la dépendance avec la température des paramètres du transistor comme par exemple la mobilité des électrons, la vitesse de saturation ou encore la conductivité thermique. Dans le même contexte, nous avons étudié l'effet des paramètres géométriques sur les caractéristiques électrique (I-V) du drain tel que l'effet de l'épaisseur de l'oxyde de silicium. La

distribution de la température, les variations de la vitesse et le champ électrique longitudinal dans le canal ont été aussi analysés.

Le travail de thèse s'est également intéressé à l'étude et à la modélisation du transistor MESFET bigrille en technologie GaAs et GaN. En effet, nous avons déterminé leurs caractéristiques électriques statiques, l'impact des paramètres géométriques tels que la distance intergrille et la distance grille drain sur la distribution de la température de réseau. Les conditions de polarisations des grilles et du drain qui provoquent l'effet thermique ainsi que l'évolution de la température du réseau le long du canal conducteur dans le transistor DGMESFET de longueurs des grilles de 500 nm ont été discutées.

L'objectif de cette étude est de cerner les zones où les dégradations des performances statiques de ces transistors sont les plus significatives. De plus, l'étude de l'impact de la température de socle du dispositif montre que l'augmentation de la température de socle dégrade les performances du composant.

Dans un second temps, nous avons proposé un modèle numérique physico-thermique des transistors MHEMT et MOS-MHEMT à canal composite en technologie $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ en utilisant comme outil de simulation le module ATLAS du simulateur SILVACO. Pour un même jeu de paramètres, les résultats de simulations obtenus en régime statique montrent un bon accord entre les mesures et les simulations. Le modèle validé nous a permis d'étudier le comportement DC et RF des transistors MHEMT et MOS-MHEMT, en particulier la distribution de différentes grandeurs électriques, thermiques et hyperfréquences en fonction de la température. Ce modèle vise à montrer que les transistors MHEMT et MOS-MHEMT sur substrat GaAs chauffent moins dans la gamme de tension de drain (0 – 2) V.

Nous avons analysé aussi le courant de grille en mettant en évidence le mécanisme d'ionisation par impact dans les transistors MHEMT et MOS-MHEMT. En effet, le mécanisme d'ionisation par impact se produit dans le canal sous fort champ électrique et se traduit par la génération de paires électrons/trous. Ce phénomène se manifeste par la courbe en cloche du courant de grille sur la caractéristique (I-V) de grille. On a montré que l'ionisation par impact pour la technologie MHEMT se produit à canal ouvert.

Après l'analyse des résultats de simulation, on trouve que la technologie MOS-MHEMT permet de réduire le courant de grille, elle présente une meilleure tenue en tension et donc en puissance.

Finalement, ce travail de thèse a permis une bonne compréhension des phénomènes électriques et thermiques dans les quatre technologies (Si-NMOSFET, GaAs et GaN-DGMESFET, $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ -MHEMT et $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ - MOS-MHEMT). Pour chaque type de transistor, l'étude a permis de

mettre en évidence l'influence de la dissipation thermique sur leurs paramètres physiques et donc sur leur performances. La chaleur générée par la puissance dissipée dans la zone active augmente la température de celle-ci et conduit à la dégradation de nombreux paramètres physiques de ces transistors en dégradant en particulier leurs propriétés de transport. L'étude a permis d'évaluer par simulation l'influence des effets de la température sur les caractéristiques électriques et RF de ces composants.

Les modèles physico-thermiques développés dans ce travail de thèse pour chaque type de transistor, peuvent trouver leur utilité dans l'étude et la conception de circuits Intégrés Micro-ondes Monolithiques (MMICs).

Les perspectives qui se dégagent de ce travail de thèse peuvent être:

- L'étude des structures plus complexes à partir du modèle proposé pour le MHEMT. Deux configurations peuvent être envisagées. La première correspond à des composants multidoigts et à triple canal. La seconde correspond à des composants utilisant un « heat spreader » (substrat d'accueil par le haut) pour améliorer la dissipation thermique vers le haut.
- La validation des résultats de simulations en régime statique et dynamique du transistor MOS-MHEMT $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}/\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ à canal composite, par des mesures.
- La conception d'un amplificateur MMIC dans la gamme d'ondes submillimétriques à base du MHEMT. Dans ce cadre un circuit de quatre étages en cascade peut être envisagé.

ANNEXES

Annexe A

A. L'hétérojonction $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$

A.1 Formation du puits de potentiel [1, 2]

L'idée fondamentale de l'hétérojonction consiste à mettre en contact deux matériaux semiconducteurs différents. Ces matériaux ternaire représentés sur la figure A.1, sont tels que l'un possède une grande largeur de bande interdite E_{g1} et une affinité électronique χ_1 et est dopé, l'autre a une faible largeur de bande interdite E_{g2} et une affinité électronique χ_2 .

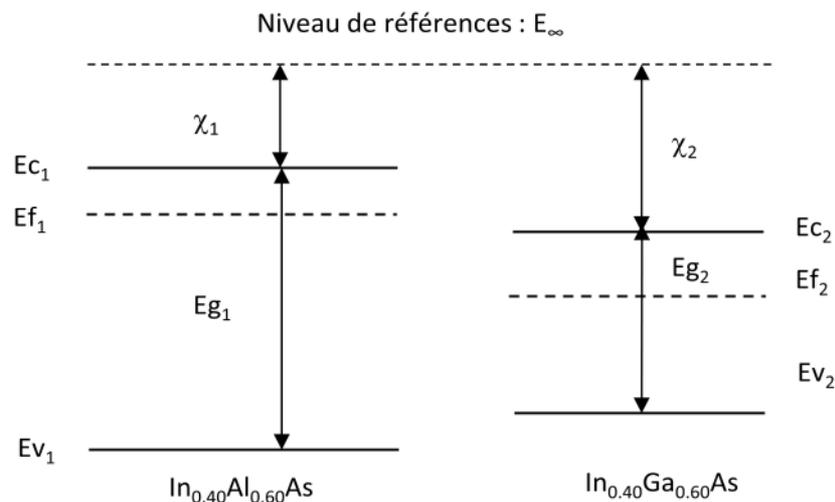


Figure A.1 : Matériaux ternaires de gaps différents, séparés et à l'équilibre thermodynamique.

Selon le modèle d'Anderson qui s'est appuyé sur les approximations de Shockly, la mise en contact de ces matériaux, dans le cas d'équilibre thermodynamique, entraîne l'alignement des niveaux de Fermi et le transfert des électrons du matériau grand gap vers le matériau non dopé. Un champ électrique est engendré à l'interface et une courbure de bande apparaît à son voisinage. Un puits de potentiel est créé du côté semiconducteur de faible gap. Une accumulation d'électrons se forme à l'interface, côté matériau de petit gap, et une zone déplétée d'électrons se forme dans l'autre matériau (Zone de Charge d'Espace). On peut représenter le diagramme énergétique de l'hétérojonction après contact ci-dessous (figure A.2).

A.2 Notion de gaz bidimensionnel

L'accumulation des électrons dans le puits quantique est appelée gaz 2D. D'où le terme de « gaz » est utilisé car les électrons du puits de potentiel sont séparés des atomes donneurs et subissent

peu d'interaction coulombiennes. Ce gaz est qualifié de « bidimensionnel » car les porteurs se meuvent librement dans le plan parallèle à l'interface mais sont confinés dans un plan perpendiculaire à l'interface du fait de la faible largeur du puits : quelque angströms. Du fait de leur petite interaction avec les atomes donneurs ionisés, les électrons qui occupent les niveaux d'énergie du puits de très faible épaisseur présentent une mobilité plus grande que dans le matériau dopé. L'épaisseur limite du puits en dessous de laquelle les effets quantiques sont prédominants (l'énergie des électrons dans le puits est quantifiée) est déterminée par la longueur d'onde de De Broglie de l'électron thermique :

$$\lambda_{th} = \frac{h}{\sqrt{2kTm^*}} \quad (A.1)$$

Où, h la constante de Planck, k la constante de Boltzmann, T la température et m^* la masse effective de l'électron.

L'énergie des électrons dans le puits est donc quantifiée.

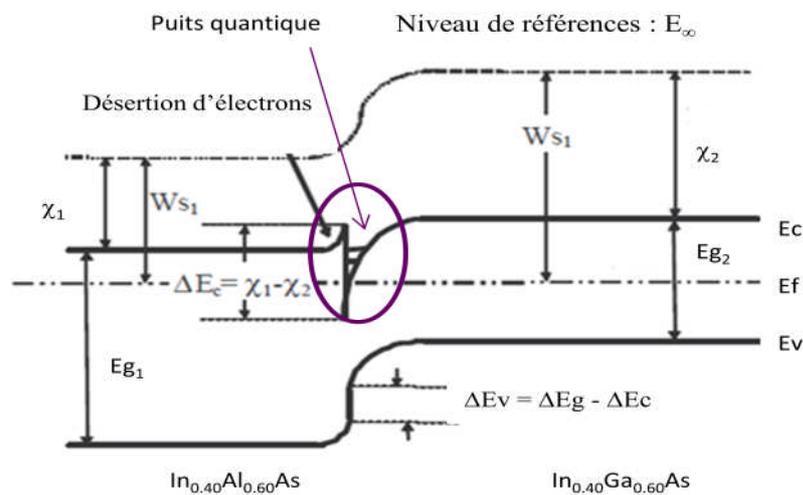


Figure A.2 : Diagramme énergétique de l'hétérojonction isolée à l'équilibre thermodynamique.

A.3 Jonction sous polarisation [3]

La tension appliquée à travers le contact Schottky déplace le niveau de Fermi. Les figures A.3 et A.4 ci-dessous présentent la variation du niveau de Fermi E_F .

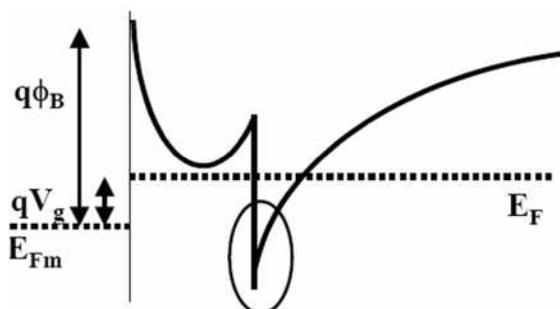


Figure A.3 : Variation du niveau de Fermi sous polarisation, $V_{gs} > 0$.

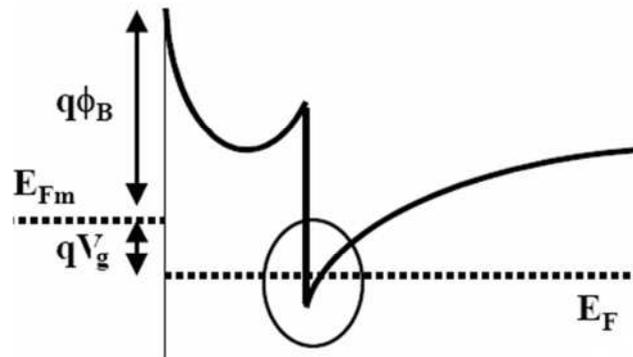


Figure A.4 : Variation du niveau de Fermi sous polarisation, $V_{gs} < 0$.

Donc, lorsqu'on applique une tension de grille positive du côté du matériau à grande largeur de bande interdite, le niveau de Fermi augmente et fait « monter » les niveaux d'énergie. Il en résulte un confinement plus important des porteurs dans le puits de potentiel.

En revanche, si une tension négative est appliquée au même matériau, le phénomène inverse se produit et une partie des porteurs est libérée dans le matériau à petite largeur de bande interdite.

B. Fonctionnement du transistor HEMT $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$

Commande du gaz par le potentiel de grille [1, 4]

La commande du gaz d'électrons bidimensionnel se fait en polarisant la jonction Schottky de grille réalisé sur la couche $\text{In}_{0.40}\text{Al}_{0.60}\text{As}$ fortement dopée. Lorsqu'une différence de potentiel (d.d.p) V_{gs} est appliquée sur la grille l'équilibre thermodynamique est rompu, ce qui se traduit par la déformation du diagramme énergétique. En effet, on peut distinguer deux cas :

- Si $V_{gs} < 0$ (voir figure A.5 ci-dessous), le niveau de Fermi E_{F2} de $\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ passe au-dessous du niveau de Fermi du métal E_{F1} , conduisant ainsi à une diminution des niveaux énergétiques occupés dans le puits et par conséquent une diminution de la densité surfacique n_s . La tension pour laquelle le gaz d'électrons est entièrement déplété de ses porteurs est appelée tension de pincement.
- Si V_{gs} augmente, l'écart entre E_{F2} et E_{F1} diminue conduisant à une augmentation des niveaux énergétiques occupés dans le puits de potentiel, par conséquent une augmentation de n_s , ceci jusqu'à conduction parasite dans le matériau à large bande interdite.

On peut exprimer la relation entre la concentration d'électrons par unité de surface et la tension de grille par [5] :

$$n_s = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q(d+d_{sp})} (V_{gs} - V_T) \quad (\text{A.2})$$

Où n_s , d , d_{sp} et ϵ_r sont respectivement la concentration d'électrons par unité de surface, l'épaisseur du matériau de barrière, l'épaisseur de l'espaceur et enfin la constante diélectrique relative du matériau de

barrière. La présence de l'espaceur non dopé intentionnellement est nécessaire pour atténuer l'influence que les atomes donneurs dans la barrière peuvent exercer sur la mobilité des électrons du gaz 2D du fait de l'attraction coulombienne.

ϵ_0 , V_{gs} et V_T , représentent pour leur part la constante diélectrique du vide, la tension appliquée sur la grille du transistor, et sa tension de seuil. Cette dernière, correspondant à la tension qui annule la charge surfacique liée au gaz-2D.

$$V_T = -\frac{1}{q} \Delta E_c - \frac{qN_{2D} \left(d - \frac{dp}{2} \right)}{\epsilon_0 \epsilon_r} + \phi_{Bn} \quad (A.3)$$

ΔE_c , N_{2D} et ϕ_{Bn} représentent respectivement la discontinuité de bande à l'hétérojonction, le dopage par unité de surface dans la barrière et la hauteur de barrière Schottky, dp correspond à l'épaisseur de la zone dopée dans la barrière.

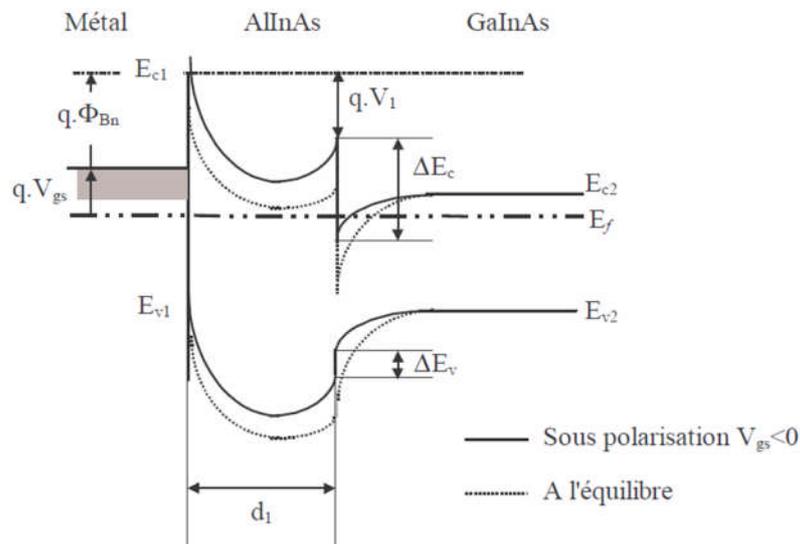


Figure A.5 : Diagramme énergétique du HEMT à l'équilibre et sous polarisation négative de grille.

Annexe B

Nous décrivons dans cette annexe la méthode des éléments finis, la discrétisation des équations de base du modèle ainsi que la résolution du système étudié.

Polynôme de Lagrange de degré 1 sur un élément triangulaire :

$$dx dy = \Delta K d\lambda_1 d\lambda_2$$

$$\Delta K = 2 \times \text{aire du triangle K}$$

$$\frac{\partial \lambda_m}{\partial x} = (y_{m+1} - y_{m+2}) / \Delta K$$

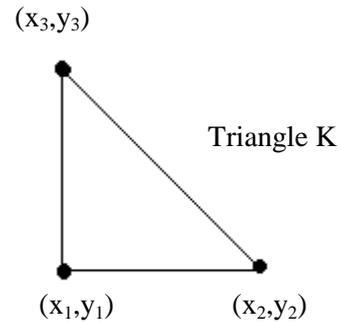
$$\Rightarrow \iint \lambda_1^i \lambda_2^j \lambda_3^l = \frac{l!i!j!}{(i+j+l+2)}$$

$$\frac{\partial \lambda_m}{\partial y} = (x_{m+1} - x_{m+2}) / \Delta K$$

(m+1) et (m+2) sont à calculer modulo 3

$$\frac{\partial N_i}{\partial x} = \sum_{m=1}^3 \frac{\partial N_i}{\partial \lambda_m} \frac{\partial \lambda_m}{\partial x}$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial y} = \sum_{m=1}^3 \frac{\partial N_i}{\partial \lambda_m} \frac{\partial \lambda_m}{\partial y}$$



Calcul des polynômes d'interpolation sur les 3 nœuds :

Numéro du nœud	1	2	3
λ_1	1	0	0
λ_2	0	1	0
λ_3	0	0	1
N_i	λ_1	λ_2	λ_3

Les λ_i , $i=1..3$ sont les coordonnées barycentriques des 3 nœuds.

Les N_i , $i = 1..3$ sont les polynômes de Lagrange de degré 1 sur les 3 nœuds confondus avec les 3 sommets de coordonnées (x_i, y_i) .

Résolution de l'équation de Laplace : $\Delta V = 0$

Cette équation se traduit par élément fini :

$\forall \varphi(x, y) \in D(R^2); \varphi$ fonction test.

$$\iint_K \nabla V \cdot \nabla \varphi \, dx \, dy = 0$$

or $V = \sum_{i=1}^3 V_i N_i$

on prend $\varphi_i = N_i, i = 1 \dot{a} 3$.

$$\iint_K \nabla V \cdot \nabla \phi \, dx \, dy = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \iint_K (\nabla N_i \cdot \nabla N_j) V \, dx \, dy_i$$

il faut donc calculer

$$\iint_K \nabla N_i \cdot \nabla N_j$$

$$\nabla N_i = \vec{\text{grad}} N_i = \frac{\partial N_i}{\partial x} \vec{ux} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \vec{uy}$$

$$\nabla N_i \cdot \nabla N_j = \vec{\text{grad}} N_i \cdot \vec{\text{grad}} N_j = \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} \vec{ux} \cdot \vec{ux} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \vec{uy} \cdot \vec{uy}$$

On considère pour notre étude des polynômes de Lagrange de degré 1 appliqués aux 3 nœuds (sommet) d'un triangle K.

Soit $N_1 = \lambda_1, N_2 = \lambda_2, N_3 = \lambda_3$.

numéro du nœud.	1	2	3
$\frac{\partial N_i}{\partial x}$	$\frac{Y_2 - Y_3}{\Delta K}$	$\frac{Y_3 - Y_1}{\Delta K}$	$\frac{Y_1 - Y_2}{\Delta K}$
$\frac{\partial N_i}{\partial y}$	$\frac{X_3 - X_2}{\Delta K}$	$\frac{X_1 - X_3}{\Delta K}$	$\frac{X_2 - X_1}{\Delta K}$

$((x_i, y_i); i = 1..3)$ sont les coordonnées des 3 sommets du triangle K.

Le système (1) se traduit sous la forme matricielle :

$$[M]\{V\} = 0$$

Avec $[M] = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix}$; matrice symétrique

$$M_{11} = \iint_k \left[\frac{\partial N_1}{\partial x} \frac{\partial N_1}{\partial x} + \frac{\partial N_1}{\partial y} \frac{\partial N_1}{\partial y} \right] dx dy$$

$$M_{22} = \iint_k \left[\frac{\partial N_2}{\partial x} \frac{\partial N_2}{\partial x} + \frac{\partial N_2}{\partial y} \frac{\partial N_2}{\partial y} \right] dx dy$$

$$M_{33} = \iint_k \left[\frac{\partial N_3}{\partial x} \frac{\partial N_3}{\partial x} + \frac{\partial N_3}{\partial y} \frac{\partial N_3}{\partial y} \right] dx dy$$

$$M_{12} = \iint_k \left[\frac{\partial N_1}{\partial x} \frac{\partial N_2}{\partial x} + \frac{\partial N_1}{\partial y} \frac{\partial N_2}{\partial y} \right] dx dy$$

$$M_{13} = \iint_k \left[\frac{\partial N_1}{\partial x} \frac{\partial N_3}{\partial x} + \frac{\partial N_1}{\partial y} \frac{\partial N_3}{\partial y} \right] dx dy$$

$$M_{23} = \iint_k \left[\frac{\partial N_2}{\partial x} \frac{\partial N_3}{\partial x} + \frac{\partial N_2}{\partial y} \frac{\partial N_3}{\partial y} \right] dx dy$$

En traduisant les dérivés par leurs expressions respectives, on obtient :

$$M_{11} = \frac{[(Y_2 - Y_3)^2 + (X_3 - X_2)^2]}{2 \Delta K}$$

$$M_{22} = \frac{[(Y_3 - Y_1)^2 + (X_1 - X_3)^2]}{2 \Delta K}$$

$$M_{33} = \frac{[(Y_1 - Y_2)^2 + (X_2 - X_1)^2]}{2 \Delta K}$$

$$M_{12} = \frac{[(Y_2 - Y_3)^2 (Y_3 - Y_1)^2 + (X_3 - X_2)^2 (X_1 - X_3)^2]}{2 \Delta K}$$

$$M_{13} = \frac{[(Y_2 - Y_3)^2 (Y_1 - Y_3)^2 + (X_3 - X_2)^2 (X_2 - X_1)^2]}{2 \Delta K}$$

$$M_{23} = \frac{[(Y_3 - Y_1)^2 (Y_1 - Y_2)^2 + (X_2 - X_1)^2 (X_1 - X_3)^2]}{2 \Delta K}$$

$$\Delta k = (x_1 - x_2)(y_2 - y_3) - (x_2 - x_3)(y_1 - y_3)$$

Calcul du champ électrique E à partir du potentiel scalaire :

$$\vec{E} = -\vec{grad} V \Rightarrow E = |\vec{E}| = \left| -\vec{grad} V \right| = \sqrt{\left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2}$$

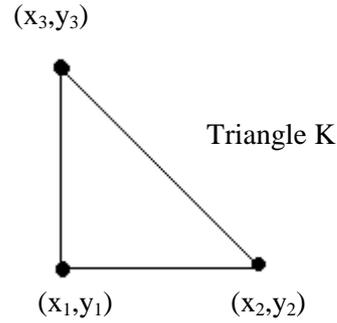
Sur un triangle

$$V = N_1 V_1 + N_2 V_2 + N_3 V_3$$

$$V = \lambda_1 V_1 + \lambda_2 V_2 + \lambda_3 V_3$$

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial V}{\partial \lambda_i} \frac{\partial \lambda_i}{\partial x}$$

$$\frac{\partial V}{\partial y} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial V}{\partial \lambda_i} \frac{\partial \lambda_i}{\partial y}$$



Au nœud 1 : $V = N_1 V_1 = \lambda_1 V_1$

$$\vec{E}_1 = \left| \vec{E}_1 \right| = \left| - \vec{grad} V_1 \right| = \sqrt{\left(\frac{\partial V_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_1}{\partial y} \right)^2} = \frac{V_1}{\Delta K} \sqrt{(y_2 - y_3)^2 + (x_3 - x_2)^2}$$

Au nœud 2 : $V = N_2 V_2 = \lambda_2 V_2$

$$\vec{E}_2 = \left| \vec{E}_2 \right| = \left| - \vec{grad} V_2 \right| = \sqrt{\left(\frac{\partial V_2}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_2}{\partial y} \right)^2} = \frac{V_2}{\Delta K} \sqrt{(y_3 - y_1)^2 + (x_1 - x_3)^2}$$

Au nœud 3 : $V = N_3 V_3 = \lambda_3 V_3$

$$\vec{E}_3 = \left| \vec{E}_3 \right| = \left| - \vec{grad} V_3 \right| = \sqrt{\left(\frac{\partial V_3}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_3}{\partial y} \right)^2} = \frac{V_3}{\Delta K} \sqrt{(y_1 - y_2)^2 + (x_2 - x_1)^2}$$

Calcul de la vitesse des électrons :

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + V_{Sat} (E/E_c)^4}{1 + (E/E_c)^4}$$

Calculons la vitesse v(E) sur chacun des nœuds d'un élément triangulaire à trois nœuds :

Au nœud 1 : $v_1(E) = \frac{\mu_0 E + V_{Sat} (E_1/E_c)^4}{1 + (E_1/E_c)^4}$

Au nœud 2 : $v_2(E) = \frac{\mu_0 E + V_{Sat} (E_2/E_c)^4}{1 + (E_2/E_c)^4}$

Au nœud 3 : $v_3(E) = \frac{\mu_0 E + V_{Sat} (E_3/E_c)^4}{1 + (E_3/E_c)^4}$

Calcul du coefficient de diffusion :

$$D(E) = \mu(E) \cdot \frac{K_b T}{q}$$

Calculons le coefficient de diffusion sur chacun des nœuds d'un élément triangulaire à trois nœuds :

$$\text{Au nœud 1 : } D_1(E) = \mu_1(E) \cdot \frac{K_b T}{q}$$

$$\text{Au nœud 2 : } D_2(E) = \mu_2(E) \cdot \frac{K_b T}{q}$$

$$\text{Au nœud 3 : } D_3(E) = \mu_3(E) \cdot \frac{K_b T}{q}$$

Résolution de l'équation de continuité des courants :

$$\text{div } \vec{J} - q \frac{\partial N}{\partial t} = 0$$

$$\vec{J} = q(-\mu(E) \cdot N \cdot \vec{\text{grad}}V + D(E) \cdot \vec{\text{grad}}N)$$

La forme intégrale de cette équation pour la résolution par éléments finis est la suivante :

$$\forall \vec{\ell}(x, y) \in D(\mathcal{R}^2)$$

$$q \iint_{(x,y)} \text{div} \left(-\mu(E) \cdot N \cdot \vec{\text{grad}}V + D(E) \cdot \vec{\text{grad}}N \right) \cdot \vec{\ell} \, dx dy$$

Soit $a = \mu(E) \cdot \vec{\text{grad}}V$ paramètre connu sur tous les points de maillage.

L'inconnue dans ce cas est la concentration des électrons N.

La discrétisation de cette équation sur un élément triangulaire de 3 nœuds en utilisant des polynômes de Lagrange M de degré 1 :

$$q \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \iint_{(x,y)} N \left(a_i \cdot M_i + D_i \cdot \vec{\text{grad}}M_i \right) \cdot \vec{\text{grad}}M_j$$

$$\left[\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \iint_{(x,y)} N \left(a_i \cdot M_i + D_i \cdot \vec{\text{grad}}M_i \right) \cdot \vec{\text{grad}}M_j \right]$$

$$\left[\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \iint_{(x,y)} \left[-\mu_i M_i \cdot \vec{\text{grad}}V_i + D_i \cdot \vec{\text{grad}}M_i \right] \cdot \vec{\text{grad}}M_j \right] \cdot N_i \, dx dy = [T] \begin{Bmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{Bmatrix}$$

$$T_{ij} = \iint \left[-\mu_i M_i \cdot \vec{\text{grad}}V_i + D_i \cdot \vec{\text{grad}}M_i \right] \cdot \vec{\text{grad}}M_j \, dx dy$$

$$T_{ij} = \iint \left[-\mu_i M_i \cdot \vec{\text{grad}}V_i \cdot \vec{\text{grad}}M_j + D_i \cdot \vec{\text{grad}}M_i \cdot \vec{\text{grad}}M_j \right] \cdot dx dy$$

$$\begin{aligned}
 T_{ij} &= \iint_k \left[-\mu_i \frac{\partial V_i}{\partial x} M_i \left[\frac{\partial V_i}{\partial y} \frac{\partial M_j}{\partial x} \right] \left[\frac{\partial M_j}{\partial x} \frac{\partial M_j}{\partial y} \right] + D_i \left[\frac{\partial M_i}{\partial x} \frac{\partial M_i}{\partial y} \right] \left[\frac{\partial M_j}{\partial x} \frac{\partial M_j}{\partial y} \right] \right] dx dy \\
 T_{ij} &= \iint_k \left[-\mu_i \frac{\partial V_i}{\partial x} \left(M_i \cdot \frac{\partial M_j}{\partial x} \right) - \mu_i \frac{\partial V_i}{\partial y} \left(M_i \cdot \frac{\partial M_j}{\partial y} \right) + D_i \left(\frac{\partial M_i}{\partial x} \frac{\partial M_j}{\partial x} \right) + D_i \left(\frac{\partial M_i}{\partial y} \frac{\partial M_j}{\partial y} \right) \right] dx dy \\
 T_{11} &= \iint_k \left[-\mu_1 V_1 \cdot \frac{(y_2 - y_3)}{\Delta K} \left(\lambda_1 \cdot \frac{(y_2 - y_3)}{\Delta K} \right) - \mu_1 V_1 \frac{(x_3 - x_2)}{\Delta K} \left(\lambda_1 \cdot \frac{(x_3 - x_2)}{\Delta K} \right) + D_1 \frac{(y_2 - y_3)^2}{\Delta K^2} + D_1 \frac{(x_3 - x_2)^2}{\Delta K^2} \right] dx dy \\
 T_{22} &= \iint_k \left[-\mu_2 V_2 \cdot \frac{(y_3 - y_1)}{\Delta K} \left(\lambda_2 \cdot \frac{(y_3 - y_1)}{\Delta K} \right) - \mu_2 V_2 \frac{(x_3 - x_2)}{\Delta K} \left(\lambda_2 \cdot \frac{(x_1 - x_3)}{\Delta K} \right) + D_2 \frac{(y_3 - y_1)^2}{\Delta K^2} + D_2 \frac{(x_1 - x_3)^2}{\Delta K^2} \right] dx dy \\
 T_{33} &= \iint_k \left[-\mu_3 V_3 \cdot \frac{(y_1 - y_2)}{\Delta K} \left(\lambda_3 \cdot \frac{(y_1 - y_2)}{\Delta K} \right) - \mu_3 V_3 \frac{(x_2 - x_1)}{\Delta K} \left(\lambda_3 \cdot \frac{(x_2 - x_1)}{\Delta K} \right) + D_3 \frac{(y_1 - y_2)^2}{\Delta K^2} + D_3 \frac{(x_2 - x_1)^2}{\Delta K^2} \right] dx dy \\
 T_{12} &= \iint_k \left[-\mu_1 V_1 \cdot \frac{(y_2 - y_3)}{\Delta K} \left(\lambda_1 \cdot \frac{(y_3 - y_1)}{\Delta K} \right) - \mu_1 V_1 \frac{(x_3 - x_2)}{\Delta K} \left(\lambda_1 \cdot \frac{(x_1 - x_3)}{\Delta K} \right) + D_1 \frac{(y_2 - y_3)(y_3 - y_1)}{\Delta K^2} + D_1 \frac{(x_3 - x_2)(x_1 - x_3)}{\Delta K^2} \right] dx dy \\
 T_{13} &= \iint_k \left[-\mu_1 V_1 \cdot \frac{(y_2 - y_3)}{\Delta K} \left(\lambda_1 \cdot \frac{(y_1 - y_2)}{\Delta K} \right) - \mu_1 V_1 \frac{(x_3 - x_2)}{\Delta K} \left(\lambda_1 \cdot \frac{(x_2 - x_1)}{\Delta K} \right) + D_1 \frac{(y_2 - y_3)(y_1 - y_2)}{\Delta K^2} + D_1 \frac{(x_3 - x_2)(x_2 - x_1)}{\Delta K^2} \right] dx dy \\
 T_{21} &= \iint_k \left[-\mu_2 V_2 \cdot \frac{(y_3 - y_1)}{\Delta K} \left(\lambda_2 \cdot \frac{(y_2 - y_3)}{\Delta K} \right) - \mu_2 V_2 \frac{(x_1 - x_3)}{\Delta K} \left(\lambda_2 \cdot \frac{(x_3 - x_2)}{\Delta K} \right) + D_2 \frac{(y_3 - y_1)(y_2 - y_3)}{\Delta K^2} + D_2 \frac{(x_1 - x_3)(x_3 - x_2)}{\Delta K^2} \right] dx dy \\
 T_{31} &= \iint_k \left[-\mu_1 V_1 \cdot \frac{(y_2 - y_3)}{\Delta K} \left(\lambda_1 \cdot \frac{(y_3 - y_1)}{\Delta K} \right) - \mu_1 V_1 \frac{(x_3 - x_2)}{\Delta K} \left(\lambda_1 \cdot \frac{(x_1 - x_3)}{\Delta K} \right) + D_1 \frac{(y_2 - y_3)(y_3 - y_1)}{\Delta K^2} + D_1 \frac{(x_2 - x_1)(x_1 - x_3)}{\Delta K^2} \right] dx dy \\
 T_{32} &= \iint_k \left[-\mu_3 V_3 \cdot \frac{(y_1 - y_2)}{\Delta K} \left(\lambda_3 \cdot \frac{(y_3 - y_1)}{\Delta K} \right) - \mu_3 V_3 \frac{(x_2 - x_1)}{\Delta K} \left(\lambda_3 \cdot \frac{(x_1 - x_3)}{\Delta K} \right) + D_3 \frac{(y_1 - y_2)(y_3 - y_1)}{\Delta K^2} + D_3 \frac{(x_2 - x_1)(x_1 - x_3)}{\Delta K^2} \right] dx dy
 \end{aligned}$$

Après un calcul, on obtient :

$$\begin{aligned}
 T_{11} &= \frac{(3D_1 - \mu_1 V_1)}{6\Delta K} [(y_2 - y_3)^2 + (x_3 - x_2)^2] \\
 T_{22} &= \frac{(3D_2 - \mu_2 V_2)}{6\Delta K} [(y_3 - y_1)^2 + (x_1 - x_3)^2] \\
 T_{33} &= \frac{(3D_3 - \mu_3 V_3)}{6\Delta K} [(y_1 - y_2)^2 + (x_2 - x_1)^2] \\
 T_{12} &= \frac{(3D_1 - \mu_1 V_1)}{6\Delta K} [(y_2 - y_3)(y_3 - y_1) + (x_3 - x_2)(x_1 - x_3)] \\
 T_{13} &= \frac{(3D_1 - \mu_1 V_1)}{6\Delta K} [(y_2 - y_3)(y_1 - y_2) + (x_3 - x_2)(x_2 - x_1)] \\
 T_{21} &= \frac{(3D_2 - \mu_2 V_2)}{6\Delta K} [(y_3 - y_1)(y_2 - y_3) + (x_1 - x_3)(x_3 - x_2)] \\
 T_{23} &= \frac{(3D_2 - \mu_2 V_2)}{6\Delta K} [(y_3 - y_1)(y_1 - y_2) + (x_1 - x_3)(x_2 - x_1)]
 \end{aligned}$$

$$T_{31} = \frac{(3D_3 - \mu_3 V_3)}{6\Delta K} [(y_1 - y_2)(y_2 - y_3) + (x_3 - x_2)(x_2 - x_1)]$$

$$T_{32} = \frac{(3D_3 - \mu_3 V_3)}{6\Delta K} [(y_1 - y_2)(y_3 - y_1) + (x_1 - x_3)(x_2 - x_1)]$$

On calcule ensuite:

$$\iint_k N_i N_j dx dy$$

$$M_{ij} = \iint_k N_i N_j dx dy$$

[M] est symétrique ;

$$M_{11} = \iint_k \lambda_1^2 dx dy = \frac{\Delta K}{12}$$

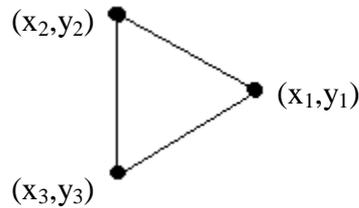
$$M_{22} = \iint_k \lambda_2^2 dx dy = \frac{\Delta K}{12}$$

$$M_{33} = \iint_k \lambda_3^2 dx dy = \frac{\Delta K}{12}$$

$$M_{12} = M_{13} = M_{21} = M_{23} = M_{31} = M_{32} = \iint_k \lambda_1 \lambda_2 dx dy = \frac{\Delta K}{24}$$

Calcul de la densité de courant J sur les nœuds appartenant aux grilles et drain

Le potentiel V et la concentration N sont connus sur tous les nœuds.



$$\vec{J} = q \left(-\mu \cdot N \cdot \vec{\text{grad}} V + D \cdot \vec{\text{grad}} N \right)$$

$$J_x = q \left(-\mu \cdot N \cdot \frac{\partial V}{\partial x} + D \cdot \frac{\partial N}{\partial x} \right)$$

$$J_y = q \left(-\mu \cdot N \cdot \frac{\partial V}{\partial y} + D \cdot \frac{\partial N}{\partial y} \right)$$

$$J_{x1} = q \left(-\mu_1 \cdot N_1 \cdot V_1 \frac{\partial \lambda_1}{\partial x} + D_1 \cdot N_1 \frac{\partial \lambda_1}{\partial x} \right)$$

$$\Rightarrow J_{x1} = q \cdot N_1 \cdot (D_1 - \mu_1 V_1) \cdot \frac{(y_2 - y_3)}{\Delta k}$$

$$\Rightarrow J_{x1} = q \cdot N_1 \cdot (D_1 - \mu_1 V_1) \cdot \frac{(y_2 - y_3)}{\Delta k}$$

$$J_{x2} = q \cdot N_2 \cdot (D_2 - \mu_2 V_2) \cdot \frac{(y_3 - y_1)}{\Delta K}$$

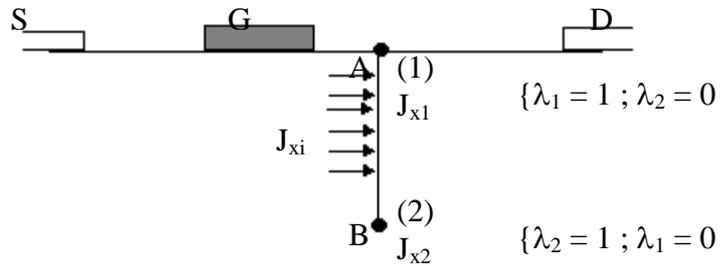
$$J_{x3} = q \cdot N_3 \cdot (D_3 - \mu_3 V_3) \cdot \frac{(y_1 - y_2)}{\Delta K}$$

$$J_{y1} = q \cdot N_1 \cdot (D_1 - \mu_1 V_1) \cdot \frac{(x_3 - x_2)}{\Delta K}$$

$$J_{y2} = q \cdot N_2 \cdot (D_2 - \mu_2 V_2) \cdot \frac{(x_1 - x_3)}{\Delta K}$$

$$J_{y3} = q \cdot N_3 \cdot (D_3 - \mu_3 V_3) \cdot \frac{(x_2 - x_1)}{\Delta K}$$

Calcul de courant I :



$$I = \iint_S \vec{J} ds$$

$$y = \lambda \cdot (y_2 - y_1) + y_1$$

$$dy = (y_2 - y_1) \cdot d\lambda$$

$$N_1(\lambda) = \lambda_1 \quad \text{au noeud 1}$$

$$N_2(\lambda) = \lambda_2 \quad \text{au noeud 2}$$

$$\int_A^B J_{xi} dy = \sum_{i=1}^n \int J_{xi} dy \quad n; \text{nombre d'elements appartenant à la droite [AB].}$$

$$I_i = \int_{y_1}^{y_2} J_{xi} dy = \int_{y_1}^{y_2} J_{x1} N_1(\lambda) dy + \int_{y_1}^{y_2} J_{x2} N_2(\lambda) dy$$

$$= (J_{x1} + J_{x2}) \int_0^1 \lambda (y_2 - y_1) d\lambda$$

$$I_i = \frac{(J_{x1} + J_{x2})(y_2 - y_1)}{2}$$

$$I = \sum_{i=1}^n I_i$$

Annexe C

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est une société Américaine, « Silvaco International » ayant son siège à Santa Clara en Californie. Elle est un des principaux fournisseurs de chaînes professionnelles de logiciels de simulation par éléments finis et de conception assistée par ordinateur pour les technologies de l'électronique TCAD (Technology Computer Aided Design).

Comme on peut le voir en figure C.1, Silvaco contient de nombreux modules tels qu'Athéna et Devedit. Les structures des composants que l'on souhaite simuler peuvent être créées à partir de Devedit qui est une interface graphique permettant de dimensionner, à la main, chacune des couches physiques constituant le transistor, ou directement à partir de lignes de codes sous Atlas [6, 7].

C.1 Types d'informations qui circulent en entrée et en sortie d'Atlas

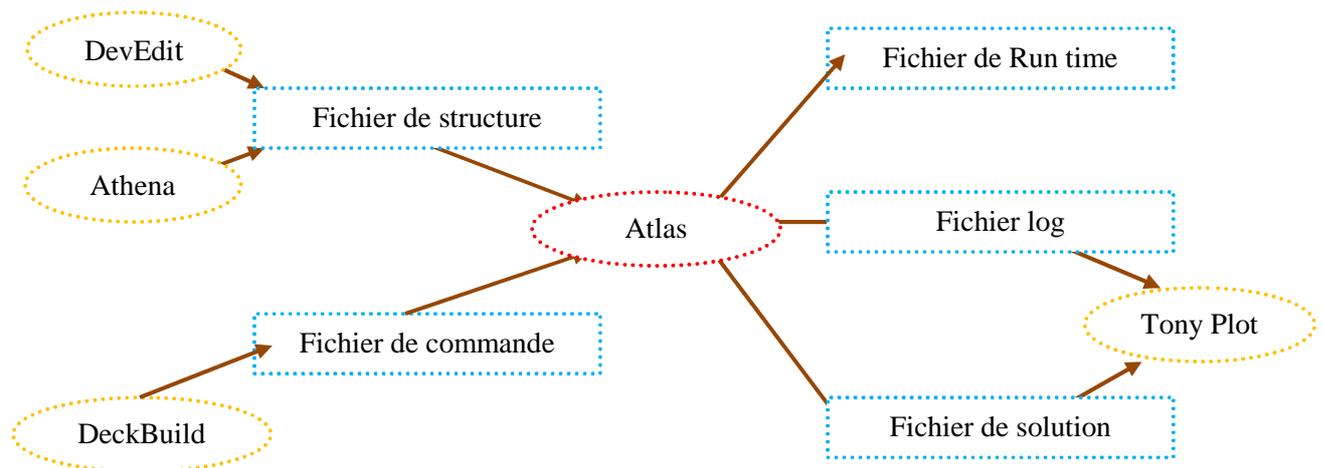


Figure C.1 : Entrées et sorties d'Atlas.

La figure C.1 montre les entrées et les sorties d'Atlas. La plupart des simulations réalisées par Atlas utilisent deux fichiers d'entrée. Le premier est représenté par « *Fichier de commande* », c'est un fichier script contenant les commandes pour qu'Atlas s'exécute. Le second fichier est un « *Fichier de structure* » qui définit la structure à simuler. A la sortie d'Atlas, nous avons trois types de fichier. Le premier de ces fichiers est la sortie « *Run time* » qui donne la progression, les erreurs et les messages d'avertissements pendant la simulation. Le deuxième type de fichier est le « *fichier log* » qui stocke toutes les paramètres physiques calculés (tensions et courants de polarisation en statique ou paramètres S et gains HF en radiofréquences par exemple) provenant de l'analyse du dispositif simulé. Le

troisième fichier de sortie est le « *fichier de solution* », ce fichier stocke les données 2D ou 3D concernant les valeurs des variables solutions dans le dispositif en un point donné. Les deux derniers fichiers sont traités par l’outil de visualisation « *Tony Plot* » ou « *Tony Plot3D* ».

C.2 Commandes dans script du programme ATLAS

Après avoir lancé Atlas, le code de description de la structure et des instructions de simulations va être exécuté par le simulateur Atlas. Les différentes parties du code doivent être présentées dans un ordre précis. Nous allons maintenant présenter l’ordre des commandes propres à la logique de programmation d’Atlas. Ainsi il existe cinq groupes de commandes, ces groupes doivent être organisés correctement (voir figure C.2). Si l’ordre n’est pas respecté, un message d’erreur apparait et le programme ne s’exécute pas d’une façon correcte.

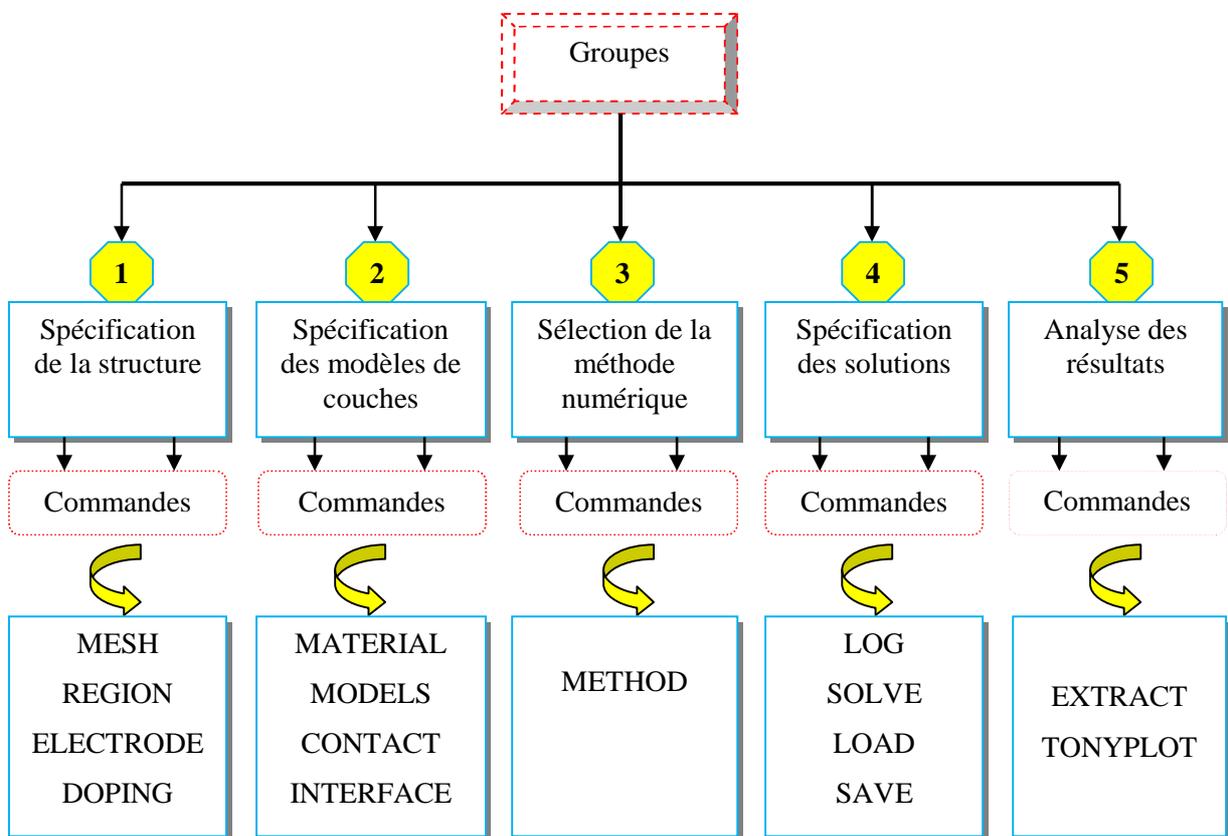


Figure C.2 : Ordre des groupes des commandes dans un programme Atlas.

C.2.1 Spécification de la structure

Il s’agit de définir la structure des couches la plus réaliste. La construction de la structure consiste en quatre étapes : définition du maillage, définition des régions, définition des électrodes et définition des dopages.

MESH (définition du maillage) : Le maillage divise la structure simulée en petites cellules pour pouvoir résoudre les équations fondamentales numériquement. L'élément de maille utilisé est le triangle. L'ensemble des mailles ainsi constitué forme une gigantesque matrice de points. C'est d'ailleurs à ces points de maillage que seront calculées les tensions de polarisation et les densités de courants associées à la structure. Pour assurer une bonne précision lors de la simulation, il faut avoir le maillage le plus fin possible. Par contre si le maillage est très fin, le temps de calcul est très élevé, car il y a plus d'éléments à calculer. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre le temps et la précision de calcul.

REGION (définition des régions) : Après avoir défini le maillage, il est nécessaire de définir les régions. Dans cette partie nous définissons des régions rectangulaires, par exemple la région n°1 est définie comme un matériau de type InAlAs et la région n° 2 comme l'InGaAs, etc. Ainsi que les différentes dimensions sont définies par défaut en micromètre.

ELECTRODE (définition des électrodes) : La définition des électrodes permet de réaliser les contacts ohmiques de source et de drain ainsi que le contact Schottky de grille.

DOPING (définition des dopages) : Le dernier aspect de la construction de la structure est le dopage. Le dopage peut être de type n ou p, aussi la distribution peut être uniforme, gaussien, etc...

C.2.2 Spécification des modèles physiques

Après la construction de la structure, il est nécessaire de préciser les modèles physiques et de définir les matériaux. La spécification de modèles et matériaux comporte quatre étapes:

MATERIAL : associe des paramètres physiques et thermiques aux matériaux dans la maille. Le logiciel a des paramètres de matériau définis par défaut pour les semiconducteurs standard comme le silicium ou encore l'arséniure de gallium par exemple.

MODELS : Ils indiquent les inclusions de différents mécanismes physiques et thermiques (recombinaison, mobilité, source de chaleur, etc...). Le choix du modèle dépend des matériaux choisis pour la simulation.

CONTACT : indique les attributs physiques d'une électrode (résistivité, travail de sortie, résistance...).

INTERFACE : indique les paramètres d'interface aux frontières des semi-conducteurs ou des isolants. Tous les paramètres s'appliquent seulement aux nœuds de frontière exceptés la où ils sont déjà indiqués.

THERMCONTACT : spécifie la position et les propriétés du contact thermique. Cette déclaration doit être indiquée lorsque l'équation de conduction de la chaleur est spécifiée dans l'instruction MODEL en utilisant le module GIGA ou GIGA3D.

Par exemple :

```
THERMCONTACT num=1 elec.num=4 ext.temp=300
```

C.2.3 Sélection de la méthode numérique

METHOD : Dans ATLAS, il existe essentiellement deux méthodes numériques pour la résolution des équations : les méthodes dites de Newton et de Gummel. La méthode de Newton correspond à la résolution itérative d'un système regroupant les trois équations différentielles régissant le fonctionnement de la structure. La méthode de Gummel consiste à découpler en trois sous-systèmes le système global décrit précédemment : les trois équations sont résolues itérativement les unes après les autres jusqu'à atteindre la convergence globale des solutions. L'intérêt potentiel de cet algorithme par rapport à celui de Newton réside dans la réduction des dimensions des systèmes matriciels à résoudre, ce qui permet a priori de diminuer le temps de calcul.

Dans notre simulation, on a choisi d'utiliser la méthode de *NEWTON*, celle-ci est en effet la méthode la plus adaptée pour les simulations de caractéristiques DC (remarque : l'algorithme de Newton est utilisé par défaut, il n'est pas obligatoire de le déclarer). Toutefois cet algorithme nécessite des conditions initiales pour qu'il puisse donner des solutions. Pour cela on utilise l'instruction *SOLVE INIT* que l'on place directement avant l'instruction *METHOD*.

C.2.4 Spécification des solutions :

Après avoir sélectionné la méthode numérique il est nécessaire de déterminer les solutions. La spécification de solution est donnée par les déclarations : *LOG*, *SOLVE*, *LOAD*, et *SAVE*.

LOG : permet à toutes les caractéristiques finales de simulation d'être sauvées dans un fichier (ouvre un fichier de type log). Notons que log en minuscule veut dire le type de fichier et LOG en majuscule veut dire la commande dans le programme. Cela se traduit par la syntaxe suivante :

```
LOG OUTFILE=nom_du_fichier.log
```

Les informations sauvées sont de type électrique et thermique. Aussi n'importe quel paramètre spécifié par la commande *PROBRE1* est stocké dans le fichier de type log. Si dans le programme, il y a plusieurs commandes *LOG*, chaque fois le fichier log qui a été ouvert avant est fermé et un nouveau fichier log est ouvert.

SOLVE : La déclaration *SOLVE* fait suite à la déclaration *LOG*. *SOLVE* effectue une solution pour un ou plusieurs points de polarisation.

Par exemple :

```
SOLVE vdrain=0 vstep=0,05 name=drain vfinal=12
```

LOAD : charge des solutions précédentes à partir de fichiers en tant que conjectures initiales à d'autres points de polarisation.

SAVE : sauvegarder toutes les informations d'un point nœud du maillage dans un fichier de sortie (les fichiers de sortie sont de type structure). Les informations sauvées correspondent à un état électrique bien précis, dont la syntaxe est précisée ci-dessous :

```
save outf=nom_du_fichier.str (sauvegarde de la structure et de tout le calibrage)
```

tonyplot nom_du_fichier.str (lancement de la fenêtre graphique qui permet de visualiser la structure et d'évaluer les propriétés physiques du composant).

C.2.5 Analyse des résultats

Une fois la solution a été trouvée pour un problème de dispositif à semiconducteurs, les informations peuvent être affichées graphiquement.

EXTRACT : les commandes de ce type sont utilisées pour extraire les valeurs bien précises des paramètres des deux types des fichiers log ou structure.

TONYPLOT : démarre le programme « Tony Plot » permettant une représentation graphique des données. On lance la fenêtre graphique grâce à l'instruction **TONYPLOT** suivant la syntaxe :

TONYPLOT nom_du_fichier.log

Une autre commande importante est **BEAM**, sa position est au niveau 4 des groupes de commande. **BEAM** indique un signal d'entrée optique sous forme d'un faisceau de lumière (mono ou multi-spectrale). Le faisceau ainsi déclaré est allumé et utilisé par la commande **SOLVE**, dans ce cas le module **luminous2** est activé. Donc **BEAM** est utilisé pour simuler des courants sous lumière ou des réponses spectrales.

Bibliographie Annexes

- [1] **Olivier Pajona**, “Transistor HEMT Métamorphiques sur substrat GaAs pour applications de télécommunications à très haut débit : Mesure statiques et dynamiques pour intégration des effets parasites dan des modèles”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 29 mai 2006.
- [2] **Ikram El Makoudi**, “Etude et fabrication de transistors à enrichissement de la filière InAlAs/InGaAs pour applications millimétriques faible bruit”, Thèse de Doctorat, Université de Lille 1, 23 avril 2010.
- [3] **Abdelouahad El Fatimy**, “Détection et Emission Terahertz par les ondes de plasma dans des transistors HEMT à base d’hétérostructures GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs”, Thèse de Doctorat, Université de Montpellier II, 15 juin 2007.
- [4] **Youcef Haddab**, “Etude des niveaux profond dans des transistors à gaz bidimensionnel d’électron sur substrats de GaAs et InP”, Thèse de Doctorat Es-Sciences, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1995.
- [5] **D. Delagebeaudeuf and N.T. Linh**, “Metal-(n) AlGaAs-GaAs Two Dimensional Electron Gas FET.”, IEEE Trans. Elec. Dev., TED-29, pp. 955-960, 1982.
- [6] **Atlas** “user's manual device simulation software”, 2010.
- [7] www.silvaco.com

