

N° d'ordre : 41786

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
École doctorale : Science pour l'ingénieur
Spécialité : Micro et nanotechnologies acoustique et télécommunications

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de Génie Électrique et de Génie Informatique
Spécialité : génie électrique

Thèse de doctorat en co-tutelle

Adrien CUTIVET

- *Diplôme d'ingénieur INSA* -

Caractérisation et modélisation de dispositifs GaN pour la conception de circuits de puissance hyperfréquence

Soutenue le 11 septembre 2015 devant la commission d'examen

Membres du Jury

M. Vincent Aimez	Professeur, Université de Sherbrooke	Président du Jury
M. Jean-Guy Tartarin	Professeur, Université de Toulouse III	Rapporteur
M. Serge Tatu	Professeur, INRS	Rapporteur
M. Dominique Langrez	Docteur, Thales Alenia Space	Examineur
M. Jean-Claude De Jaeger	Professeur, Université de Lille 1	Directeur de thèse
M. François Boone	Professeur, Université de Sherbrooke	Directeur de thèse
M. Hassan Maher	Professeur, Université de Sherbrooke	Co-directeur de thèse
M. Nicolas Defrance	Maître de conférences, Université de Lille 1	Encadrant de thèse

RÉSUMÉ

Mots-clés : HEMT, GaN, hyperfréquence, modélisation, grand-signal, thermique, éléments passifs, bande W.

Parmi les technologies du 21^e siècle en pleine expansion, la télécommunication sans-fil constitue une dimension fondamentale pour les réseaux mobiles, l'aéronautique, les applications spatiales et les systèmes de positionnement par satellites. Les nouveaux défis à surmonter sont à la fois l'augmentation des distances de transmission associée à l'accroissement des quantités de données véhiculées ainsi que la miniaturisation, la réduction du coût de production, la moindre consommation énergétique et la fiabilité de la solution technologique employée pour la chaîne de transmission. Dans ce sens, l'exploitation de bandes de plus hautes fréquences et la multiplication des canaux de transmission sont activement visées par les travaux de recherches actuels. Les technologies à l'étude reposent sur l'utilisation de systèmes intégrés pour répondre aux considérations de coûts de fabrication et d'encombrement.

L'élément de base de ces systèmes, le transistor, établit largement la performance du dispositif final en termes de montée en fréquence, de fiabilité et de consommation. Afin de répondre aux défis présents et futurs, des alternatives à la filière silicium sont clairement envisagées. À ce jour, la filière nitrure de gallium est présentée comme la plus prometteuse pour l'amplification de puissance en bande Ka et W au vu de ses caractéristiques physiques et électriques, des performances atteintes par les prototypes réalisés et des premiers produits commerciaux (off-the-shelf) disponibles.

L'exploitation de cette technologie à son plein potentiel s'appuie particulièrement sur la maîtrise des étapes de fabrication, de caractérisation et de modélisation du transistor. Ce travail de thèse a pour objectif le déploiement d'une méthodologie permettant la modélisation semi-physique de transistors fabriqués expérimentalement et démontrant des performances à l'état de l'art. Une partie conséquente de ce travail portera sur la caractérisation thermique du dispositif en fonctionnement ainsi que sur la modélisation d'éléments secondaires (éléments passifs) pour la conception d'un circuit amplificateur hyperfréquence.

Keywords: HEMT, GaN, hyperfrequency, modeling, large-signal, thermal, passive elements, W band.

Amongst the emerging and developing technologies of the 21st century, wireless transmission is a fundamental aspect for mobile networks, aeronautics, spatial applications and global positioning systems. Concerning the associated technological solutions, the new challenges to overcome are both the performance increases in terms of data quantity as well as the associated device features in terms of size, production costs, energetic consumption and reliability. In that sense, the use of higher frequency bandwidths and increase of transmission channels are aimed by various current research works. Investigated technologies are based upon integrated systems to meet the criteria of devices costs and size.

As the cornerstone of such devices, the transistor largely accounts for the final system performance in terms of working frequency, reliability and consumption. To respond to the challenges of today and tomorrow challenges, alternatives to the dominant current silicon process are clearly considered. To date, gallium nitride based technology is found to be the most promising for hyperfrequency power amplification for Ka and W bands given the associated physical and electrical characteristics, prototypes performance and first commercial “off-the-shelf” products.

Exploitation of this technology to its full potential requires controlling and mastering the involved fabrication, characterization and modeling steps related to the transistor. This work aims at establishing a methodology enabling a semi-physical modeling of experimental transistors which exhibit state-of-the-art performance. A significant part of this work will also focus on thermal characterization of devices under test and on modeling of secondary elements (passive elements) suited for the design of hyperfrequency amplifiers.

REMERCIEMENTS

Cette thèse en co-tutelle a été réalisée au sein du groupe Puissance dirigé par le professeur Jean-Claude DE JAEGER de l'institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN), Villeneuve-d'Ascq, France et au sein du groupe Microélectronique III-V dirigé par le professeur Hassan MAHER du Laboratoire de Nanofabrication et de Nanocaractérisation (LNN), Sherbrooke, Québec, Canada.

Mes sincères remerciements vont aux professeurs Jean-Guy TARTARIN et Serge TATU pour avoir accepté la responsabilité d'évaluer ce travail en la qualité de rapporteur ainsi qu'au professeur Vincent AIMEZ de l'Université de Sherbrooke et à monsieur Dominique LANGREZ, ingénieur chez Thales Alénia Space pour avoir accepté de prendre part à ce jury en tant qu'examineurs.

Je témoigne ma reconnaissance au professeur Jean-Claude DE JAEGER pour avoir assuré mon encadrement, je lui suis très reconnaissant pour son sens pédagogique et sa disponibilité associés à ses compétences et à la qualité de ses relations humaines. J'exprime ma vive gratitude au professeur Hassan MAHER pour m'avoir fait profiter de son expertise ainsi que pour la confiance qu'il m'a accordée dans la réalisation de ce travail. J'adresse mes sincères remerciements au professeur François BOONE pour le temps qu'il m'a consacré ainsi que les moyens financiers qu'il m'a accordés durant la totalité de ce travail. Enfin, que Nicolas DEFRANCE voie ici l'expression de ma profonde gratitude pour la qualité de l'encadrement dont j'ai pu bénéficier à l'IEMN au travers de son engagement, de son écoute et de sa compétence.

Je tiens à remercier profondément les personnes ci-après dont les parcours ont croisé le mien et qui m'ont aidé à mener à bien ce travail et ont participé à ma formation.

Mes collègues de bureau et amis : Philippe ALTUNTAS et François LECOURT ; l'ensemble de l'équipe de centrale de caractérisation à l'IEMN : Étienne OKADA, Vanessa AVRAMOVIC, Sylvie LEPILLIET et Ambroise DELALIN ; pour leur aide précieuse en salle blanche : Ahmed CHAKROUN et Alexandre THEVENOT ; les membres permanents Marie

LESECQ et Ali SOLTANI et enfin pour leur aide ponctuelle (mais toujours précieuse) Moez BELHAJ, Marina DENG, Michel ROUSSEAU, Hadrien THEVENEAU et Colin MISMER.

Sur une note finale, il me tient à cœur de remercier les personnes ayant partagé mon quotidien durant ces trois années au Québec et/ou en France qui m'ont soutenu de façon directe ou indirecte et ont contribué à cette expérience mémorable : Adam, Colin, François, Simon, Nicolas, Yann, Ahmed, mais aussi (en ne manquant pas de leur souhaiter bon courage pour leur soutenance plus ou moins proche) : Philippe, Mohamed K., Moez, Wei, Natalia, Brenda, Étienne, Manon, Ljyon, Carolyn et Mohamed R.. Je tiens également à remercier ici ma famille et particulièrement mes parents pour leur soutien permanent. Merci enfin à ma chère Coralie, d'avoir été à mes côtés et de m'avoir toujours soutenu.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ.....	i
REMERCIEMENTS	iii
TABLE DES MATIÈRES.....	v
LISTE DES FIGURES	ix
LISTE DES TABLEAUX	xv
LEXIQUE.....	xvii
LISTE DES SYMBOLES	xix
LISTE DES ACRONYMES.....	xxi
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Définition du projet de recherche	3
1.2 Objectifs du projet de recherche.....	4
1.3 Contributions originales	5
1.4 Plan du document	5
CHAPITRE 2 LA TECHNOLOGIE HEMT GaN	9
2.1 Histoire et généralités	9
2.2 Propriétés des composés binaires GaN, AlN et InN.....	9
2.2.1 Structures cristallines	9
2.2.2 Structures de bande	10
2.2.3 Propriétés de transport dans le GaN volumique	12
2.2.4 Effets de polarisations spontanées	13
2.2.5 Effets de polarisations piézoélectriques.....	14
2.2.6 Cas des composés ternaires AlGaN, InAlN et InGaN	14
2.3 L'hétérostructure HEMT	15
2.3.1 Formation du gaz d'électron bidimensionnel dans l'hétérostructure.....	16
2.3.2 Obtention de l'effet transistor	18
2.3.3 L'Hétérostructure finale.....	19
2.4 Effets limitatifs des performances	21
2.4.1 L'effet thermique	21
2.4.2 L'ionisation par impact	21
2.4.3 Les effets de pièges	22
2.4.4 Les effets de canaux courts.....	23
2.5 Substrats courants et techniques de croissance.....	24
2.5.1 Influence des substrats sur les performances	25
2.5.2 Techniques de croissance.....	26
2.6 État de l'art	29
2.6.1 État de l'art des HEMTs GaN.....	29
2.6.2 État de l'art pour les amplificateurs à l'état solide	31
2.7 Conclusion.....	32
CHAPITRE 3 ÉTUDE DE DISPOSITIFS PASSIFS INTEGRES	33
3.1 Ligne de transmission.....	34
3.1.1 Généralités	34
3.1.2 Extraction de la constante de propagation	37
3.1.3 Extraction de l'angle de perte diélectrique	38

3.1.4	Extraction de l'impédance caractéristique.....	40
3.1.5	Outils de simulation électromagnétique	42
3.1.6	Résultats pour des lignes sur échantillon implanté.....	43
3.1.7	Méthode de caractérisation et de modélisation de la structure passive	46
3.1.8	Modélisation hyperfréquence de lignes CPW	51
3.2	Réalisation et modélisation de capacités MIM	52
3.2.1	Extraction de la valeur de capacité et de la fréquence de résonance	53
3.2.2	Modélisation de la capacité et des caractéristiques hyperfréquences.....	56
3.2.3	Modélisation de la hauteur du pic de résonance.....	59
3.2.4	Perspectives d'améliorations	60
3.3	Réalisation et modélisation d'inductances spirales.....	61
3.3.1	Mesures en DC	64
3.3.2	Extraction de la valeur de l'inductance et de la fréquence de résonance	65
3.3.3	Modélisation de la valeur d'inductance.....	68
3.3.4	Modélisation de la résonance	69
3.3.5	Modélisation des pertes dans le substrat.....	73
3.3.6	Perspectives d'amélioration.....	76
3.4	Modélisation des éléments de jonctions.....	78
3.4.1	Caractérisation et modélisation des coudes	78
3.4.2	Modélisation de jonctions 3 ports et 4 ports.....	80
3.5	Conclusion.....	81
CHAPITRE 4 CARACTÉRISATION ET MODÉLISATION DU TRANSISTOR HEMT		
AlGaIn/GaN 83		
4.1	Introduction	83
4.2	Les transistors à l'étude : fabrication et topologies.....	84
4.2.1	Structure épitaxiale	84
4.2.2	Procédé de fabrication	85
4.2.3	Topologies	86
4.3	Prise en compte des plots d'accès au transistor.....	86
4.4	Méthodes de caractérisation thermique pour le HEMT GaN.....	92
4.4.1	Mesure par caméra infra-rouge.....	93
4.4.2	Caractérisation thermique par comparaison de mesures $I_{DS}(V_{DS})$ en régime DC continu/pulsé	94
4.4.3	Extraction de la température et d'une loi thermique en régime fréquentiel basée sur une caractérisation petit-signal à basse-fréquence	96
4.4.4	Analyse	100
4.5	Modélisation de l'auto-échauffement des HEMTs	101
4.6.1	Caractérisations des éléments d'accès par méthode cold-FET.....	104
4.6.2	Extraction des résistances d'accès par méthode cold-FET et End-resistance	108
4.7	Modélisation finale de la caractéristique DC	113
4.7.1	Modélisation de la source de courant intrinsèque	114
4.7.2	Modélisation des diodes Schottky grille-source et grille-drain	116
4.8	Extraction et modélisation de la caractéristique intrinsèque hyperfréquence.....	117
4.8.1	Modélisation des capacités intrinsèques C_{GS} , C_{GD} et C_{DS}	120
4.8.2	Modélisation des résistances intrinsèques R_{GS} et R_{GD}	125
4.8.3	Modélisation de la source de courant intrinsèque en hyperfréquence.....	127
4.9	Conclusion.....	130

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE 5	PERFORMANCE ET ANALYSE DE LA MODELISATION DU HEMT	
	133	
5.1	Introduction	133
5.2	Validation petit-signal	134
5.2.1	Modélisation des paramètres S	134
5.2.2	Modélisation des courbes de gains	137
5.3	Analyse d’erreurs.....	140
5.3.1	Validité du schéma équivalent.....	141
5.3.2	Apport d’erreurs dû à la modélisation des capacités intrinsèques	143
5.3.3	Apport d’erreurs dû à la prise de valeurs constantes pour R_{GD} , R_{GS} et τ	144
5.3.4	Apport d’erreurs dû à la modélisation de la source de courant intrinsèque.....	145
5.4	Résultats en régime non-linéaire	146
5.4.1	Mesures et simulations à 40 GHz	146
5.4.2	Mesures et simulations à 94 GHz	148
5.5	Conclusion.....	153
CHAPITRE 6	CONCLUSION	155
ANNEXE A – FORMALISME DES PARAMETRES DE MESURE POUR UN	QUADRIPOLE EN REGIME LINEAIRE.....	157
ANNEXE B – CRITERES DE PERFORMANCES POUR UN QUADRIPÔLE EN	AMPLIFICATION DE PUISSANCE	160
B.1	Critères de performances – fonctionnement linéaire	160
B.2	Critères de performances – fonctionnement non-linéaire	163
ANNEXE C – DEMONSTRATION D’UNE METHODE DE CARACTERISATION	THERMIQUE POUR UN HEMT GaN	166
LISTE DES RÉFÉRENCES.....		171
AUTRES PUBLICATIONS ASSOCIEES		182

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1: Spectre d'atténuation de l'atmosphère de 10 GHz à 300 GHz [2].....	2
Figure 2.1 : Représentation de type « Balls and sticks » pour une maille GaN en structure (a) Zinc-blende et (b) Wurtzite.	10
Figure 2.2 : (a) représentation de la première zone de Brillouin pour une structure hexagonale Wurtzite et diagrammes de bande pour (b) le GaN, (c) l'AlN et (d) l'InN.	11
Figure 2.3 : Géométrie de la demi-maille pour les composés binaires étudiés en structure Wurtzite.	13
Figure 2.4 : Représentation des valeurs E_g pour les composés binaires et tertiaires présentés en fonction de leur paramètre de maille a	15
Figure 2.5 : Résultats de simulation pour le diagramme de bande et la densité volumique de charge pour une hétérostructure avec 10 nm d'épaisseur de barrière de type (a) $Al_{0.29}Ga_{0.71}N/GaN$ et (b) $In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$	17
Figure 2.6 : Représentation schématique d'un transistor en configuration source commune coplanaire.....	18
Figure 2.7 : Représentation schématique de l'hétérostructure typique avec canal 2DEG.	20
Figure 2.8 : Schéma d'un bâti de type MOCVD	28
Figure 2.9: Schéma d'un bâti de type MBE avec dispositif RHEED.....	29
Figure 2.10 : Relevé des performances à l'état de l'art pour la puissance de sortie en saturation selon la fréquence pour (a) substrats Si et (b) substrats SiC.	31
Figure 3.1 : Principales topologies pour la réalisation de lignes de transmission : (a) microstrip, (b) CPW et (c) CPWG.....	35
Figure 3.2 : Représentation de la caractéristique électrique d'une ligne de transmission sous forme de schéma électrique distribué selon (a) un modèle général,(b) un modèle classique sans pertes, (c) classique avec pertes conducteurs et (d) classique avec pertes conducteurs et dans la structure.	37
Figure 3.3 : Représentation d'une structure coplanaire mutli-couches à plans de masses finis [52].	41
Figure 3.4 : Comparaison entre l'atténuation (a) et la constante de phase (b) extrait depuis la mesure de $ S_{12} $ et la méthode multilignes pour une ligne CPW sur un échantillon Si(111) HR et une hétéro-épitaxie AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR. La constante de phase normalisée est présentée en encadré de (b).	44
Figure 3.5 : Schéma équivalent d'une ligne de transmission manifestant un phénomène d'onde lente.	45
Figure 3.6 : Atténuation (a) et constante de phase normalisée (b) d'une ligne CPW extrait par méthode multilignes sur un échantillon Si(111) HR et d'une hétéro-épitaxie AlGaIn/GaN ($1 \mu m$ GaN / $0.15 \mu m$ AlN / $0.26 \mu m$ AlGaIn / AlGaIn 13% / 43 nm AlN) sur substrat Si(111) pour différentes conditions de polarisations.	46
Figure 3.7 : (a) relevés de l'écart absolu du coefficient d'atténuation à 40 GHz par rapport à la valeur sans polarisation et (b) valeurs de $\tan \delta$ calculées selon la polarisation à 40 GHz.....	46
Figure 3.8 : Description schématique de la structure pour les éléments passifs.	47
Figure 3.9 : Image MEB d'une ligne de longueur $350 \mu m$ et de dimensions $\{W = 80 \mu m, S = 45 \mu m, G = 65 \mu m\}$	48
Figure 3.10 : Résultats de l'extraction de γ par méthode multiligne sur une ligne $\{W = 80 \mu m, S = 45 \mu m, G = 65 \mu m\}$ depuis des combinaisons de lignes différant par leur différences	

de longueur. On note : (a) Atténuations et (b) constantes de phase normalisées avec en encadré la valeur de β/β_0 à 41 GHz en fonction de Δl	49
Figure 3.11 : Relevé de la conductivité électrique du dépôt métallique depuis des mesures DC de lignes coplanaires de W différents.	49
Figure 3.12 : Relevé des permittivités effectives extraites pour des lignes CPW en fonction de l'espacement conducteur-masse associé aux résultats issus de la simulation Momentum.	50
Figure 3.13 : Constante de propagation mesurée et modélisée selon un modèle analytique et par simulation Momentum pour une ligne CPW $\{W = 80 \mu\text{m}, S = 45 \mu\text{m}, G = 65 \mu\text{m}\}$	52
Figure 3.14 : Image MEB (a) d'une capacité A20 de type 1 et (b) d'une capacité B18 de type 2.	53
Figure 3.15 : Comparaison des méthodes de de-embedding et de simulation EM sous Momentum pour les paramètres $-Y_{12}$ (a) des capacités C20 de type 1 et (b) F17 de type 2.	55
Figure 3.16 : Capacités selon la surface géométrique telles que mesurées et modélisées par schéma équivalent ou simulation EM pour (a) les capacités de type 1 et (b) de type 2.	56
Figure 3.17 : Schéma équivalent pour la modélisation d'une capacité MIM	57
Figure 3.18 : (a) Fréquences de résonances des capacités MIM de type 1 en fonction de la longueur de l'électrode, en encadré : comparaison des inductances parasites extraites en fonction de la longueur pour des largeurs d'électrodes similaire d'environ $100 \mu\text{m}$. (b) Fréquences de résonances pour les capacités de type 2 en fonction de la longueur.	59
Figure 3.19 : Schéma équivalent pour la modélisation d'une capacité MIM avec pertes résistives dans le substrat.	60
Figure 3.20 : Modélisation du pic de résonance par simulations Momentum et modèle analytique pour une capacité (a) C20 de type 1 et (b) F17 de type 2.	60
Figure 3.21 : Extrapolation du modèle pour (a) une capacité de type 1 avec $l = 20 \mu\text{m}$ et $L = 140 \mu\text{m}$ et (b) une capacité de type 1 avec $l = 10 \mu\text{m}$ et $L = 52 \mu\text{m}$	61
Figure 3.22 : Image MEB d'une inductance spirale.	63
Figure 3.23 : Résistance des contacts d'interconnexion par gravure des diélectriques entre les métaux 1 et 3 selon l'inverse du périmètre du contact.	65
Figure 3.24 : Comparaison des méthodes de de-embedding et de simulation EM sous Momentum pour les paramètres $-1/Y_{12}$ (a), $1/Y_{11}$ (c) et Q (e) pour une inductance C22 et $-1/Y_{12}$ (b), $1/Y_{11}$ (d) et Q (f) pour une inductance D21.	67
Figure 3.25 : Valeurs des inductances mesurées et modélisées en fonction du paramètre de longueur.	69
Figure 3.26 : Schéma équivalent sans pertes dans le substrat pour la modélisation d'inductances localisées.	69
Figure 3.27 : Extraction et modélisation de la capacité parasite C_p et de ses composantes C_{sp} et C_{rub}	72
Figure 3.28 : Relevé des fréquences de résonance en fonction de la longueur des inductances fabriquées.	73
Figure 3.29 : Schéma équivalent utilisé pour la prise en compte des pertes dans le substrat ...	74
Figure 3.30 : Valeurs de résistances parasites RP extraites et modélisées	74
Figure 3.31 : Caractéristiques hyperfréquences mesurées et modélisées pour les inductances fabriquées. Élément C22 (a), (b) et (c) et élément D21 (d), (e) et (f).	76
Figure 3.32 : Exemple d'une relocalisation des plans de références d'une inductance D22 ...	76
Figure 3.33 : Simulations EM des modifications proposées pour la montée en fréquence des inductances.	77

LISTE DES FIGURES

Figure 3.34 : (a) Ligne CPW courbée à 90° (coude) étudiée et (b) configuration de mesure.	79
Figure 3.35 : Schéma équivalent utilisé pour la modélisation d'un coude de ligne CPW.	79
Figure 3.36 : Paramètre S_{12} extrait et modélisé pour un coude $\{W = 80 \mu\text{m}, S = 45 \mu\text{m}, G = 65 \mu\text{m}, R = 75 \mu\text{m}\}$	80
Figure 4.1 : Description de l'hétérostructure des HEMTs modélisés (échantillon A).	85
Figure 4.2. Mesure hyperfréquence du muet Open de 250 MHz à 67 GHz en configuration (a) $W = 2 \times 25 \mu\text{m}$ et (b) $W = 2 \times 50 \mu\text{m}$. Paramètres de transmission S_{12} (noir), réflexion à l'entrée S_{11} (rouge) et en sortie S_{22} (bleu).	89
Figure 4.3. : (a) Atténuation et (b) constante de phase normalisée mesurées sur une ligne coplanaire de dimensions $\{W = 50 \mu\text{m}, S = 30 \mu\text{m}, G = 90 \mu\text{m}\}$	89
Figure 4.4 : Schéma électrique de modélisation des accès par de-embedding 3 étapes.	90
Figure 4.5 : Caractéristiques hyperfréquences mesurées et modélisées pour chaque muet.	91
Figure 4.6 : (a) Photographie du banc de mesure à caméra IR et (b) image IR d'un HEMT $2 \times 150 \times 0.1 \mu\text{m}^2$ obtenue au point de polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$	93
Figure 4.7 : Valeurs de températures selon la puissance dissipée pour un HEMT $2 \times 150 \times 0.1 \mu\text{m}^2$	94
Figure 4.8 : Caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ mesurée à $V_{GS} = 0 \text{ V}$ en régime continu et en régime pulsé à plusieurs températures ambiante T_A . En encadré : diminution de I_{DS} avec la température ambiante à $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 10 \text{ V}\}$	96
Figure 4.9 : Photographie du banc de mesure utilisé pour la réalisation de la méthode d'extraction thermique par caractérisation petit signal à basse-fréquence.	96
Figure 4.10 : Y_{22} mesuré au point de polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{GS} = 8 \text{ V}\}$ en termes de valeur absolue (noir) et de phase (rouge).	97
Figure 4.11: Valeurs de $ Z_{TH} $ telles que extraites et modélisées au point de polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$. L'encadré indique la phase extraite et modélisée de Z_{TH}	98
Figure 4.12 : Évolution temporelle de la température simulée lors de l'application d'une polarisation pulsée $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$ dans les conditions décrites en partie 4.42. ...	100
Figure 4.13 : Température selon la puissance dissipée pour (a) le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	102
Figure 4.14 : Schéma équivalent donné au transistor avec de-embedding des pads pour des conditions de polarisations $V_{DS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} \geq 0 \text{ V}$	106
Figure 4.15 : Caractéristiques obtenues en conditions $V_{DS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} \geq 0 \text{ V}$ avec de-embedding Pad et interpolation par une fonction du type $y\omega = A\omega^2 - 1B$ pour un HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	107
Figure 4.16 : Schéma équivalent donné au transistor avec de-embedding des pads pour des conditions de polarisations $V_{DS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} \leq V_P$	107
Figure 4.17 : Caractéristique d'un HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ sous polarisation $V_{DS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} = -6 \text{ V}$ et d'un muet Open $2 \times 25 \mu\text{m}$ avec de-embedding Pad-Short.	108
Figure 4.18 : Résistance d'accès de grille en condition $V_{DS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} = 0 \text{ V}$ pour le transistor (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	109
Figure 4.19 : Valeurs extraites et modélisées de : résistances de drain pour un HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et résistances de source pour un HEMT (c) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (d) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	110
Figure 4.20 : Schéma équivalent pour la prise en compte de l'effet dispersif fréquentiel des zones d'accès extrinsèques.	112

Figure 4.21 : Caractéristique électrique selon (a) $Real(Z_{12})$ et (b) $Real(Z_{22} - Z_{12})$ pour un HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ sous conditions Cold-FET pulsé relatif à la résistance d'accès RD à $V_{GS} = +1 \text{ V}$ pour plusieurs points de repos $V_{GSQ} = -1 \text{ V}$ et V_{DS} variable.	112
Figure 4.22 : Valeurs de $Real(Z_{22})$ sous conditions pulsé (V_{DSQ} variables et $V_{DSQ} = 0 \text{ V}$ ou $V_{DSQ} = -1 \text{ V}$) telles qu'extraites par end-resistance et Cold-FET à basse fréquence et telles que modélisées.	113
Figure 4.23 : Schéma équivalent intrinsèque utilisé pour la modélisation de la caractéristique DC.	114
Figure 4.24 : Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ DC mesurées et modélisées pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	115
Figure 4.25 : Caractéristiques gm, int DC mesurées et modélisées pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	116
Figure 4.26 : Caractéristiques $I_{GS}(V_{GS})$ mesurées et modélisées pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	117
Figure 4.27 : Description du schéma à 8 éléments utilisé pour la modélisation de la caractéristique hyperfréquence intrinsèque.	118
Figure 4.28 : Extraction des capacités intrinsèques. Résultats obtenus pour (a) la capacité CGD , (c) la capacité CDS et (e) la capacité CGS pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) la capacité CGD , (d) la capacité CDS et (f) la capacité CGS pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	121
Figure 4.29 : Modélisation des capacités intrinsèques. Résultats obtenus pour (a) la capacité CGD , (c) la capacité CDS et (e) la capacité CGS pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) la capacité CGD , (d) la capacité CDS et (f) la capacité CGS pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	124
Figure 4.30 : Caractéristiques $CGS + CGD$ extraites pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	125
Figure 4.31 : Extraction des résistances R_{GD} pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et R_{GS} pour le HEMT (c) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (d) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en fonction de la fréquence.	126
Figure 4.32 : Extraction des résistances (a) R_{GD} et (b) R_{GS} pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en fonction de la tension V_{GS}	127
Figure 4.33 : Extraction de la transconductance intrinsèque hyperfréquence $gm, intRF$ pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	127
Figure 4.34 : Modélisation de la transconductance intrinsèque hyperfréquence $gm, intRF$ pour le HEMT GaN (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	128
Figure 4.35 : Extraction du temps de retard τ pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en fonction de la fréquence.	129
Figure 4.36 : Extraction du temps de retard τ pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en fonction de (a) V_{GS} et (b) V_{DS} pour les valeurs extraites à $V_{GS} = -1 \text{ V}$	130
Figure 5.1 : Polarisation investiguées en hyperfréquence sur la caractéristique DC du HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	134
Figure 5.2 : Paramètres S extrinsèques mesurés et issus de la modélisation finale pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	135
Figure 5.3 : Paramètres S extrinsèques mesurés et issus de la modélisation finale pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	136

LISTE DES FIGURES

Figure 5.4 : Écart relatif sur la reproduction des paramètres S pour la modélisation finale du HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	137
Figure 5.5 : Courbes de facteur de stabilité, de gain en courant extrinsèque et de gain maximal obtenus par mesure et par simulation pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	138
Figure 5.6 : Courbes de facteur de stabilité, de gain en courant extrinsèque et de gain maximal obtenus par mesure et par simulation pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	139
Figure 5.7 : Diagramme des étapes de simulations intermédiaires décrivant l'introduction successive de chaque modèle.	141
Figure 5.8 : Erreurs commises sur la reproduction des paramètres S pour une modélisation exacte des éléments intrinsèques pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	142
Figure 5.9: Erreurs commises sur la reproduction des paramètres S pour une modélisation des éléments intrinsèques CGD , CGS et CDS pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	143
Figure 5.10 : Erreurs commises sur la reproduction des paramètres S pour une modélisation des éléments intrinsèques CGD , CGS , CDS , RGD , RGS et τ pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	145
Figure 5.11 : Résultats de puissance en mesure et simulation à 40 GHz pour des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en termes de GP, PS et PAE en fonction de P_{abs}	147
Figure 5.12 : Ellipses de charge extrinsèques à 40 GHz pour des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ telles que mesurées et simulées au fondamental et simulées avec harmoniques. La caractéristique $IDS(VDS)$ en mesure (pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$) et simulation est obtenue sous condition pulsée avec $\{VGSQ = -2.5 V, VDSQ = 25 V\}$	148
Figure 5.13 : Résultats de puissance en mesure et simulation à 94 GHz pour des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en termes de GP, PS et PAE en fonction de P_{abs}	151
Figure 5.14 : Ellipses de charge extrinsèques à 94 GHz pour des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ telles que mesurées et simulées au fondamental et simulées avec harmoniques. La caractéristique $IDS(VDS)$ en mesure (pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$) et simulation est obtenue sous condition pulsée avec $\{VGSQ = -2.5 V, VDSQ = 25 V\}$	152

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Paramètres de mailles des binaires à l'étude en phase Wurtzite	10
Tableau 2.2 : Propriétés des composés binaires à l'étude	11
Tableau 2.3 : Propriétés de mobilité et de vitesse de saturation des porteurs pour les composés binaires à l'étude.....	12
Tableau 2.4 : Polarisation spontanées pour les composés binaires à l'étude	14
Tableau 2.5 : Valeurs des tenseurs des coefficients piézoélectriques et élastiques pour les composés binaires présentés.....	14
Tableau 2.6 : Récapitulatif des propriétés des substrats usuels.....	26
Tableau 3.1 : Valeurs des épaisseurs de couches déposées.....	47
Tableau 3.2 : Relevé des coefficients pour la modélisation des capacités de type 1 et 2.....	56
Tableau 3.3 : Caractéristiques géométriques et valeurs de capacités mesurées et modélisées pour les capacités de type 1 réalisées.	58
Tableau 3.4 : Caractéristiques géométriques et valeurs de capacités mesurées et modélisées pour les capacités de type 2 réalisées	58
Tableau 3.5 : Caractéristiques géométriques des inductances spirales réalisées.....	63
Tableau 3.6 : Relevé des résistances séries mesurées et modélisées pour les inductances fabriquées.....	65
Tableau 3.7 : Relevé des inductances extraites et modélisées selon le modèle analytique et les simulations Momentum.	68
Tableau 3.8 : Relevé des fréquences de résonance mesurées et modélisées pour les inductances fabriquées.....	72
Tableau 4.1 : Valeurs des éléments parasites pour la modélisation des accès.	90
Tableau 4.2 : Propriétés de l'hétérostructure pour l'échantillon B.....	93
Tableau 4.3 : Relevé des paramètres et de la température extraite associés à la méthode basse-fréquence.	99
Tableau 4.4 : Écarts entre valeurs statiques et hyperfréquence pour les caractéristiques $Real(Z_{22}-Z_{12})$ et $Real(Z_{12})$ ainsi que valeurs de capacités modélisant l'effet de dispersion fréquentielles. Valeurs données pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075$ et $2 \times 50 \times 0.075$ à l'étude.	111
Tableau 4.5 : Valeurs des paramètres pour la modélisation de la source de courant intrinsèque et des diodes Schottky du HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	117

LEXIQUE

Terme technique	Définition
Auto-layout	Génération automatisée de dessin de masques
Bande C	Bande de fréquence 4-8 GHz
Bande Ka	Bande de fréquence 26.5-40 GHz
Bande L	Bande de fréquence 1- 2 GHz
Bande S	Bande de fréquence 2- 4 GHz
Bande V	Bande de fréquence 40-75 GHz
Bande W	Bande de fréquence 75-110 GHz
Caractérisation petit-signal/grand-signal	Caractérisation électrique en mode linéaire/non-linéaire
Cold-FET	Procédure d'extraction des résistances d'accès d'un HEMT en hyperfréquence
Design kit	Bibliothèque de conception
De-embedding	Action de supprimer la contribution des motifs d'accès au composant sur la caractéristique électrique hyperfréquence
End-resistance	Procédure d'extraction des résistances d'accès d'un HEMT en régime statique
Hot-FET	Procédure d'extraction similaire au Cold-FET mais permettant la prise en compte des effets de dépendance thermique et de polarisation
Muet	Structure passive destinée au de-embedding
Pitch	Espacement signal-masse d'une pointe coplanaire
Layout	Fichier informatique regroupant les motifs et niveaux de masque associés
Load-pull	Modulation de la charge de sortie présentée lors d'une caractérisation électrique fréquentielle
Loi d'échelle	Dépendance selon les paramètres géométriques ajustables d'un dispositif
Stub	Ligne d'adaptation
Taper	Ligne de transmission à largeurs variables
VIA-Holes	Gravure profonde du substrat en face arrière

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition
α	Atténuation
β	Constante de phase
Γ_{IN}	Coefficient de réflexion vu à l'entrée
Γ_L	Coefficient de réflexion présenté à la sortie
Γ_{OUT}	Coefficient de réflexion vu à la sortie
Γ_S	Coefficient de réflexion présenté à l'entrée
γ	Constante de propagation
δ	Distribution de Dirac
Δ	Opérateur Laplacien
ϵ_0	Permittivité diélectrique du vide
ϵ_{eff}	Permittivité diélectrique efficace
ϵ_r	Permittivité diélectrique relative
η_d	Rendement drain
κ	Conductivité thermique
κ_B	Constante de Boltzmann
λ	Longueur d'onde du signal
λ_a	Distance de libre parcours moyen des atomes
μ	Mobilité électronique
μ_0	Perméabilité du vide
μ_r	Perméabilité magnétique relative
v_d	Vitesse de dérive
ρ	Résistivité
σ	Densité de charge surfacique Conductivité électrique
τ	Temps de retard de la commande de grille
τ_m^*	Temps de libre parcours moyen
Φ	Flux magnétique
Ψ_S	Potentiel de surface
B	Champ magnétique
BOP	Puissance de repli
c_0	Vitesse de la lumière dans le vide
C_{DS}	Capacité drain-source intrinsèque
C_{GD}	Capacité grille-drain intrinsèque
C_{GS}	Capacité grille-source intrinsèque
E	Champ électrique
E_g	Énergie de bande interdite
F_C	Fréquence de coupure
F_{MAX}	Fréquence d'oscillation maximale
F_T	Fréquence de coupure du gain en courant
G	Largeur des plans de masse d'une ligne CPW
g_d	Conductance de sortie intrinsèque

G_P	Gain en puissance
$g_{m,ext}$	Transconductance extrinsèque
$g_{m,int}$	Transconductance intrinsèque
G_P^{lin}	Gain en puissance linéaire
G_T	Gain transducique
H_{21}	Gain en courant de court-circuit
I_{DS}	Courant drain-source
I_{GS}	Courant grille-source
K	Facteur de stabilité (ou facteur de Rollet)
k_{AM-AM}	Coefficient de distorsion en amplitude
k_{AM-PM}	Coefficient de distorsion en phase
L_{DS}	Espacement drain-source
L_G	Longueur de grille
L_{GS}	Espacement grille-source
L_{GD}	Espacement grille-drain
m^*	Masse effective des porteurs
m_0	Masse de l'électron
N	Nombre de doigts
n_S	Densité de porteurs dans le canal
P	Puissance dissipée
	Pression
\mathbf{p}	Vecteur de polarisation
PAE	Rendement en puissance ajoutée
Q	Facteur de qualité
	Chaleur
R_D	Résistance d'accès côté drain
R_G	Résistance d'accès côté grille
R_{GS}	Résistance grille-source intrinsèque
R_{GD}	Résistance grille-drain intrinsèque
R_S	Résistance d'accès côté source
R_{TH}	Résistance thermique
S	Espace masse-signal d'une ligne CPW
T	Température
$\tan \delta$	Angle de perte diélectrique
t_{bar}	Épaisseur de barrière
U	Gain de Mason
V_{DS}	Tension drain-source
V_{GS}	Tension grille-source
W	Développement d'un transistor
	Largeur du conducteur central d'une ligne CPW ou microruban.
Z_0	Impédance de référence
Z_C	Impédance caractéristique
Z_{TH}	Impédance thermique

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
2DEG	Gaz d'électron bidimensionnel
ADS	Advanced design system
ATOP	Amplificateur à tube à ondes progressives
CPW	Ligne coplanaire
CPWG	Ligne coplanaire avec plan de masse
DPA	Amplificateur Doherty
EM	Électromagnétique
FEM	Méthode des éléments finis
FET	Transistor à effet de champ
HBT	Transistor bipolaire à hétérojonction
HEMT	Transistor à haute mobilité électronique
ICP	Plasma couplé par induction
IEMN	Institut d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologies
IR	Infrarouge
LDMOS	Transistor Métal-Oxyde-Semiconducteur diffusé
LNA	Amplificateur faible bruit
LNN	Laboratoire de Nanofabrication et de Nanocaractérisation
LRRM	Line-Reflect-Reflect-Match
LSNA	Analyseur de réseau grand-signal
LTE-A	LTE-Advanced
MBE	Épitaxie par jet moléculaire
MEB	Microscope électronique à balayage
MIM	Métal-Isolant-Métal
MMIC	Circuit intégré monolithique hyperfréquence
MOCVD	Croissance organométallique en phase vapeur
MoM	Méthode des moments
MPA	Amplificateur de puissance moyen
PA	Amplificateur de puissance
PECVD	Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma
pHEMT	Transistor pseudomorphique à haute mobilité électronique
QAM	Modulation en amplitude et en phase
RF	Radio-fréquence
RHEED	diffractomètre d'électrons rapides sous incidence rasante
RIE	Gravure ionique réactive
SOLT	Short-Open-Load-Thru
SSPA	Amplificateur de puissance à l'état solide
TLM	Transmission Line Modeling
UdeS	Université de Sherbrooke
VNA	Analyseur de réseau vectoriel
WLAN	Réseau local sans-fil

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Du fait de l'essor que connaissent les domaines d'applications de l'électronique analogique et numérique en ondes millimétriques depuis les années 1990, les technologies dédiées n'ont cessé de se développer et de progresser. Le secteur des communications sans-fil et celui de la radiométrie constituent deux segments d'investissement capitaux. En effet, l'essor des télécommunications via l'avènement notable de la technologie commerciale LTE-Advanced (4G) et des réseaux locaux sans fils (WLAN) implique intrinsèquement des croissances de débits d'information exponentielles et une efficacité énergétique accrue chaque année [1]. Cet état de fait découle de la multiplication des canaux de transmissions rendue possible par la montée en fréquence et d'une plus grande couverture de bande passante pour les éléments de la chaîne de transmission-réception. Le second secteur, celui de la radiométrie comprend la réalisation de radars de détection à destination des marchés automobile et militaire pour lesquels les fréquences de fonctionnement s'étalent jusqu'à la bande W (75-110 GHz) selon les applications qui leur sont destinées. On peut également citer le rôle des amplificateurs large bande pour des applications militaires particulières tels que la fabrication de brouilleurs et l'électronique embarquée dans les autodirecteurs de missiles.

La relation entre distance de propagation du signal et fréquence de fonctionnement est directement liée au spectre d'atténuation de l'atmosphère (c.f. figure 1.1) qui découle des fenêtres d'absorptions des molécules de dioxygènes et d'eau présentes dans l'air. Ainsi, certains outils de communications par satellites ou sol-air et les appareils radar longue portée tirent parti des pics de transmission à 35 GHz et 94 GHz tandis que les réseaux locaux sans-fil à vocation sécurisée et les radars courte portée privilégient les fréquences fortement atténuées telles que 22 GHz et 60 GHz.

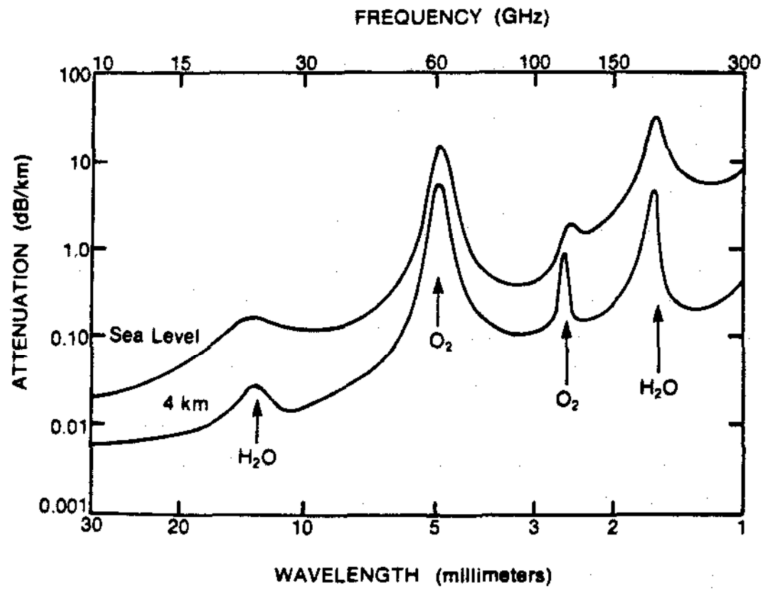


Figure 1.1: Spectre d'atténuation de l'atmosphère de 10 GHz à 300 GHz [2].

Un travail majeur est ainsi poursuivi dans le but d'améliorer les performances de la fonction d'amplification de puissance hyperfréquence au sein de la chaîne d'émission. On distingue alors deux formes technologiques majeures : les amplificateurs à tube et les amplificateurs à l'état solide. Les premiers sont aujourd'hui largement utilisés pour les communications satellites, radars et stations de base dans la gamme centimétrique et millimétrique avec les technologies d'amplificateur à onde progressive (ATOP) et de klystron. Ces derniers présentent l'avantage d'un degré de maturité et de fiabilité éprouvée avec une phase de recherche qui a débuté dans les années 1940 et pour des débuts de commercialisation dans les années 1950. Les amplificateurs à l'état solide (SSPA) représentent cependant une alternative très intéressante du fait de leur moindre encombrement, d'une bande de fréquence plus étendue, d'une baisse subséquente des coûts de production et des tensions de polarisations requises plus faibles. Les SSPA doivent cependant observer un lourd compromis entre linéarité et efficacité énergétique, bien que certaines topologies de circuits telle que Doherty (DPA) parviennent à pallier ce point au prix d'une complexité de design accrue [3]. Ainsi, si les ATOP dominent actuellement toujours sur les critères de linéarité et d'efficacité énergétique au-delà de la bande C, ils se trouvent concurrencés à l'heure actuelle par la technologie GaN pour ce qui est des bandes L, S et C [4]. Par ailleurs, les deux technologies peuvent être employées conjointement, couramment avec une partie pré-amplificatrice ou

amplificateur de puissance moyen (MPA) de type SSPA et l'utilisation d'un ATOP pour l'amplification finale [5].

Pour l'amplification hyperfréquence par SSPA, on note l'existence d'autres technologies parallèlement au HEMT GaN : les technologies silicium transistors métal-oxyde-semiconducteur diffusé (LDMOS) et transistor bipolaire à hétérojonction (HBT) basée également sur InP ou SiGe, ainsi que la technologie transistor pseudomorphique à haute mobilité électronique (pHEMT) basée sur l'Arséniure de Gallium (GaAs). Bien que ces technologies bénéficient d'une plus grande maturité du fait de leur antériorité au HEMT GaN, un large panel de travaux de recherche indique la supériorité du GaN dans de nombreuses applications. Cependant, juger de la viabilité commerciale du GaN n'est pas chose aisée tant un nombre important de paramètres (autres que les propriétés intrinsèques des matériaux associés) doivent être pris en compte, tels que la reproductibilité, la fiabilité et le coût des épitaxies. On note également que les HEMTs basés sur GaN n'ont pas démontré, ni ne sont pressentis pour présenter des fréquences de fonctionnement pour l'amplification dans la gamme térahertz, laissant la technologie HEMT basée sur GaAs maître de ce domaine du fait du paramètre de mobilité électronique associé bien plus élevé [6]. Toutefois, la technologie HEMT GaN reste actuellement largement indiquée pour la réalisation de SSPA jusqu'en bande W [7] et la maîtrise de cette technologie en termes de fabrication, de modélisation et de conception constitue un enjeu majeur dans l'avenir de l'électronique analogique et numérique.

1.1 Définition du projet de recherche

Ce travail de doctorat cible les étapes de modélisation de HEMTs sur GaN ainsi que de composants passifs intégrés pour la conception et la fabrication d'un circuit intégré monolithique hyperfréquence (MMIC) réalisant une fonction d'amplification de puissance hyperfréquence. Les dispositifs à l'étude seront fabriqués au sein du laboratoire de Nanofabrication et de Nanocaractérisation (LN2) et de l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologies (IEMN). Les composants passifs sont listés comme suit : les composants localisés tels que inductances, capacités et résistances série et ceux distribués tels que la ligne de transmission et ses variantes (stubs CC/CO, tapers et coudes)

ainsi que les jonctions tés et croix. Ce travail inclut également la conception et la fabrication de ces éléments passifs.

1.2 Objectifs du projet de recherche

Les objectifs et les livrables de ce projet sont aisément discernables. Des modèles doivent être fournis pour tous les dispositifs investigués. On distingue alors deux familles de modèles : analytiques sous forme de schéma équivalent et tabulaire. La première représentation sera utilisée pour le HEMT et les composants passifs inductances, capacités, résistance et lignes de transmissions. S'agissant de dispositifs 3-ports et 4-ports, les jonctions tés et croix utiliseront une modélisation tabulaire dont les résultats seront issus de simulations électromagnétiques (EM). Les modèles destinés aux éléments passifs seront linéaires, et donc issus d'une caractérisation petit-signal ; à l'inverse, le modèle du HEMT sera fondamentalement non-linéaire et nécessitera donc des techniques de caractérisation plus complexes et variées. Tous ces modèles ont pour objectifs d'intégrer une dépendance selon les paramètres géométriques ajustables des composants (lois d'échelles). Une version de bibliothèque de conception (design kit) sera alors développée sur le logiciel commercial Advanced Design System (ADS) regroupant les modèles extraits et permettant une génération automatisée de layouts (auto-layout). Les objectifs peuvent alors être énumérés comme suit :

- 1.a) Conception d'un jeu de masques pour la réalisation d'éléments passifs
- 1.b) Fabrication d'éléments passifs depuis le jeu de masques.
- 1.c) Caractérisation des éléments passifs et modélisation.
- 2.a) Mise au point des étapes de caractérisation du HEMT.
- 2.b) Caractérisation et modélisation finale de HEMTs issus d'une même technologie.
- 2.c) Caractérisation des HEMTs en régime hyperfréquence de puissance (grand-signal) et confrontation avec le modèle.
- 3) Développement du design kit

Le tableau 1.1 présente alors la chronologie de la réalisation de ces objectifs durant les 3 années allouées au projet de recherche.

Objectif	Année								
	1			2			3		
	Trimestre								
	A	H	E	A	H	E	A	H	E
1	1.a		1.b	1.c					
2	2.a				2.b		2.c		
3							3		

Tableau 1.1 : Chronologie des objectifs réalisés.

1.3 Contributions originales

Outre un objectif de formation sur les techniques de caractérisation, d'analyse et de modélisations électrique et thermique, ce travail a permis la mise au point d'une procédure de mesure et d'extraction pour la livraison d'un modèle innovant [8] appliqué à des composants HEMT GaN fabriqués au sein de l'IEMN présentant des performances remarquables en comparaison avec l'état de l'art [9]. Par ailleurs, ce travail a inclus l'expérimentation d'une méthode peu commune pour l'extraction de la caractéristique thermique statique et fréquentielle d'un HEMT GaN, et, pour la première fois à notre connaissance, une analyse comparative cohérente avec d'autres méthodes de caractérisation thermique usuelles dans le cas des HEMT GaN a été conduite. Enfin, une analyse des pertes en transmission d'une ligne coplanaire sur une hétérojonction isolée par implantation a permis de mettre en exergue une conduction parasite aux interfaces dépendantes de la polarisation et de la température [10].

1.4 Plan du document

La présentation du développement de ce projet de recherche sera faite au travers de quatre chapitres.

Dans le chapitre 2, le fonctionnement d'un HEMT GaN sera expliqué en détaillant la structure épitaxiale requise et les phénomènes physiques conduisant à la formation du gaz d'électron

bidimensionnel (2DEG). Les variations du procédé de fabrication et les intérêts et enjeux associés seront alors analysés et discutés. Ceci concerne le choix du substrat, des couches épitaxiales et particulièrement de l'hétérojonction, la topologie du transistor (région active et de la jonction Schottky) et les traitements de surface. Cette partie s'achèvera sur un relevé des performances record reportées dans la littérature en termes de fréquence maximale de fonctionnement et d'amplification de puissance.

Le chapitre 3 présentera les résultats expérimentaux et le travail de modélisation associés à une étude de composants passifs intégrés. Des dispositifs de type inductances, capacités et média de transmissions ont été fabriqués et caractérisés jusqu'en bande W. Un travail de modélisation des caractéristiques électriques par schéma équivalent à caractère physique et avec prise en compte des lois d'échelle a été effectué pour l'ensemble de ces éléments. Similairement, des simulations électromagnétiques (EM) utilisant soit la méthode des moments (MoM) avec l'outil Momentum soit une modélisation par éléments finis (FEM) via le logiciel HFSS, ont permis de corroborer les résultats expérimentaux. Cette partie se conclut sur les perspectives d'améliorations de ces dispositifs en termes de fréquence de fonctionnement en vue de la réalisation de SSPA fonctionnant en bande W, cette analyse de perspectives se basant sur une extrapolation des modèles analytiques et s'appuyant sur des simulations EM.

Le chapitre 4 traite des procédures de caractérisation et de modélisation de transistors HEMTs selon une approche en schéma équivalent à caractère physique tenant compte des effets de non-linéarités, de la dispersion fréquentielle et d'une loi d'échelle. Les effets de non-linéarités et de dispersions fréquentielles associées à la température ont été investigués depuis une détermination du paramètre de température en fonctionnement par caméra infrarouge (IR) conduisant à une modélisation non-linéaire et fréquentielle d'une loi thermique pour le transistor. Les dépendances en polarisation et température des régions d'accès au 2DEG ainsi que la caractéristique électrique du 2DEG pour la région sous la grille (caractéristique intrinsèque) ont été exposées, analysées et modélisées. Le modèle final développé permet ainsi la reproduction précise des caractéristiques électriques hyperfréquences petit-signal centrée sur une bande de fréquence 250 MHz \rightarrow 67 GHz et garantie jusqu'en bande W, ceci pour une

gamme de polarisation considérant un fonctionnement en amplificateur de puissance en classe A, AB ou AB profonde.

Le chapitre 5 se rapporte à la confrontation des résultats de mesures et de modélisation pour le HEMT. Un travail d'analyse quantifiant les désaccords liés à chaque étape de modélisation permet alors d'analyser et de discuter des imperfections liées aux méthodes de caractérisation et au choix de la représentation en schéma équivalent choisie. Cette partie finira sur un exposé des résultats obtenus en régime hyperfréquence grand-signal à 40 GHz et 94 GHz depuis un banc de mesure avec modulation de la charge présentée en sortie (système load-pull) et leur comparaison avec des résultats provenant du modèle.

Une conclusion finale consiste en une discussion de l'ensemble des résultats apportés par ce travail de thèse et des perspectives ainsi ouvertes pour la réalisation de MMIC utilisant la technologie HEMT GaN.

Les annexes présentes en fin de document sont au nombre de trois. La première présente les formalismes des paramètres de mesure utilisés dans ce travail pour la caractérisation en régime linéaire des dispositifs à l'étude. La seconde annexe explicite les paramètres utilisés pour l'évaluation des performances associées à un transistor pour l'amplification de puissance. Enfin, une troisième annexe décrit une méthode d'extraction du comportement thermique d'un transistor à effet de champ et applicable pour un HEMT GaN.

CHAPITRE 2 LA TECHNOLOGIE HEMT GaN

2.1 Histoire et généralités

L'histoire des HEMTs sur GaN débute en 1991 avec des études basiques portées sur l'hétérojonction AlGaIn/GaN [11] indiquant une potentielle utilisation pour la réalisation d'amplificateur de puissance hyperfréquence. Les premiers MMICs avec technologie HEMT GaN sont dévoilés en 2000 [12][13], ils utilisent alors une technologie coplanaire sur substrat saphir. D'autres démonstrations se succèdent alors, cette fois sur substrat carbure de silicium (SiC) afin d'améliorer la dissipation thermique et l'accord en paramètre de maille et également sur substrat silicium dans le but final d'une réduction de prix de fabrication (c.f. partie 2.5.1).

2.2 Propriétés des composés binaires GaN, AlN et InN

Cette partie introduit les propriétés cristallographiques des composés binaires nitrurés usuels pour la réalisation de HEMT GaNs : les composés GaN, AlN et InN. Les rôles de leurs caractéristiques sur les propriétés de transport seront explicités et comparés.

2.2.1 Structures cristallines

Les composés binaires à base de nitrure se déclinent selon deux structures cristallographiques pouvant être obtenues par épitaxie : Zinc-blende (en phase cubique) et Wurtzite (en phase hexagonale). La première a pour inconvénient d'être métastable thermodynamiquement et de ne pouvoir uniquement être crue sur des réseaux cristallins cubiques tels le Si(001), le SiC(100) et le GaAs(001). En conséquence les dispositifs basés sur cette structure présentent des tensions de claquage significativement moindre que dans le cas d'une utilisation de la structure Wurtzite. Aussi, cette dernière est largement préférée pour sa plus grande stabilité et sa plus grande simplicité de croissance en plus de propriétés physiques remarquables telles que l'apparition de champs de polarisation spontanée et piézoélectrique permettant in fine d'obtenir, sans profil de dopage, de relativement grandes concentrations de

porteurs. Une représentation graphique de ces deux structures est faite en figure 2.1. On note également l'existence de la structure sel-gemme, laquelle ne peut être obtenue directement par épitaxie et requiert des conditions de fortes pressions (52 GPa dans le cas du GaN) [14]. Les paramètres de maille de la structure Wurtzite à température ambiante sont résumés dans le tableau 2.1.

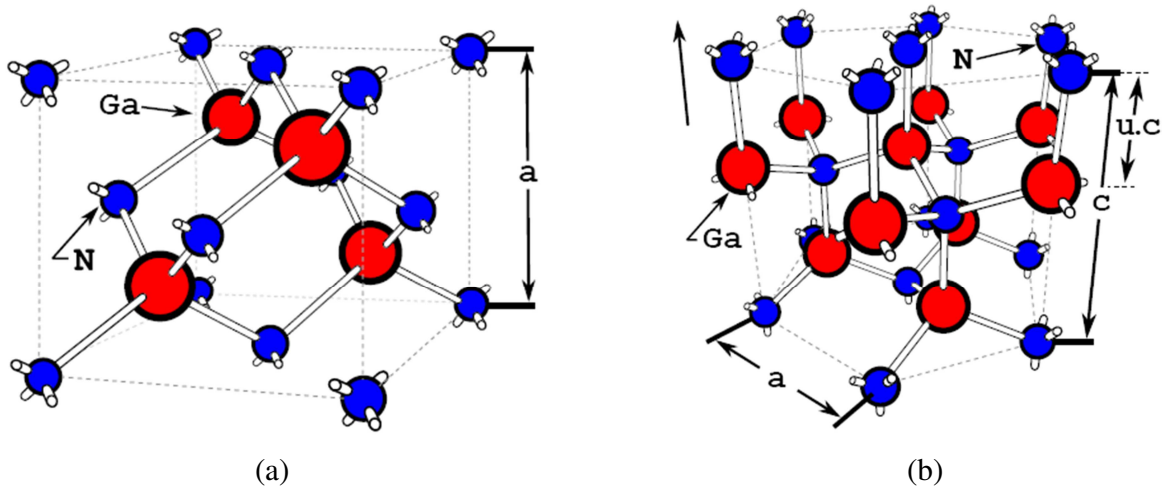


Figure 2.1 : Représentation de type « Balls and sticks » pour une maille GaN en structure (a) Zinc-blende et (b) Wurtzite.

Semi-conducteur	GaN	AlN	InN
a (Å)	3.199	3.110	3.585
c (Å)	5.224	5.079	5.854
u	0.375	0.375	0.375

Tableau 2.1 : Paramètres de mailles des binaires à l'étude en phase Wurtzite

2.2.2 Structures de bande

Une représentation de la première zone de Brillouin pour une structure hexagonale est donnée figure 2.2. Les diagrammes de bande associés dans le cas du GaN et de l'AlN sont déterminés par une méthode empirique nommée « méthode du pseudo-potentiel » [15] et à partir de calculs basés sur les paramètres hybrides pour l'InN [16]. Depuis les diagrammes de bandes (donnés figure 2.2), les paramètres suivants sont alors extraits : la largeur de la bande interdite (ou gap) E_g obtenue en soustrayant le minimum de la bande de conduction du maximum de la bande de valence (les valeurs relevées sont présentées dans le tableau 2.2), le paramètre d'énergie inter-vallées $\Delta\Gamma_L$ correspondant à la différence entre le premier et le second

minimum local de la bande de conduction et finalement la masse effective en vallée Γ notée m^* et déterminée au travers de la dérivée seconde au premier minimum local. Les valeurs relevées sont explicitées dans le tableau 2.2 en notant $m_0 = 9.11 \times 10^{-31}$ kg la masse de l'électron.

Composé	GaN	AlN	InN
E_g (eV)	3.39	6.2	0.78
$\Delta\Gamma_L$ (eV)	1.9	0.7	1.8
$m^*(m_0)$	0.20	0.48	0.04

Tableau 2.2 : Propriétés des composés binaires à l'étude

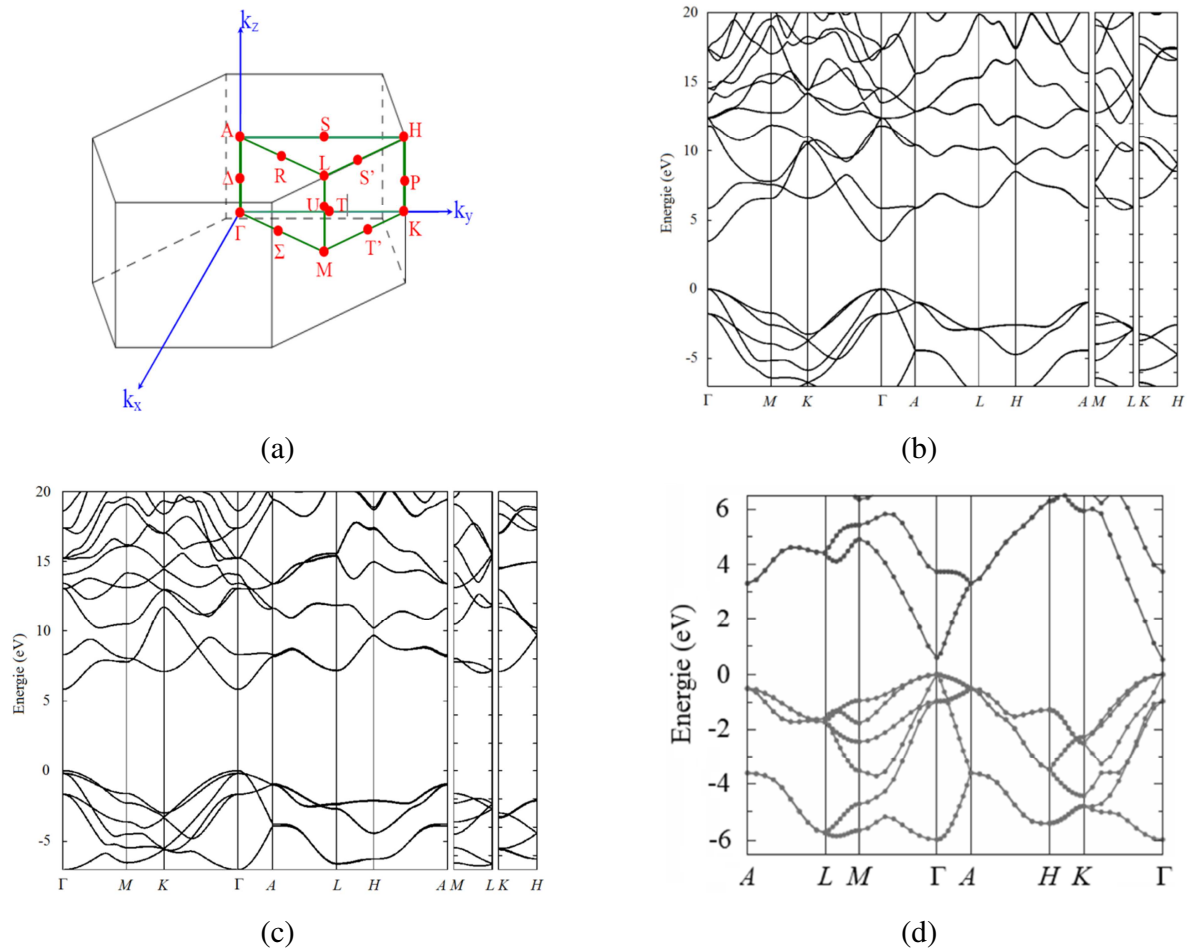


Figure 2.2 : (a) représentation de la première zone de Brillouin pour une structure hexagonale Wurtzite et diagrammes de bande pour (b) le GaN, (c) l'AlN et (d) l'InN.

2.2.3 Propriétés de transport dans le GaN volumique

Pour un état d'équilibre thermodynamique les électrons d'un cristal connaissent des déplacements aléatoires de résultante moyenne nulle. Lors de l'application d'un champ électrique \mathbf{E} , les électrons sont soumis à une force d'accélération selon la direction de \mathbf{E} les animant alors d'un mouvement moyen dans cette direction (mouvement brownien). Ils acquièrent alors une vitesse de dérive v_d exprimée selon (2.1) avec μ la mobilité des électrons.

$$v_d = \mu(\mathbf{E})\|\mathbf{E}\| \quad (2.1)$$

En lien avec la vitesse de dérive, des collisions entre les porteurs et les mailles du cristal (électrons/phonons) et entre porteurs (électrons/électrons) ont lieu et contrecarrent la force d'accélération du champ électrique. Pour des valeurs de champ inférieur à une valeur critique (de l'ordre de 150 kV/cm pour le GaN), la mobilité est indépendante du champ et la vitesse de dérive est alors proportionnelle au champ électrique appliqué (régime linéaire ou bas-champ). Au-delà, l'énergie cinétique acquise par les électrons leur permet de transiter vers d'autres vallées [17], augmentant leur masse effective et diminuant ainsi leur mobilité selon le modèle de Drude (2.2) avec τ_m le temps de libre parcours moyen des porteurs. En addition, l'apparition d'un phénomène d'émission de phonon optique contribue également à la réduction de μ [18].

$$\mu = q \frac{\tau_m(w)}{m^*} \quad (2.2)$$

Ceci constitue le régime fort champ, la vitesse de saturation v_{SAT} représente alors la valeur maximale notée pour v_d . Les valeurs v_{SAT} et μ indiquées communément dans la littérature sont présentées en tableau 2.3 [19]. On note par ailleurs que dans le cas d'un 2DEG issu d'une hétérostructure AlGaIn/GaN, la valeur de mobilité des électrons peut atteindre des valeurs supérieures à $2000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [20].

Composé	GaN	AlN	InN
$\mu \text{ (cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	880	130	10000
$v_{SAT} \text{ (10}^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	1.75	1.5	1.4

Tableau 2.3 : Propriétés de mobilité et de vitesse de saturation des porteurs pour les composés binaires à l'étude.

2.2.4 Effets de polarisations spontanées

Pour une liaison Ga-N, Al-N ou In-N, la forte différence d'électronégativité entre les atomes d'azote et les atomes métalliques Ga, Al et In (respectivement 3.04, 1.81, 1.61 et 1.78 sur l'échelle de Pauling) implique une densité de charge électrique plus importante à proximité de l'atome N via la délocalisation des électrons de valence. Ceci entraîne l'apparition d'un moment dipolaire dans l'axe de la liaison. La demi-maille de la structure Wurtzite ainsi que les moments dipolaires associés sont représentés figure 2.3, les atomes d'azotes décrivent alors une pyramide régulière dont la base est un triangle isocèle de côté a_0 , de hauteur $c_0/2$ et dont l'atome métallique est équidistant des atomes de la base et situé à une hauteur $c_0/2 - u_0c_0$.

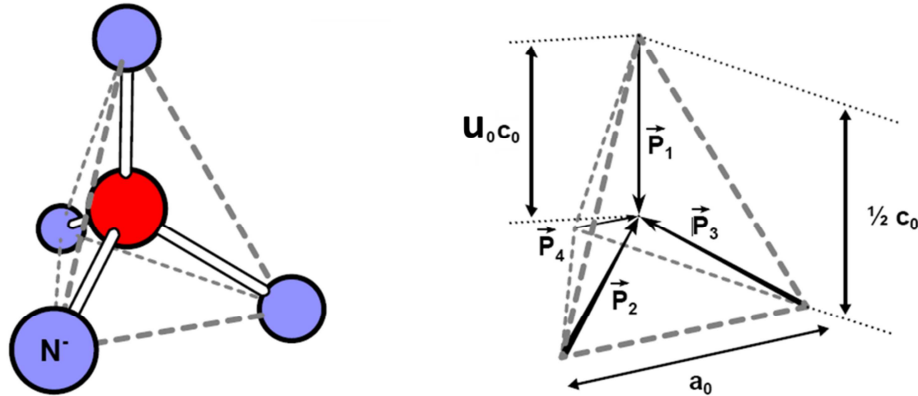


Figure 2.3 : Géométrie de la demi-maille pour les composés binaires étudiés en structure Wurtzite.

Le vecteur polarisation \mathbf{P}_{sp} correspondant à une polarisation spontanée s'exprime selon (2.3) en nommant Q_N la charge électrique équivalente localisée au centre des atomes d'azote.

$$\mathbf{P}_{sp} = \sum_{i=1}^4 P_i = -Q_N \left(4u_0 - \frac{3}{2} \right) c_0 \mathbf{z} \quad (2.3)$$

Une polarisation spontanée selon l'axe z et de valeur P_{sp} est donc effective si $u_0 \neq 3/8$, ce qui est effectivement le cas pour le GaN, AlN et InN d'après les valeurs reportées en tableau 2.1. Les valeurs de P_{sp} ainsi déterminées sont indiquées dans le tableau 2.4.

Composé	GaN	AlN	InN
P_{sp} (C.m ⁻²)	-0.034	-0.090	-0.042

Tableau 2.4 : Polarisation spontanées pour les composés binaires à l'étude

2.2.5 Effets de polarisations piézoélectriques

La structure Wurtzite présente une caractéristique de piézoélectricité liée à sa non-centrosymétrie. Ainsi, un effet de polarisation électrique apparaît conséquemment à une déformation mécanique de la maille, laquelle peut être induite par une contrainte mécanique à l'interface entre deux couches cristallines du fait d'un désaccord de mailles. L'application de contraintes mécaniques selon l'axe de croissance implique une déformation de la maille et une variation de la caractéristique de maille c impliquant une polarisation P_{pz} selon cet axe répondant à (2.4) où e_{xx} correspond au tenseur d'ordre 2 des coefficients piézoélectriques et C_{xx} au tenseur d'ordre 4 se rapportant aux coefficients élastiques du matériau. Les valeurs de C_{xx} et e_{xx} pertinentes pour le calcul de P_{pz} sont reportées en tableau 2.5 [21].

$$P_{pz} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} (e_{31} - e_{33} \times \frac{C_{13}}{C_{33}}) \quad (2.4)$$

Composé	GaN	AlN	InN
e_{31} (cm ⁻²)	-0.49	-0.58	-0.57
e_{33} (cm ⁻²)	0.73	1.55	0.97
C_{13} (GPa)	103	108	92
C_{33} (GPa)	405	373	224

Tableau 2.5 : Valeurs des tenseurs des coefficients piézoélectriques et élastiques pour les composés binaires présentés.

2.2.6 Cas des composés ternaires AlGa_xN, InAl_xN et InGa_xN

Les composés ternaires III-V permettant la réalisation de l'hétérostructure répondent aux compositions suivantes : Al_xGa_{1-x}N, In_xAl_{1-x}N et In_xGa_{1-x}N. Leur rôle dans la formation du 2DEG sera explicité dans la suite de ce manuscrit. Leur caractéristique de largeur de bande interdite peut être déduite de celle des binaires par une loi quadratique empirique telle que :

$$E_g^{A_xB_{1-x}N} = E_g^{AN} x + E_g^{BN} (1 - x) - b^{A_xB_{1-x}N} x(1 - x) \quad (2.5)$$

Où $A_xB_{1-x}N$ représente le composé ternaire à l'étude et b un paramètre empirique. Les paramètres de maille a et c sont déterminés par la loi de Vegard qui s'énonce comme suit :

$$a^{A_xB_{1-x}N} = a^{BN} - (a^{BN} - a^{AN})x \quad (2.6)$$

$$c^{A_xB_{1-x}N} = c^{BN} - (c^{BN} - c^{AN})x \quad (2.7)$$

La figure 2.4 indique les valeurs de largeur de bande interdite en fonction du paramètre de maille a pour les binaires et ternaires à l'étude. Il est alors constaté que, pour un taux d'indium x de 17%, l' $In_xAl_{1-x}N$ est en accord de maille avec le GaN. Cette particularité importante sera discutée dans la suite de ce travail.

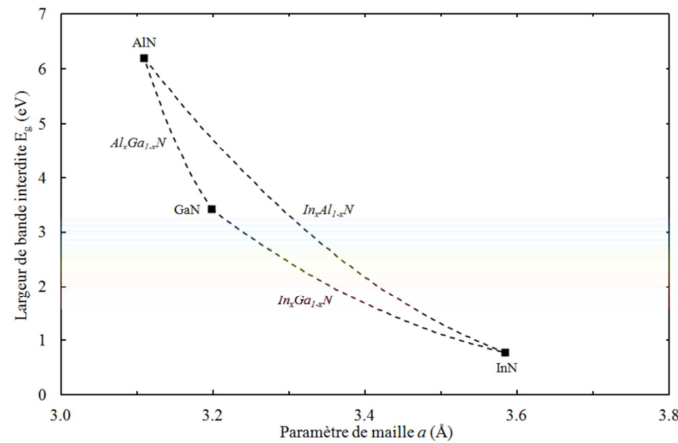


Figure 2.4 : Représentation des valeurs E_g pour les composés binaires et ternaires présentés en fonction de leur paramètre de maille a .

2.3 L'hétérostructure HEMT

Cette partie détaille les mécanismes physiques qui conduisent à la formation du gaz d'électron bidimensionnel en explicitant la méthode de résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson, lesquelles permettent d'aboutir à l'évaluation de la densité d'électrons dans le canal n_s . L'incidence de la structure et de ses paramètres sur celle-ci sera alors évaluée qualitativement. Une description du contact Shottky formé par la métallisation de grille sera ensuite faite, il s'agira alors d'expliquer le mécanisme de désertion localisée du

canal par application d'une tension de commande à la base de la fonction transistor recherchée. Finalement, une description des couches de la structure totale sera donnée en relation avec leurs incidences sur les propriétés finales de l'hétérojonction.

2.3.1 Formation du gaz d'électron bidimensionnel dans l'hétérostructure

L'hétérojonction consiste en une fine couche de matériau ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ou $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ (la barrière) crûe sur une couche épaisse de GaN (le buffer) face Ga. Du fait de son épaisseur, le buffer peut être considéré comme relaxé et ne présente donc pas de polarisation piézoélectrique. Dans le cas du ternaire $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$, le taux d'indium est alors choisi inférieur ou égal à 17%. La polarisation totale à l'interface barrière/buffer $P^{A_xB_{1-x}N/GaN}$ est orientée selon l'axe de croissance et s'exprime ainsi :

$$P^{A_xB_{1-x}N/GaN} = P_{sp}^{A_xB_{1-x}N} + P_{pz}^{A_xB_{1-x}N} - P_{sp}^{GaN} \quad (2.8)$$

La barrière est contrainte en tension systématiquement dans le cas de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et pour l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec une fraction d'indium inférieure à 17%, la polarisation piézoélectrique de la barrière $P_{pz}^{A_xB_{1-x}N}$ est donc orientée selon l'axe $[000\bar{1}]$. Dans le cas particulier d'une barrière $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$, non-contrainte, cette polarisation est nulle.

Le principe de formation du 2DEG repose alors sur cette polarisation à l'interface et le fait que l'énergie de bande interdite de la barrière est plus élevée que celle du buffer. Un puits d'énergie triangulaire est alors formé à l'interface avec un peuplement d'électrons issus des donneurs de surface [22] et des discontinuités des bandes de conduction ΔE_C et de valence ΔE_V apparaissent à l'interface dues à la différence de gap entre les deux matériaux. Les porteurs électroniques sont alors suffisamment concentrés à l'interface pour parler d'un gaz électronique à deux dimensions. Depuis une analyse électrostatique [22] la densité de porteurs n_s s'exprime alors selon (2.9) en notant t_{cr} l'épaisseur critique de barrière nécessaire à l'apparition du gaz 2DEG répondant à (2.10) avec E_D le potentiel de surface. Pour une épaisseur de barrière t_{bar} inférieure à t_{cr} , le niveau des états de surface se trouve au-dessus du niveau de Fermi et ne peuvent donc fournir de porteurs au 2DEG.

$$n_s = -\frac{P \frac{A_x B_{x-1} N}{GaN}}{q} \left(1 - \frac{t_{cr}}{t_{bar}}\right) \quad (2.9) \quad t_{cr} = \frac{(E_D - \Delta E_C) \epsilon_r^{A_x B_{x-1} N}}{q P \frac{A_x B_{x-1} N}{GaN}} \quad (2.10)$$

Afin d'évaluer plus précisément la valeur de n_s et ainsi de déterminer l'épaisseur du canal, il est nécessaire de considérer la quantification des états d'énergies à l'interface barrière/buffer. Ceci est évalué au travers de la fonction d'onde $\varphi_i(z)$ et de la probabilité d'occupation des niveaux d'énergie $f(\epsilon_i)$ d'après l'équation de Schrödinger. La densité de porteur selon z s'exprime alors selon (2.11). Un équilibre s'établit alors avec l'équation de Poisson (2.12) (avec $\delta_i(z)\sigma_i(z)$ représentant les densités de charges surfaciques) pour un certain nombre d'itérations en observant (2.13) et (2.14). Le profil de densité de porteurs volumiques est alors déterminé à l'interface barrière/buffer ainsi que les bandes de conduction et de valence. La figure 2.5 indique des résultats obtenus pour ce type de simulation pour des hétérojonctions $Al_{0.29}Ga_{0.71}N/GaN$ et $In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$ de 10 nm d'épaisseur. Ces hétérojonctions sont caractéristiques de celles à l'étude dans ce travail.

$$n(z) = \sum_i \frac{m^* k_B T}{\hbar^2} \ln \left(1 + \exp\left(-\frac{\epsilon_i - \eta}{k_B T}\right)\right) \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\rho(z) + \sum \delta_i(z)\sigma_i(z)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (2.12)$$

$$E_C = E_C^{GaN} + \Delta E_C - qV(z) \quad (2.13) \quad E_V(z) = E_C(z) - E_G(z) \quad (2.14)$$

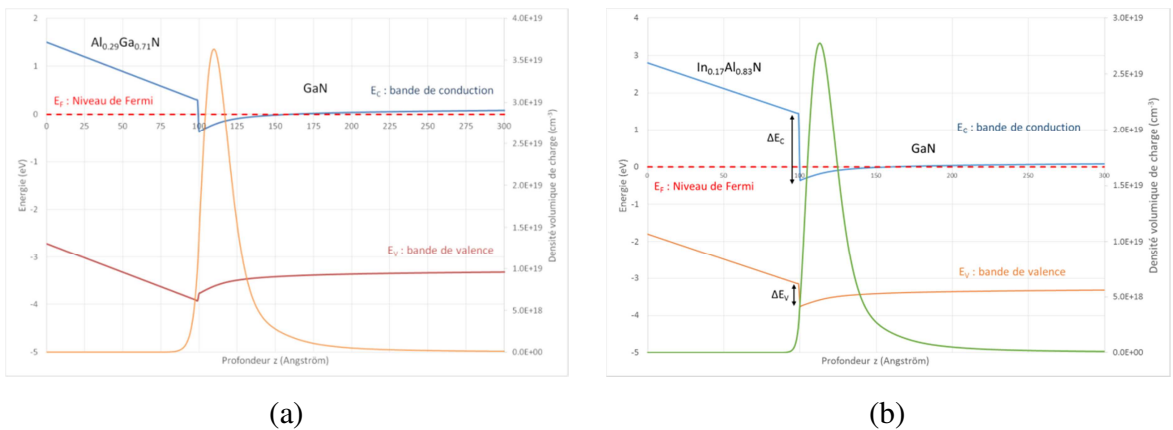


Figure 2.5 : Résultats de simulation pour le diagramme de bande et la densité volumique de charge pour une hétérostructure avec 10 nm d'épaisseur de barrière de type (a) $Al_{0.29}Ga_{0.71}N/GaN$ et (b) $In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$.

2.3.2 Obtention de l'effet transistor

L'effet transistor, qui consiste en un effet de modulation d'un courant de sortie par une variation d'une tension de commande, est obtenu par la création de contacts Schottky (grille) et de contacts ohmiques (drain et source). La figure 2.6 indique la représentation schématique de ces contacts pour un transistor en configuration coplanaire avec un nombre de doigts de grille $N = 2$. La géométrie du transistor est caractérisée par la longueur de grille L_g , la largeur totale de grille W , les distances drain-source L_{DS} et grille-source L_{GS} . Au niveau des régions des contacts ohmiques, un effet de conduction électrique entre les métaux déposés et le 2DEG est obtenu conjointement par effets thermoïonique, thermoïonique assisté par effet de champ et effet tunnel.

Au niveau de la région sous la grille, le travail de sortie associé à la métallisation de grille Φ_m s'avère supérieur à la valeur de potentiel de surface Ψ_S initial. Ceci occasionne un alignement des niveaux de Fermi et a pour conséquence de réduire légèrement la densité de porteurs du canal localisés sous la grille via un phénomène de diffusion. Le terme n_s représente alors cette densité de porteurs.

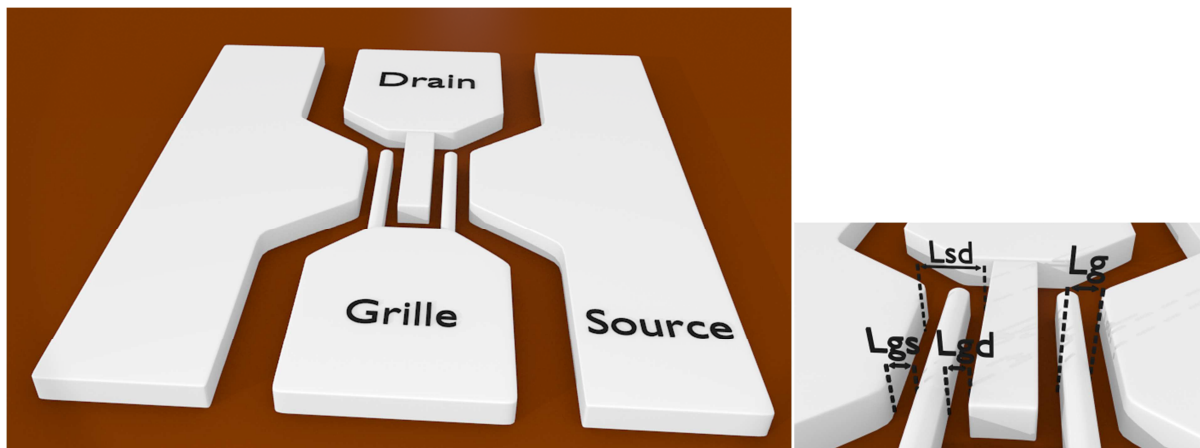


Figure 2.6 : Représentation schématique d'un transistor en configuration source commune coplanaire

Aussi, l'application d'une tension entre source et drain V_{DS} (à potentiel de grille flottant) se traduit par un courant I_{DS} . En notant R_D et R_S les résistances des contacts ohmiques au niveau du drain et de la source respectivement, ce courant s'exprime selon (2.15) pour de faibles

tensions (région linéaire) et selon (2.16) pour des tensions permettant la saturation de la vitesse de dérive (région de saturation). Dans ce cas, le dispositif est de type « normally-on » (passant à l'état ouvert).

$$I_{DS} \approx V_{DS} \frac{q \cdot \mu \cdot n_S \cdot W}{1 + q \cdot \mu \cdot n_S \cdot W (R_D + R_S)} \quad \text{Région linéaire} \quad (2.15) \quad I_{DS} = q \cdot v_{SAT} \cdot n_S \cdot W \quad \text{Région de saturation} \quad (2.16)$$

L'application d'une tension entre grille et source V_{GS} induit une composante de champ électrique transversale dans la région sous la grille. Le potentiel de surface de cette région correspond alors à $\Psi_S - qV_{GS}$. Pour une tension V_{GS} négative, la bande de conduction est donc rehaussée causant une réduction locale de n_S et donc de I_{DS} . Pour des tensions suffisamment négatives ($V_{GS} \leq V_p$), les niveaux initialement peuplés passent totalement au-dessus du niveau de Fermi causant une désertion locale complète du 2DEG et donc une annulation de n_S . L'effet transistor est alors quantifié par la transconductance extrinsèque du dispositif :

$$g_{m,ext} = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \quad (2.17)$$

2.3.3 L'Hétérostructure finale

L'hétérostructure complète se compose usuellement de couches additionnelles pour la réalisation de l'hétérojonction et pour l'amélioration des performances finales du transistor. La figure 2.7 représente une structure classiquement utilisée. Un substrat sert de support pour la croissance du buffer GaN et assure la tenue mécanique de l'échantillon. Cette couche joue un rôle primordial pour l'évacuation de la chaleur générée par le dispositif au niveau du canal GaN par mécanisme de conduction thermique. Selon le matériau utilisé (c.f. partie 2.5.1), un désaccord de maille avec le buffer GaN (dû à une différence de paramètre de maille et parfois de structure cristalline) exige de réaliser des couches de nucléations afin de limiter les densités de défauts au sein du buffer. Pour des dispositifs en technologie coplanaire, l'épaisseur du substrat est typiquement d'environ 200 μm à 500 μm . Une couche d'exclusion (ou espaceur) facultative peut être utilisée à l'interface barrière/buffer permettant d'améliorer les caractéristiques du 2DEG selon plusieurs facteurs. Il s'agit en effet d'une couche d'AlN

épaisse d'environ 1 nm permettant à la fois d'augmenter la discontinuité de bandes de conduction (largeur de bande interdite de l'AlN : 6.2 eV) et de limiter la rugosité d'interface. La forte valeur de bande interdite de l'AlN conduit à un meilleur confinement des porteurs dans le 2DEG et l'offset de bande de conduction ainsi engendré implique une valeur de n_s plus élevée. La diminution de rugosité réduit les interactions coulombiennes entre les porteurs et la barrière et augmente ainsi la mobilité électronique. Une couche de cap peut être déposée sur la barrière afin d'assurer une stabilisation des états de surface et de prévenir une oxydation de l'aluminium présent dans la barrière. La présence de ce cap entraîne cependant une hausse de la bande de conduction au niveau de la barrière et du canal, diminuant ainsi la densité de porteurs en fonction de l'épaisseur de cap. Un compromis est ainsi à observer pour l'épaisseur de ce cap, lequel varie communément entre 0.5 nm et 4 nm. Le matériau employé peut être du GaN ou du SiN déposé à la fin de la croissance de la barrière dans le bâti d'épitaxie [23], on parle dans ce cas de passivation in-situ. Enfin, l'isolation des contacts, c'est-à-dire la suppression du 2DEG pour certaines régions, est réalisée soit par gravure de la barrière (mésa) soit par implantation ionique.

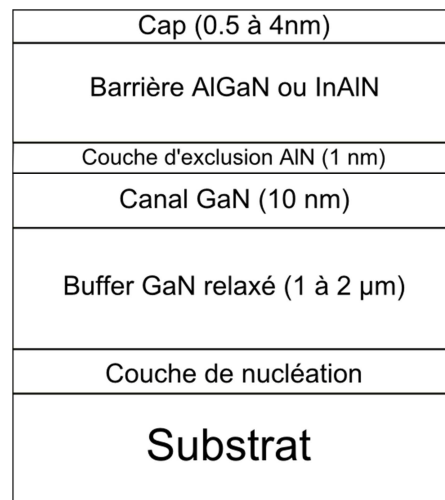


Figure 2.7 : Représentation schématique de l'hétérostructure typique avec canal 2DEG.

2.4 Effets limitatifs des performances

2.4.1 L'effet thermique

La puissance électrique consommée par le transistor et convertie en chaleur par effet Joule P correspond à la puissance électrique apportée par la polarisation statique à laquelle s'ajoute la puissance des signaux hyperfréquence et des harmoniques absorbés en entrée avec déduction de la puissance des signaux hyperfréquence et des harmoniques absorbés par la charge présentée en sortie, soit dans le domaine temporel :

$$P(t) = V_{GS}(t) \cdot I_{GS}(t) + V_{DS}(t) \cdot I_{DS}(t) \quad (2.17)$$

Cette puissance dissipée cause un auto-échauffement significatif du dispositif. La génération du flux de chaleur est alors maximale en sortie de grille côté drain, zone où le champ électrique est maximal. La conséquence majeure de ce phénomène est l'augmentation du taux de collisions électrons/phonons dû à l'augmentation des vibrations du réseau cristallin, le temps de libre parcours moyen se retrouve ainsi diminué causant une diminution sensible de la mobilité et de la vitesse de saturation des porteurs. En revanche, l'augmentation de la température est susceptible d'augmenter légèrement la densité de porteurs dans le canal du fait de l'activation de niveau profond au niveau de la barrière. Toutefois le produit $\mu \times n_s$ diminue bien avec la température et en conséquence le courant I_{DS} est également réduit [24]. Cet effet constitue la principale limitation des dispositifs issus de cette technologie [7], un grand effort de recherche est ainsi actuellement mené pour assurer une meilleure dissipation thermique de la structure notamment par l'utilisation d'une couche de diamant en face arrière [25][26].

2.4.2 L'ionisation par impact

Comme établi en partie (2.2.3), les électrons participant au mécanisme de conduction dans le 2DEG connaissent des collisions inélastiques avec le réseau cristallin. Pour des porteurs dont l'énergie acquise est suffisamment importante (typiquement de l'ordre de l'énergie de bande

interdite), la création d'une paire électron-trou résulte de la collision apportant ainsi deux charges supplémentaires, l'une positive et l'autre négative, qui contribueront alors au mécanisme de conduction initial. Pour des niveaux d'énergies encore plus élevés, les charges issues d'une collision sont susceptibles d'engendrer à leur tour de nouvelles charges par ce phénomène. Ce phénomène, appelé « effet d'avalanche », aura pour conséquence directe une augmentation considérable du courant de drain et de grille du fait de la collecte respective des électrons et des trous, causant la dégradation si ce n'est la destruction du composant de par un auto-échauffement trop important. Pour un fonctionnement proche du pincement, la plus faible concentration d'électrons dans le canal limitera l'occurrence de ce phénomène (bien que le pic de mobilité confère aux porteurs une énergie plus élevée au voisinage du pincement) [27]. Le problème se localise en sortie de grille côté drain, zone où le champ électrique connaît un pic d'intensité. Aussi, un procédé de fabrication de plaques de champ (field-plates), permettant d'optimiser la répartition du champ électrique, est reconnu pour significativement limiter l'apparition de l'effet d'avalanche et ainsi permettre l'utilisation du dispositif pour des tensions drain-source conséquemment plus élevées [28]. Cependant, un couplage parasite est susceptible d'être présent entre le 2DEG et la plaque de champ se manifestant par, au premier ordre, l'augmentation de la capacité grille-drain intrinsèque du transistor C_{GD} et en conséquence, la réduction des fréquences de fonctionnement [29].

2.4.3 Les effets de pièges

L'appellation d'effets de pièges pour les HEMT GaN regroupe les effets de captures des électrons du canal par des états situés dans la bande interdite et dont les niveaux d'énergie varient selon l'origine physique. Ces états de pièges sont ainsi susceptibles de provenir de défauts en surface ou dans la structure tels que des dislocations, impuretés, pertes de périodicité ou lacunes d'azote. L'accès des porteurs à ces niveaux d'énergie est rendu possible par les apports d'énergie liés à la polarisation et à la thermique ou par une possible exposition à la lumière. Les mécanismes de capture et de relâche des électrons sont associés à des constantes de temps impliquant l'existence d'un régime transitoire lors d'une utilisation sous polarisation pulsée. Ces constantes de temps sont de valeurs très disparates selon la nature du piège (de l'ordre de la nanoseconde à la seconde en fonction de la section efficace de capture)

; une variation d'un ou deux ordres de grandeur en plus est considérée pour le mécanisme de relâche par rapport à celui la capture. L'influence des effets de pièges peut être directement observée par des mesures du courant drain-source en régime pulsé utilisant des points de repos $\{V_{GSQ}, V_{DSQ}\}$ associés à une puissance dissipée nulle. Une distinction est alors faite entre l'effet gate-lag : différence de la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ pulsée avec $\{V_{GSQ} = 0 \text{ V}, V_{DSQ} = 0 \text{ V}\}$ et $\{V_{GSQ} = V_P, V_{DSQ} = 0 \text{ V}\}$ et l'effet drain-lag : différence de $I_{DS}(V_{DS})$ avec $\{V_{GSQ} = V_P, V_{DSQ} = 0 \text{ V}\}$ et $\{V_{GSQ} = V_P, V_{DSQ} \gg 0 \text{ V}\}$. Les effets de gate-lag sont notoirement attribués aux pièges localisés en surface entre la grille et le drain, tandis que le drain-lag a pour cause des états de pièges situés dans le buffer. En limitant la densité de porteurs dans le canal, les effets de pièges agissent directement sur la valeur de courant maximale du transistor et constituent ainsi un effet limitatif marqué pour les performances de la technologie HEMT GaN. La diminution des effets de pièges représente un enjeu important. Dans ce sens il a été démontré qu'un procédé de passivation (par dépôt SiN) ou l'ajout de plaques de champ [30] destiné à répartir le pic de champ électrique en sortie de grille permet de réduire significativement l'effet gate-lag.

2.4.4 Les effets de canaux courts

Les performances en termes de montée en fréquence pour un HEMT sont caractérisées par ses valeurs de fréquence de coupure du gain en courant F_T et de fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} (c.f. annexe B). La première peut s'approximer au premier ordre selon (2.18) connaissant la capacité grille-source intrinsèque du transistor C_{GS} et le gain intrinsèque maximal $g_{m,int}^{max}$. Selon l'expression de C_{GS} (2.19) et $g_{m,int}^{max}$ (2.20) à partir de la permittivité diélectrique de la barrière ϵ_{bar} et Δ_t correspondant à la délocalisation du 2DEG par rapport à l'interface canal/barrière, F_T peut finalement s'exprimer selon (2.21), ceci traduisant la nécessité de réduire la longueur de grille pour la montée en fréquence.

$$F_T = \frac{g_{m,int}^{max}}{2\pi C_{GS}} \quad (2.18)$$

$$C_{GS} = \frac{\varepsilon_{bar} \cdot W \cdot L_g}{t_{bar} + \Delta t} \quad (2.19) \quad \Rightarrow \quad F_T = \frac{v_{SAT}}{2\pi L_g} \quad (2.21)$$

$$g_{m,int}^{max} = \frac{\varepsilon_{bar} \cdot W \cdot v_{SAT}}{t_{bar} + \Delta t} \quad (2.20)$$

Néanmoins, la diminution de L_g diminue la zone du canal désertée lors du pincement, se traduisant par une augmentation de la conductance de sortie intrinsèque g_d . Ce phénomène d'accroissement de g_d appelé « effet de canaux courts » a pour conséquence la diminution de F_{MAX} d'après l'expression analytique de ce dernier selon (2.22).

$$F_{MAX} = \frac{F_T}{2\sqrt{g_d}} \frac{1}{\sqrt{(R_S + R_{GS} + R_G) + 2 \frac{C_{GD}}{C_{GS}} \left(\frac{C_{GD}}{C_{GS}} + g_m(R_S + R_{GS}) \right)}} \quad (2.22)$$

Ainsi, si la réduction de longueur de grille est fortement souhaitée dans un objectif de montée en fréquence, une valeur critique ne doit pas être dépassée sous peine d'affaiblir in fine les performances du dispositif. Le rapport d'aspect L_g/t_{bar} définit alors cette valeur critique, qui est environ 15 dans le cas d'une hétérostructure AlGaIn/GaN et 5 pour l'InAlN/GaN.

2.5 Substrats courants et techniques de croissance

Le substrat joue un rôle essentiel pour la fabrication d'un HEMT GaN en ce qui concerne la réalisation de l'hétérostructure et compte tenu des propriétés intrinsèques du matériau utilisé (qualité épitaxiale et propriétés électriques et thermiques). Cette partie détaille les substrats principalement employés ainsi que leurs potentialités respectives pour les applications hyperfréquence de puissance. Enfin, deux solutions technologiques très communément utilisées pour la croissance du GaN seront présentées et discutées.

2.5.1 Influence des substrats sur les performances

En conséquence des dégradations de performances significatives dues à l'effet thermique, la dissipation thermique constitue un critère primordial pour les performances finales du HEMT. En négligeant la dissipation par mécanisme de convection ou de rayonnement en surface [31], le phénomène de conduction thermique à travers les couches de buffer, nucléations et substrat prévaut largement pour la dissipation thermique du dispositif. Ainsi, il est primordial de considérer la valeur de conductivité thermique du substrat afin de juger de l'efficacité de dissipation thermique du dispositif final. De plus, la hausse de température implique une expansion de la maille cristalline, un coefficient d'expansion thermique proche de celui du GaN est un avantage afin de limiter une éventuelle hausse de la contrainte lors du fonctionnement. La résistivité ρ constitue un paramètre important pour un fonctionnement en régime hyperfréquence, une valeur supérieure à 5 k Ω .cm est indispensable afin de limiter les courants de conduction dans le substrat lesquels impliquent une perte de puissance du signal.

Le tableau 2.6 rend compte des propriétés des substrats usuels. De ces informations, le carbure de silicium apparaît comme le matériau le plus prometteur compte tenu de sa forte conductivité thermique et du coefficient d'expansion thermique proche de celui du GaN. D'autres part, il présente un désaccord de maille faible par rapport au GaN (même structure Wurtzite) avec l'avantage d'une très forte résistivité. Le substrat saphir souffre d'une conductivité thermique largement inférieure impliquant une forte limitation relative à l'auto-échauffement. De plus, ce fort désavantage se couple au fait que les coefficients d'expansion thermique sont sensiblement éloignés de ceux du GaN. Dans le cas d'une croissance sur GaN massif, on note une conductivité thermique intermédiaire entre le SiC et le saphir. En outre, cette solution présente l'avantage d'un accord de maille idéal et d'une expansion thermique identique ainsi que d'une résistivité théorique élevée. Enfin, l'utilisation d'un substrat silicium permet de disposer d'une conductivité thermique intermédiaire comparable au GaN, mais au détriment d'un fort désaccord de maille. Par ailleurs, la résistivité mesurée est de l'ordre de grandeur du kOhms ou inférieure, considérablement plus faible que celles observées sur les autres substrats.

Substrats	Structure cristalline	Paramètre de maille (Å)		Désaccord de maille avec GaN (%)	Conductivité thermique ($\text{W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	Coefficient d'expansion thermique (10^{-6}K^{-1})		Résistivité usuelle ($\Omega.\text{cm}$)
		a_0	c_0			$\Delta a/a_0$	$\Delta c/c_0$	
GaN	Wurtzite	3.19	5.19	0	1.7	5.6	3.2	$>10^9$
Al_2O_3	Hexagonale	4.76	12.99	14	0.5	6.2	7.1	$>10^{12}$
Si(111)	Cubique	5.43		17	1.5	2.6	2.6	$3-10 (\times 10^3)$
6H-SiC	Wurtzite	3.08	15.12	4	4.9	4.7	4.2	$>10^{11}$

Tableau 2.6 : Récapitulatif des propriétés des substrats usuels.

Néanmoins, outre les propriétés indiquées, il est essentiel de considérer les solutions techniques existantes en termes de faisabilité et de coûts de fabrication. Bien que constituant le candidat idéal, les substrats SiC souffrent d'un prix d'achat relativement élevé. De plus, leur procédé de croissance a été breveté par la société américaine CREE^{MD} et n'a été rendu libre d'exploitation que depuis quelques années. Le GaN massif ne peut être obtenu par des procédés de croissance courants (Czochralski, Bridgman et Stockbarger) et requiert des conditions particulières du fait notamment de la température de fusion du GaN (2500°C). Enfin, compte tenu de très faibles vitesses de croissance et de la non-disponibilité de plaques supérieures à 2', le coût d'achat est également très élevé. Les substrats silicium contrastent alors avec un prix d'achat largement inférieur et pour des plaques de large diamètre. Son utilisation laisse envisager des perspectives d'association de la technologie GaN HEMT avec d'autres technologies silicium, notamment pour l'électronique numérique avec le silicium (100). Enfin, les substrats saphir jouissent d'un prix concurrentiel au silicium tout en permettant également des diamètres de plaques importants. Leur inconvénient majeur réside dans la faible conductivité thermique du matériau, laissant suggérer un avantage concurrentiel pour le silicium.

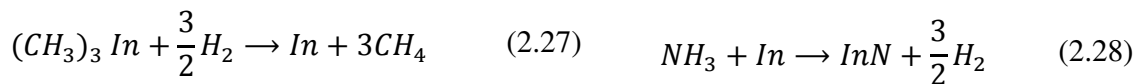
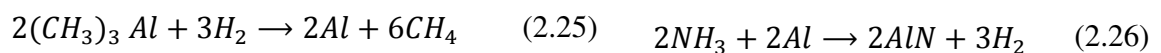
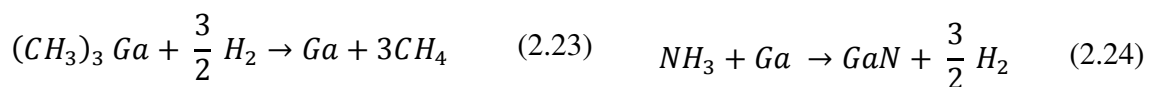
2.5.2 Techniques de croissance

Cette partie introduit les deux principales techniques pour la croissance des couches binaires (GaN, AlN et InN) et ternaires (AlGa_xN, InGa_xN et InAlN) : la croissance organométallique en

phase vapeur (MOCVD) et l'épitaxie par jets moléculaires (MBE). Leur principe de fonctionnement ainsi que leurs avantages et inconvénients seront explicités.

La croissance MOCVD

La MOCVD est une technique de croissance chimique largement utilisée en industrie pour la croissance de matériaux nitrurés III-N du fait de la possibilité de réaliser des couches minces et de la bonne qualité cristalline des couches déposées. La vitesse de dépôt est de l'ordre de quelques microns par heure et varie selon l'espèce déposée et les conditions de pression et de température. Historiquement, il s'agit également de la première méthode utilisée pour la fabrication d'un HEMT avec une épitaxie de bonne qualité [32]. La croissance est réalisée à basse pression (20 – 500 Torr) et haute température (900 - 1200°C), la figure 2.8 indique le schéma du bâti. Suivant le matériau à croître, les gaz précurseurs consistent en des composés organométalliques triméthylés tels que $(\text{CH}_3)_3\text{Ga}$, $(\text{CH}_3)_3\text{Al}$ et $(\text{CH}_3)_3\text{In}$. Un gaz dihydrogène (gaz vecteur) est utilisé pour véhiculer ces précurseurs ainsi qu'un gaz d'ammoniac NH_3 au sein de la chambre de dépôt. Dans cette dernière, une excitation par plasma RF permet une réaction de ces composés et la formation des espèces recherchées à la surface de l'échantillon selon (2.23-2.28). La présence finale d'impuretés carbone, oxygène ou hydrogène dans la couche épitaxiée est inéluctable, un travail d'optimisation des conditions de température et de pression doit alors être accompli afin de maximiser la diffusion des espèces réactives à la surface de l'échantillon ainsi que la désorption des espèces parasites.



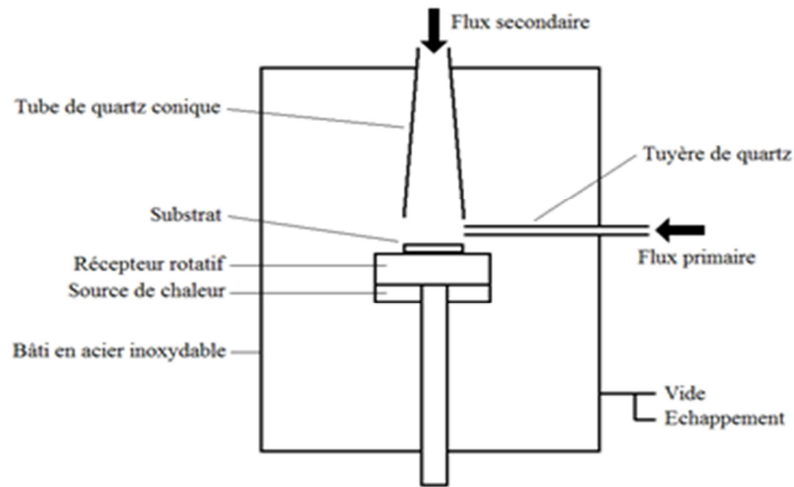


Figure 2.8 : Schéma d'un bâti de type MOCVD

La croissance MBE

A la différence de la croissance par MOCVD, la technique MBE requiert que le bâti soit dans une condition d'ultra-vide et à des températures inférieures (500 – 900°C). Elle permet une qualité cristalline élevée (taux de dislocation de l'ordre de 10^9 cm^{-2} [33]) mais au détriment d'une vitesse de croissance plus lente (moins d'un micron par heure). Cette technique est basée sur une déposition par évaporation des éléments Ga, Al et In à l'état solide telle que montrée figure 2.9. L'apport de l'azote peut être effectué selon deux techniques : un apport de radicaux N excités par plasma RF ou bien une injection de gaz ammoniac similairement à la croissance MOCVD. Le procédé est suffisamment lent pour affirmer qu'il s'agit d'une déposition par couche atomique et un diffractomètre d'électrons rapides sous incidence rasante (RHEED) permet de caractériser en temps réel la croissance opérée ainsi que la qualité cristalline obtenue. La valeur de la pression P à respecter est dictée par la condition de Knudsen selon (2.38) où λ représente la distance de libre parcours des atomes, σ est la distance pour laquelle une collision opère entre deux atomes et K_B correspond à la constante de Boltzmann. Il est alors déterminé qu'une pression inférieure à 10^{-8} Torr doit être maintenue [34].

$$\lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi} \sigma^2 P} \quad (2.38)$$

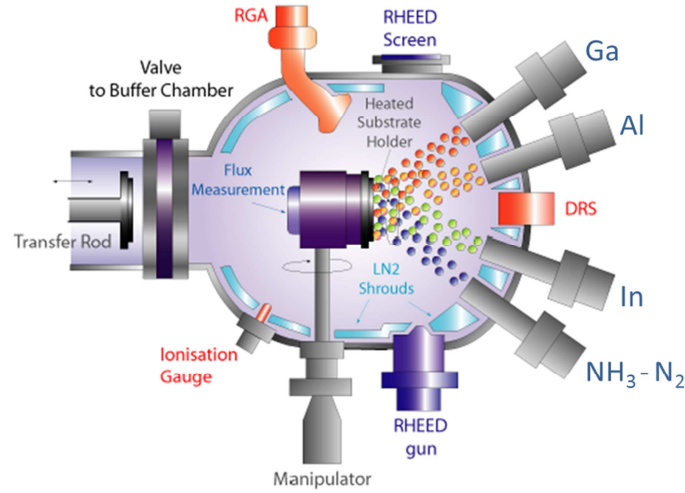


Figure 2.9: Schéma d'un bâti de type MBE avec dispositif RHEED

2.6 État de l'art

Cette partie expose les performances reportées dans la littérature pour des HEMTs GaN et des MMIC à base de GaN en matière d'amplification de puissance hyperfréquence. Les critères de performances utilisés sont décrits dans l'annexe B.

2.6.1 État de l'art des HEMTs GaN

Historiquement, le premier résultat de puissance hyperfréquence est reporté en 1996 pour un HEMT AlGaIn/GaN sur substrat saphir démontrant une puissance de sortie P_S de 1.1 W/mm à 2 GHz [35]. Depuis, les efforts de recherche ont permis d'atteindre de nouveaux records de par l'amélioration des techniques d'épitaxie qui ont ainsi permis de limiter les taux de dislocations dans le buffer et de diminuer l'épaisseur de barrière. Consécutivement aux avantages du substrat SiC énoncés en partie 2.5.1, les meilleures performances en termes de puissance de sortie en saturation P_{SAT} , puissance de sortie en compression à 1 dB P_S^{1dB} et de rendement en puissance ajoutée PAE sont obtenues pour des HEMTs fabriqués sur ce substrat.

Néanmoins, il apparaît pertinent de distinguer les résultats sur substrat Si du fait du marché potentiel destiné à ce dernier notamment en télécommunications.

Dans le cas d'un substrat SiC, [36] reportent une puissance P_S de 41.4 W/mm à 4 GHz associée à une PAE de 60% et un gain en puissance linéaire G_P^{lin} de 16 dB pour une tension V_{DS} de 135 V permise notamment par l'intégration de plaques de champ. L'intérêt de la technologie GaN HEMT pour les applications en bande Ka est démontré par [37] avec un HEMT de développement $W = 2 \times 75 \mu\text{m}$, une barrière AlGaIn/GaN crue par MOCVD et une longueur de grille sub-millimétrique $L_g = 160 \mu\text{m}$ atteignant une puissance P_S de 10.5 W/mm à 40 GHz associée à une PAE de 33% et un G_P^{lin} de 5 dB.

Pour des dispositifs expérimentaux sur silicium, [38] indiquent avoir obtenu une puissance P_S de 7 W/mm à 10 GHz associée à une PAE de 38%, avec un gain G_P de 9.1 dB et G_P^{lin} de 11.5 dB. Ceci pour une hétérojonction AlGaIn/GaN et un développement $W = 4 \times 50 \mu\text{m}$. A la même fréquence, [39] ont obtenu une puissance P_S légèrement inférieure à 6.1 W/mm avec une PAE record de 65% pour un G_P de 13.1 dB et un G_P^{lin} de 10.1 dB. En bande Ka, [40] indique la réalisation d'un HEMT AlGaIn/GaN sur substrat silicium (110) atteignant une puissance P_{SAT} de 3.3 W/mm à 40 GHz (pour $W = 2 \times 30 \mu\text{m}$ et $L_g = 60 \text{ nm}$) associée à un PAE de 20.1% et un gain G_P de 6.5 dB. Également à 40 GHz et dans le cas d'un substrat silicium (111) [9] reportent la fabrication d'un HEMT AlGaIn/GaN permettant une puissance P_{SAT} de 2.7 W/mm (pour $W = 2 \times 50 \mu\text{m}$ et $L_g = 75 \text{ nm}$) avec une PAE de 12.5% et un G_P de 3.8 dB. En bande W, [41] avec un HEMT ($W = 2 \times 50 \mu\text{m}$ et $L_g = 50 \text{ nm}$) sur substrat silicium (111) avec hétérojonction AlInN/GaN ont obtenu une puissance P_S de 1 W/mm associée à une PAE de 12% et un gain G_P de 4 dB à 94 GHz. La performance de puissance P_{SAT} à 1.35 W/mm est également reportée mais pour un gain G_P proche de 0 dB. La figure 2.10 indique les relevés de performances énoncées ainsi que d'autres résultats supplémentaires obtenus notamment par les industriels Nitronex (États-Unis), TriQuint (États-Unis), Cree (États-Unis) et III-V lab (France) en termes de P_{SAT} par rapport à la fréquence pour des HEMTs sur substrat Si et SiC.

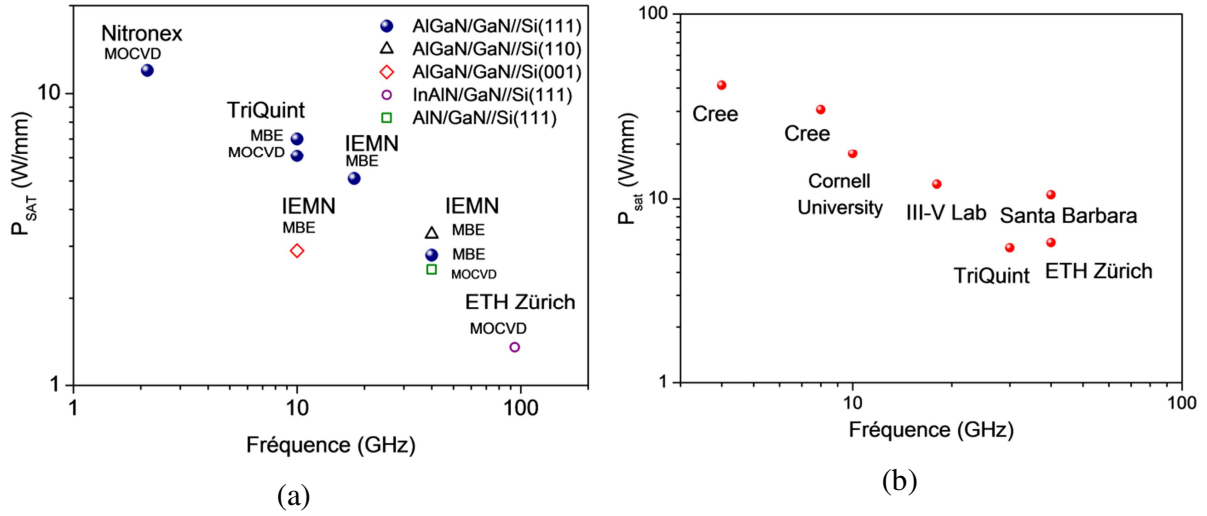


Figure 2.10 : Relevé des performances à l'état de l'art pour la puissance de sortie en saturation selon la fréquence pour (a) substrats Si et (b) substrats SiC.

2.6.2 État de l'art pour les amplificateurs à l'état solide

En ce qui concerne les amplificateurs Doherty (DPA), favorisés pour la technologie LTE-A, [42] indiquent la réalisation d'un amplificateur à 1.95 GHz avec une bande passante de 100 MHz délivrant une puissance P_S de 85 W associée à une efficacité de drain η_D moyenne de 40% avec un recul de puissance BOP de 8 dB. À 3.5 GHz [43] présentent un amplificateur de bande passante 100 MHz atteignant une puissance P_S de 10 W avec un BOP de 6 dB et un η_D minimal de 40.5%. En bande Ka, [44] indiquent la réalisation d'un MMIC à deux étages sur substrat SiC permettant d'atteindre une puissance de sortie d'environ 20 W à 30 GHz pour un G_P^{lin} de 10 dB. Enfin, en bande W, [45] reportent la réalisation d'un MMIC à trois étages (développement total $W = 1200 \mu\text{m}$) sur substrat SiC avec hétérojonction AlGaIn/GaN atteignant une puissance P_S de 2.14 W associée à une PAE de 19% W à 93.5 GHz et garantissant une puissance P_S supérieure à 1.5 W avec une PAE supérieure à 17.8% sur la gamme 92-96 GHz.

2.7 Conclusion

Le fort intérêt commercial des HEMTs à base de GaN a été pressenti de par les propriétés intrinsèques de ce matériau et de celles des hétérojonctions réalisables avec des alliages tertiaires (InAlN, AlGaN) ou encore quaternaires (InAlGaN). Les caractéristiques du 2DEG en termes de mobilité électronique et de densité de porteur telles que déterminées par simulation ont indiqué un fort potentiel pour les applications de puissance hyperfréquence. En phase de recherche expérimentale depuis les années 1990, les nombreux travaux de recherche menés ont rendu compte de la fabrication de démonstrateur HEMTs et de SSPA sur substrat Si et SiC pour lesquels les performances atteintes sont largement supérieures aux autres filières plus anciennes et déjà en place au niveau industriel (LDMOS et HBT sur silicium et HEMTs à base de GaAs). Alors que des premiers dispositifs utilisant des HEMTs à base de GaN sont déjà commercialisés, les performances atteintes sont encore bien en deçà des limites théoriquement possibles et atteintes dans des conditions expérimentales. La pleine maîtrise de cette technologie représente donc un enjeu capital compte tenu du marché potentiellement visé. Dans ce contexte, la capacité de réaliser des MMIC travaillant jusqu'en ondes millimétriques représente une compétence cruciale. Le développement de modèles aboutis et fonctionnels pour le transistor et les éléments passifs connexes constitue donc une priorité dans cet effort de recherche.

CHAPITRE 3 ÉTUDE DE DISPOSITIFS PASSIFS INTEGRES

Ce troisième chapitre traitera du travail effectué concernant la réalisation d'éléments passifs issus de la technologie de fabrication étudiée. Les étapes de conception, de fabrication et de modélisation seront détaillées. Les performances atteintes par les différentes variétés d'éléments ainsi que la plage de validité des modèles mis en place seront analysées et discutées.

Les composants passifs sont partie intégrante d'un MMIC, ils desservent des fonctions de diviseur de puissance, d'adaptation en impédance, de stabilisation et de polarisation du HEMT. Hors du cadre de ce travail, ils peuvent dans certains cas assurer des fonctions d'antennes (en émission ou réception) et de filtres. La fabrication d'éléments aux caractéristiques reproductibles et la connaissance de modèles équivalents sont donc primordiales pour mener à bien la réalisation d'un MMIC amplificateur de puissance. On définit la notion d'éléments localisés, pour lesquels la longueur géométrique de l'élément est considérée faible devant la longueur d'onde du signal λ , dans notre cas : capacités, inductances, résistances, jonctions et transistors. La notion d'éléments distribués intervient alors pour la ligne de transmission et ses variantes (stubs, tapers et coudes).

Les modélisations de ces éléments se déclinent selon deux formes : la première est une représentation sous forme de schémas électriques équivalents, la seconde est un résultat de simulation électromagnétique utilisant une description de la structure de couches et des métallisations. La bande de fréquence de modélisation est similaire à celle du HEMT, soit de 1 GHz à 110 GHz. Cependant, l'existence de composantes harmoniques liées à l'utilisation en régime grand signal sollicitera significativement ces modèles possiblement à des fréquences supérieures. Il est ainsi pertinent de juger de la cohérence de ces modélisations pour ces fréquences en l'absence de mesures.

Nous commencerons ce chapitre par le travail mené sur des lignes de transmission coplanaires pour lesquelles différentes méthodes de caractérisation seront explicitées et comparées. Un phénomène d'onde lente observé pour des lignes de géométries diverses sera analysé et fera l'objet d'une modélisation ad hoc. Dans une seconde partie, les résultats obtenus sur d'autres composants de type distribués seront présentés avec leurs modélisations associées. Une troisième partie sera consacrée à l'état des travaux réalisés pour des composants localisés de nature inductive ou capacitive en termes de résultats expérimentaux et de modélisations. Enfin, ce chapitre s'achèvera sur un bilan du travail effectué ainsi que les perspectives de conception futures.

3.1 Ligne de transmission

3.1.1 Généralités

Les lignes de transmissions présentes au sein des MMIC utilisent deux technologies majeures et bien renseignées dans la littérature pour la transmission d'un signal en hyperfréquence : la technologie coplanaire (CPW) et micro-ruban. Ces deux technologies, illustrées figure 3.1, possèdent chacune leurs avantages et leurs inconvénients.

De façon générale, les lignes coplanaires accusent moins de pertes par radiation et garantissent un meilleur confinement spatial du signal. Néanmoins, pour un MMIC, l'utilisation de deux plans de masse séparés nécessite de les reconnecter régulièrement afin d'équilibrer leurs potentiels électriques. Par ailleurs, ces connexions peuvent s'avérer problématiques pour la montée en fréquence car elles représentent des capacités parasites entre les masses et le conducteur central, ce problème sera discuté plus avant en partie 3.4. Pour leur part, les lignes micro-rubans présentent une résistivité électrique linéique plus faible grâce à la faible résistance du conducteur de masse. Toutefois, elles requièrent l'utilisation d'étapes technologiques critiques supplémentaires telles que l'amincissement du substrat, la réalisation de VIA HOLES par gravure profonde et une métallisation pleine plaque en face arrière. De plus, on observe une inductance parasite de retour à la masse plus grande attribuée à la propagation du signal dans le VIA HOLE.

Une autre technologie de ligne de transmission (représentée en figure 3.1) consiste à réaliser un plan métallique en face arrière d'une structure CPW, ceci permet alors de faciliter la dissipation thermique du circuit mais restreint les choix d'impédance caractéristique [46]. Également, la présence de ce plan métallique en regard avec le plan de masse coplanaire de large dimension implique la propagation potentielle d'un mode de plaque parallèle responsable d'une perte de puissance dans le circuit [47]. Il est cependant possible de limiter ce mode parasite par la réalisation de VIAs à des endroits multiples [48].

On note finalement que les configurations CPW et CPWG présentent une propagation du signal plus rapide (longueur d'onde du signal plus courte) par rapport au microstrip du fait qu'une partie significative du champ électrique circule dans l'air. Ceci constitue un avantage pour la réduction des longueurs des lignes d'adaptations (stubs) mais restreint la dimension de longueur maximale des éléments localisés tels que les inductances, capacités et résistances.

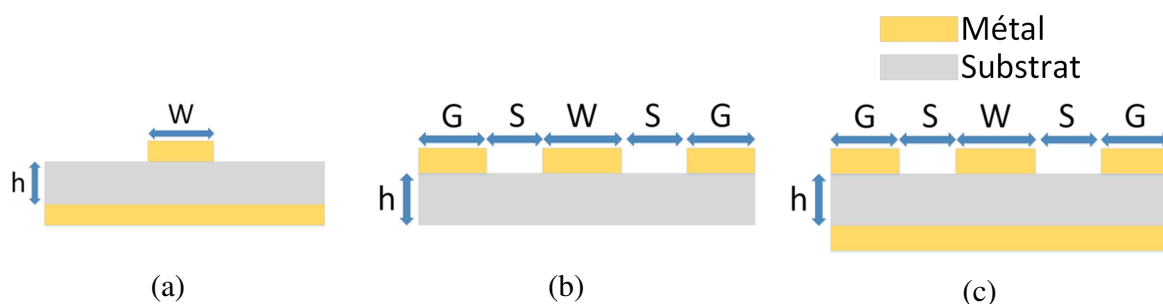


Figure 3.1 : Principales topologies pour la réalisation de lignes de transmission : (a) microstrip, (b) CPW et (c) CPWG.

Quelle que soit la technologie employée et d'après les équations des télégraphistes, une ligne de transmission est définie par une impédance caractéristique Z_C et une constante de propagation $\gamma = \alpha + j\beta$, où α correspond à l'atténuation de la ligne et β à la constante de phase. Cette dernière est couramment représentée de façon normalisée β/β_0 avec $\beta_0 = \omega/c$. Une autre représentation peut être donnée sous forme d'un schéma équivalent distribué général, sans perte et classique avec pertes (cf. figure 3.1), conduisant chacune à une modélisation de Z_C et γ . Les paramètres représentés sont les suivants : l'impédance linéique Z , l'admittance signal-masse Y , l'inductance linéique L , la capacité signal-masses C , la résistance linéique R et la réactance parasite signal-masse G . Une ligne à perte se traduit par $\alpha > 0$ soit une partie réelle non-nulle pour Z et/ou Y . Dans la représentation classique avec pertes, R

correspond à une résistivité linéique dans le conducteur central et les masses tandis que G représente les pertes par conductivité dans le substrat par courant de conduction ou pertes diélectriques. Pour une structure multi-couches telle que les hétéroépitaxies étudiées dans ce travail de thèse, un substrat équivalent caractérisé par une permittivité relative ϵ_r (ou effective ϵ_{eff}) et une conductivité électrique σ équivalente à la structure totale peuvent être considérées. Le paramètre de tangente diélectrique (ou angle de perte) $\tan \delta$ est alors introduit pour définir les pertes dans le substrat selon :

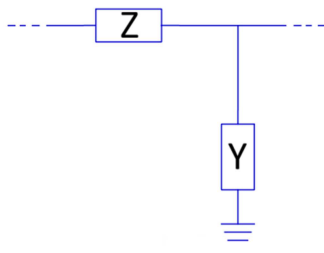
$$\tan \delta = \frac{\sigma + \omega \cdot \epsilon_r''}{\omega \cdot \epsilon_r'} \quad (3.1)$$

Avec :

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad (3.2) \quad |\epsilon_r| \simeq \epsilon_r' \quad (3.3)$$

Où ϵ_r' représente la partie réelle et ϵ_r'' la partie imaginaire de ϵ_r . En supposant les pertes par conduction nulle pour un substrat à haute-résistivité (typiquement $\rho = 1/\sigma > 3 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$) :

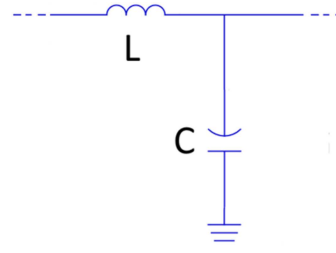
$$\tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \quad (3.4)$$



(a)

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \quad (3.5)$$

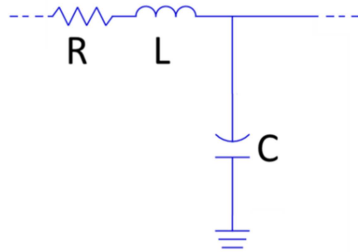
$$\gamma = \sqrt{ZY} \quad (3.7)$$



(b)

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.6)$$

$$\gamma = j\omega\sqrt{LC} \quad (3.8)$$



(c)

$$Z_c = \sqrt{\frac{-jR + \omega L}{\omega C}} \quad (3.9)$$

$$\gamma = \sqrt{j\omega RC - \omega^2 LC} \quad (3.10)$$

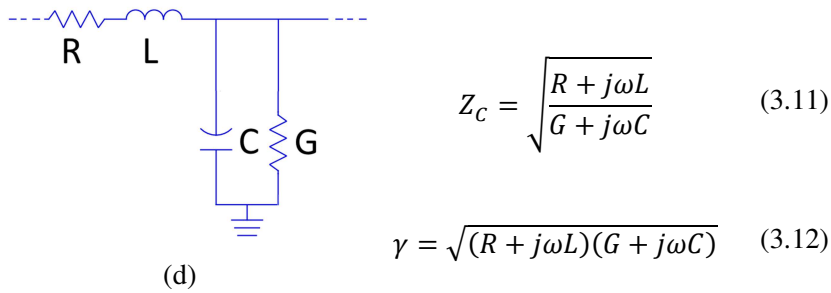


Figure 3.2 : Représentation de la caractéristique électrique d'une ligne de transmission sous forme de schéma électrique distribué selon (a) un modèle général, (b) un modèle classique sans pertes, (c) classique avec pertes conducteurs et (d) classique avec pertes conducteurs et dans la structure.

3.1.2 Extraction de la constante de propagation

La constante de propagation γ peut être extraite de différentes manières selon le cas de figure. On distingue alors les possibilités suivantes :

Ligne sans plots d'accès et $Z_C = 50 \Omega$:

$$\alpha = \frac{\ln(10)}{20} \frac{|S_{12}|}{l} \quad (\text{en Np/m}) \quad (3.13) \quad \beta = \frac{|\text{phase}(S_{12})|}{l} \quad (\text{en rad/m}) \quad (3.14)$$

Ligne sans plots d'accès et $Z_C \neq 50 \Omega$:

$$\gamma = \text{acosh} \left(\frac{(1 + S_{11})^2 + S_{12}^2}{2S_{12}} \right) / l \quad (3.15)$$

Ligne avec plots d'accès :

L'utilisation de plots d'accès aux lignes est indispensable pour certaines dimensions en largeur qui ne correspondent pas à l'écart entre les doigts de masses (pitch) des pointes de mesure coplanaire usuelles.

Il est possible de supprimer la contribution de ces accès à la caractéristique hyper-fréquence par une procédure de de-embedding tel que Open-Short, Short-Open ou Pad-Open-Short depuis la caractérisation petit-signal de structures dédiées. La constante de propagation est ensuite extraite par (3.13-3.14) ou (3.15) selon la valeur de Z_C .

Une seconde méthode d'extraction [49] est possible sous réserve de disposer de deux lignes de transmission différant uniquement par leurs longueurs. Dans ce cas, la présence de plots d'accès n'est pas un problème si tant est qu'ils soient identiques. Par ailleurs, cette technique a l'avantage de ne pas nécessiter de corrections des termes d'erreurs et s'avère donc théoriquement la méthode la plus précise pour l'extraction de γ . Elle se résume à l'utilisation des équations (3.16-3.19) depuis la mesure des paramètres S des deux lignes \mathbf{S} et \mathbf{S}' de longueurs respectives connues l et l' :

$$\mathbf{T}'' = \mathbf{T}'[\mathbf{T}]^{-1} \quad (3.16)$$

Avec \mathbf{T} et \mathbf{T}' les conversions des matrices \mathbf{S} et \mathbf{S}' en paramètres T.

$$\lambda_{1M}, \lambda_{2M} = \frac{(T''_{11} + T''_{22}) \mp \sqrt{(T''_{11} - T''_{22})^2 + 4T''_{12}T''_{21}}}{2} \quad (3.17)$$

$$\lambda^{ij} = \frac{1}{2} \left[\lambda_{1M}^{ij} + \frac{1}{\lambda_{1M}^{ij}} \right] \quad (3.18)$$

$$\gamma = \frac{\ln(\lambda^{ij})}{l - l'} \quad (3.19)$$

3.1.3 Extraction de l'angle de perte diélectrique

L'extraction de $\tan \delta$ est possible en considérant l'atténuation d'une ligne α comme étant la somme d'atténuations reliées aux pertes métalliques dans le conducteur α_m , aux pertes par conductivité dans le substrat α_{cond} , aux pertes diélectriques dans le substrat α_{diel} et aux pertes par effet radiatif α_{rad} , tel que :

$$\alpha = \alpha_m + \alpha_{cond} + \alpha_{diel} + \alpha_{rad} \quad (3.20)$$

Pour un substrat à haute-résistivité ou bien si la métallisation est opérée sur une couche diélectrique isolante, on considère $\alpha_{cond} = 0$ et en admettant α_{rad} négligeables pour des fréquences dans la bande W ou inférieures :

$$\alpha_{diel} = \alpha - \alpha_m \quad (3.21)$$

En considérant une configuration similaire à la figure 3.1 (c) :

$$\gamma_m = \sqrt{j\omega RC - \omega^2 LC} \quad (3.22)$$

$$\gamma_m = j\omega\sqrt{LC} \sqrt{1 - \frac{jR}{\omega L}} \quad (3.23)$$

Pour $|jR/\omega L| \rightarrow 0$, soit $\omega \gg R/L$:

$$\gamma_m = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + j\omega\sqrt{LC} \quad (3.24)$$

Avec $\omega L \gg R$, soit $Z_c \rightarrow \sqrt{L/C}$:

$$\alpha_m = \frac{R}{2Z_c} \quad (\text{en Np/m}) \quad (3.25) \quad \alpha_m = \frac{1}{100\ln(10)} \frac{R}{Z_c} \quad (\text{en dB/mm}) \quad (3.26)$$

Dans le cas d'une ligne coplanaire, avec R_{centre} la résistivité du conducteur central et R_{masses} la résistivité linéique des masses :

$$R = R_{centre} + R_{masses} \quad (3.27)$$

$$R = \frac{1}{\sigma \cdot t} \left(\frac{1}{W} + \frac{1}{2G} \right) \quad (3.28)$$

Dans le cas d'une ligne micro-ruban (résistance de la masse négligée) :

$$R = \frac{1}{\sigma \cdot W \cdot t} \quad (3.29)$$

Afin de tenir compte de l'effet de peau, lequel se manifeste par une augmentation de la résistance linéique des conducteurs avec la montée en fréquence, on définit la résistivité linéique en statique ou basse-fréquence R_{DC} et une composante additionnelle représentative de l'effet de peau R_{HF} tel que :

$$R = \sqrt{R_{DC}^2 + R_{HF}^2} \quad (3.30)$$

Dans le cas d'une ligne micro-ruban :

$$R_{DC} = \frac{1}{\sigma \cdot W \cdot t} \quad (3.31)$$

$$R_{HF} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{8\sigma}} \frac{1}{W + t} \quad (3.32)$$

Dans le cas d'une ligne coplanaire :

$$R_{DC} = R_{centre} + R_{masses} \quad (3.33)$$

$$R_{DC} = \frac{1}{\sigma \cdot t} \left(\frac{1}{W} + \frac{1}{2G} \right) \quad (3.34)$$

$$R_{HF} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{8\sigma}} \left(\frac{1}{W+t} + \frac{1}{2G+t} \right) \quad (3.35)$$

Finalement, d'après [50] :

$$\tan \delta = \frac{(\alpha_{diel} \cdot \lambda_0 (\varepsilon'_r - 1) \sqrt{\varepsilon_{eff}})}{\pi (\varepsilon_{eff} - 1) \varepsilon'_r} \quad (3.36)$$

3.1.4 Extraction de l'impédance caractéristique

Par mesure petit signal :

Conformément au schéma électrique distribué général décrit en figure 3.2(a), l'impédance caractéristique Z_C obéit à (3.37) où B et A sont les coefficients issus de la conversion des paramètres $S \rightarrow ABCD$.

$$Z_C = \sqrt{\frac{B}{C}} \quad (3.37)$$

Soit directement par les paramètres S :

$$Z_C = Z_0 \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{12}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{12}^2}} \quad (3.38)$$

Cette mesure a pour avantage de ne nécessiter que la connaissance des paramètres S de la ligne et permet une détermination de Z_C sur toute la bande de fréquence. Cependant, de fortes imprécisions surviennent aux fréquences f résonnantes à (3.39).

$$\lambda = \frac{k \cdot l}{2} \Leftrightarrow f = \frac{2c}{k \cdot l \sqrt{\varepsilon_{eff}}} \quad (3.39)$$

Avec $k \in \mathbb{N}$ et l étant la longueur de la ligne. L'utilisation de mesures effectuées sur plusieurs lignes de longueurs différentes permet de contourner ce problème [51], bien que laissant toujours une certaine marge d'erreur.

Depuis un calcul basé sur les transformées conformes :

Cette technique repose sur l'hypothèse d'une ligne sans pertes et dont le mode de propagation du signal est un mode quasi-TEM (ou régime quasi-statique). Elle permet une détermination de Z_C d'une ligne CPW aux plans de masses finis en considérant une structure multicouche décrite figure 3.3.

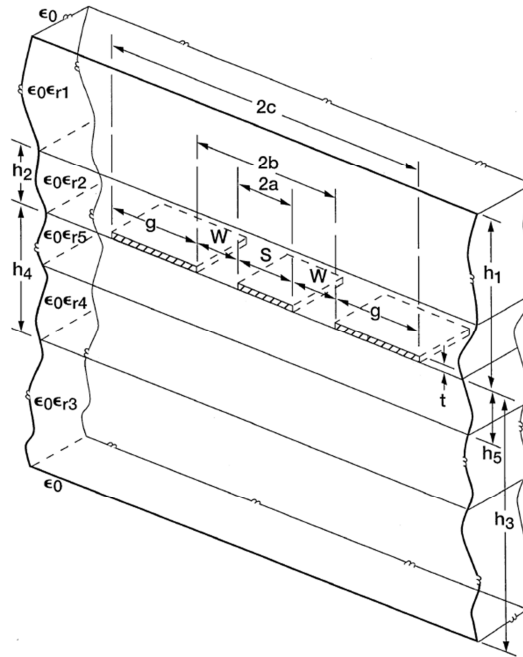


Figure 3.3 : Représentation d'une structure coplanaire multi-couches à plans de masses finis [52].

Cette méthode nécessite d'abord la connaissance de la permittivité effective ϵ_{eff} associée à la ligne. Cette détermination peut être effectuée expérimentalement par la connaissance de la constante de phase β de la ligne obtenue selon les méthodes décrites en partie 3.1.2. On note alors :

$$\epsilon_{eff} = \left(\frac{c \cdot \beta}{\omega} \right)^2 \quad (3.40)$$

Par ailleurs, une détermination théorique de ϵ_{eff} [53] peut aussi être menée selon (3.41-3.45). Le cas ainsi traité est une structure à 3 couches inférieures et 2 couches supérieures. La méthode est cependant généralisable à un nombre quelconque de couches inférieures ou supérieures.

$$k = \frac{d}{b} \sqrt{\frac{b^2 - a^2}{d^2 - a^2}} \quad (3.41) \quad k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (3.42)$$

$$k_i = \frac{\sinh\left(\frac{\pi d}{2h_i}\right) \sqrt{\sinh^2\left(\frac{\pi b}{2h_i}\right) - \sinh^2\left(\frac{\pi a}{2h_i}\right)}}{\sinh\left(\frac{\pi b}{2h_i}\right) \sqrt{\sinh^2\left(\frac{\pi d}{2h_i}\right) - \sinh^2\left(\frac{\pi a}{2h_i}\right)}} \quad (3.43) \quad k_i' = \sqrt{1 - k_i^2} \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{eff} = 1 + \frac{1}{2} & \left((\varepsilon_{r1} - 1) \frac{K(k) K(k'_1)}{K(k') K(k_1)} + (\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}) \frac{K(k) K(k'_2)}{K(k') K(k_2)} + \dots \right. \\ & + (\varepsilon_{r3} - 1) \frac{K(k) K(k'_3)}{K(k') K(k_3)} + (\varepsilon_{r4} - \varepsilon_{r3}) \frac{K(k) K(k'_4)}{K(k') K(k_4)} \\ & \left. + (\varepsilon_{r5} - \varepsilon_{r4}) \frac{K(k) K(k'_5)}{K(k') K(k_5)} \right) \end{aligned} \quad (3.45)$$

Pour une ligne de dimension donnant $Z_C \approx 50 \Omega$ déposée sur une structure monocouche de permittivité relative ε_r , on note en approximation du premier ordre :

$$\varepsilon_{eff} = 1 + \frac{1}{2} \varepsilon_r \quad (3.46)$$

Z_C s'obtient finalement par (3.48).

$$Z_C = \frac{30\pi}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \frac{K(k)}{K(k')} \quad (3.47)$$

3.1.5 Outils de simulation électromagnétique

La simulation d'éléments passifs peut être réalisée par l'utilisation de logiciels commerciaux de simulation électromagnétique. Deux logiciels ont été utilisés pour ce travail de thèse : le logiciel HFSS et l'outil Momentum inclus dans ADS.

HFSS :

HFSS utilise la méthode des éléments finis associée aux équations de Maxwell. Son outil de modélisation d'une structure 3D permet la simulation d'une grande variété de structures (antennes, guides d'onde...). Sa précision de calcul dépend de l'exactitude de la modélisation

3D et du temps de calcul alloué. A cet effet, un outil d'analyse de convergence du résultat en fonction de la densité du maillage (imputant directement le temps de calcul) est disponible. Son utilisation pour les structures CPW nécessite cependant une prise en main particulière.

Momentum :

Momentum est spécialisé dans la simulation de MMIC. Son outil de modélisation de type « 2.5D » permet la représentation de l'empilement des couches et des métallisations composant l'échantillon. Il utilise la résolution d'équations aux dérivées partielles appliquée aux équations de Maxwell selon le principe de la méthode des moments (MoM). Les temps de calculs sont ainsi inférieurs à ceux de HFSS mais des imprécisions peuvent survenir du fait de problèmes de non-convergence dans certains cas. Son principal avantage réside dans son intégration au logiciel ADS, ceci permettant une conversion rapide d'un schéma électrique en layout puis d'une analyse par simulation EM. Par ailleurs, la simulation de structure CPW est prise en charge nativement par le logiciel.

3.1.6 Résultats pour des lignes sur échantillon implanté

La figure 3.4 représente les résultats pour la détermination de la constante de propagation pour des lignes coplanaires fabriquées depuis un échantillon avec barrière $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}/\text{GaN}$ crue sur un substrat Si(111) HR. La structure consiste en une couche de nucléation de AlN d'épaisseur 40 nm sur laquelle le séquenceur suivant a été réalisé : 260 nm $\text{Al}_{13}\text{Ga}_{87}\text{N}$, 175 nm AlN et 1 μm GaN. L'étude vise en particulier à investiguer la qualité de la couche tampon dédiée aux structures HEMT. Les lignes sont conçues pour présenter $Z_C = 50 \Omega$ avec les dimensions suivantes : $\{W = 80 \mu\text{m}, S = 50 \mu\text{m}, G = 240 \mu\text{m}\}$.

La constante de propagation a été extraite au moyen de (3.13-3.14) en considérant $Z_C = 50 \Omega$ et par la méthode multilignes depuis des mesures effectuées sur des lignes de 1 mm et 2 mm de longueur. Dans les deux cas, des pertes d'atténuations importantes (≈ 0.9 dB/mm à 40 GHz) sont notées. La méthode multilignes indique des valeurs de α environ 10% inférieures à celles issues de $|S_{12}|$, ceci s'explique par le fait que Z_C diffère légèrement de 50 Ω (partie

imaginaire due aux pertes) et par la transition entre la pointe de mesure et le début de la ligne [54]. Pour juger essentiellement de la caractéristique de la ligne, il est donc indiqué de tenir compte des valeurs issues de la méthode multilignes. En comparaison avec des lignes réalisées sur un substrat Si(111) HR identique mais sans hétérostructure, des pertes nettement moins fortes sont observées (≈ 0.2 dB/mm à 40 GHz). Par ailleurs, l'observation de la constante de phase normalisée β/β_0 indique clairement un phénomène d'onde lente caractérisé par une valeur de β/β_0 sensiblement plus élevée en dessous de 10 GHz.

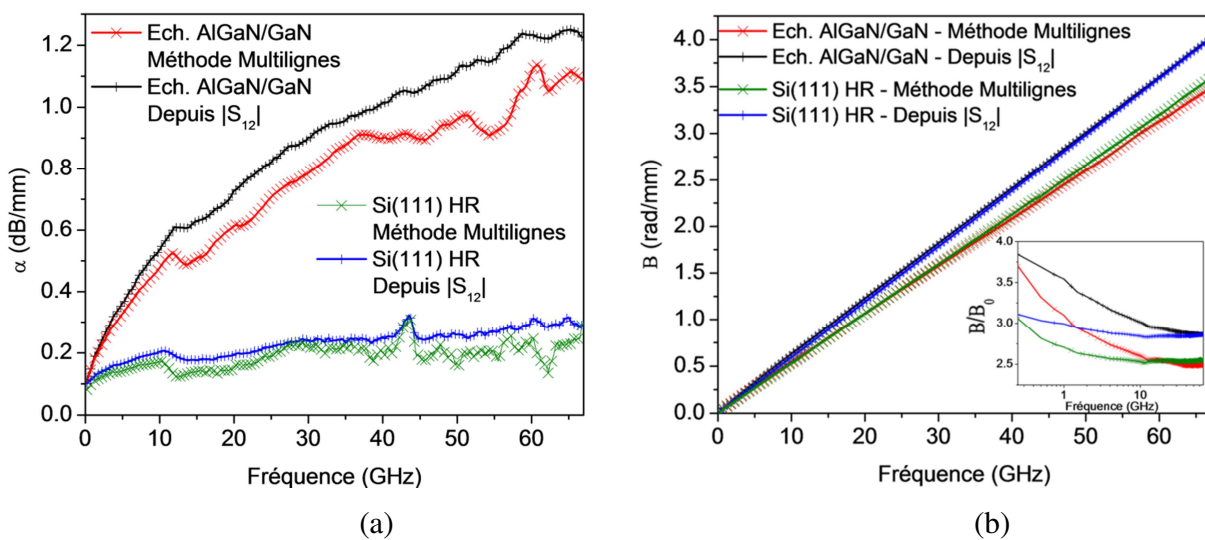


Figure 3.4 : Comparaison entre l'atténuation (a) et la constante de phase (b) extrait depuis la mesure de $|S_{12}|$ et la méthode multilignes pour une ligne CPW sur un échantillon Si(111) HR et une hétéro-épitaxie AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR. La constante de phase normalisée est présentée en encadré de (b).

Ce phénomène a pour origine l'existence d'une couche conductrice dans la structure établissant une conduction parasite de courant de conduction, lequel prédomine par rapport au courant de déplacement en dessous d'une certaine fréquence. Dans le cas où la couche sur laquelle est déposé le métal des lignes est isolante, il est possible de modéliser la structure selon le schéma distribué décrit figure 3.5 pour lequel l'élément C' rend compte de la capacité créée entre les conducteurs métalliques et la zone conductrice, G' exprime la conductance linéique de cette dernière et R' représente la propagation d'un courant longitudinalement dans la zone conductrice.

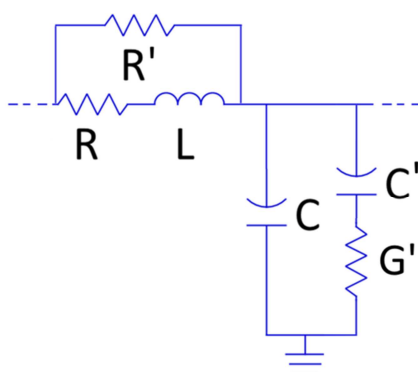


Figure 3.5 : Schéma équivalent d'une ligne de transmission manifestant un phénomène d'onde lente.

Dans le cas traité, il en est déduit que l'hétérostructure est sujette à présenter une conductance parasite aux interfaces, particulièrement entre le substrat et le buffer du fait des taux importants de dislocations usuellement reportés et de la diffusion d'impuretés Al et Ga dans le substrat silicium. La figure 3.6 illustre l'influence d'une polarisation signal-masses sur α et β/β_0 , il est alors constaté qu'une polarisation positive ou négative diminue les pertes de la ligne, de par une diminution de α et la réduction du phénomène d'onde lente. La figure 3.7 (a) indique alors l'écart absolu du coefficient d'atténuation par rapport à la valeur notée sans polarisation à 40 GHz, il apparaît clairement une dépendance de α envers la polarisation seulement pour l'échantillon avec hétérostructure. La figure 3.7 (b) rend alors compte de l'angle de perte de l'ensemble de la structure calculée depuis (3.21) et (3.36) en estimant les pertes métalliques α_m à 0.11 dB/mm et en prenant $\varepsilon_{eff} = 6.18$ et $\varepsilon_r = 11.36$ déterminées depuis la mesure de β . Une étude plus approfondie de ce phénomène a permis d'explicitier une dépendance supplémentaire en température de l'angle de perte du fait de l'activation de défauts de type donneurs [10].

Cette étude a ainsi permis de révéler une dépendance électrothermique de la constante de propagation de lignes de transmissions pour une structure GaN-on-Si. Si cette dépendance reste faible et ne nécessite donc pas d'être modélisée au premier ordre pour une approche future de conception de circuits, elle permet néanmoins de renseigner sur l'origine physique de ces pertes.

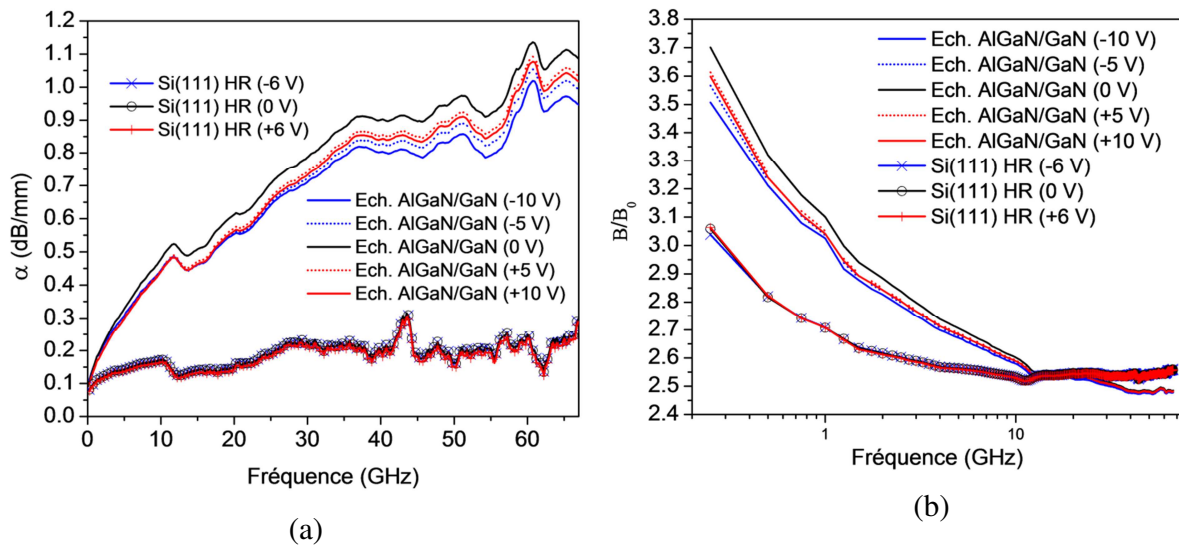


Figure 3.6 : Atténuation (a) et constante de phase normalisée (b) d'une ligne CPW extrait par méthode multilignes sur un échantillon Si(111) HR et d'une hétéro-épitaxie AlGaIn/GaN ($1 \mu\text{m GaN} / 0.15 \mu\text{m AlN} / 0.26 \mu\text{m AlGaIn} / \text{AlGaIn } 13\% / 43 \text{ nm AlN}$) sur substrat Si(111) pour différentes conditions de polarisations.

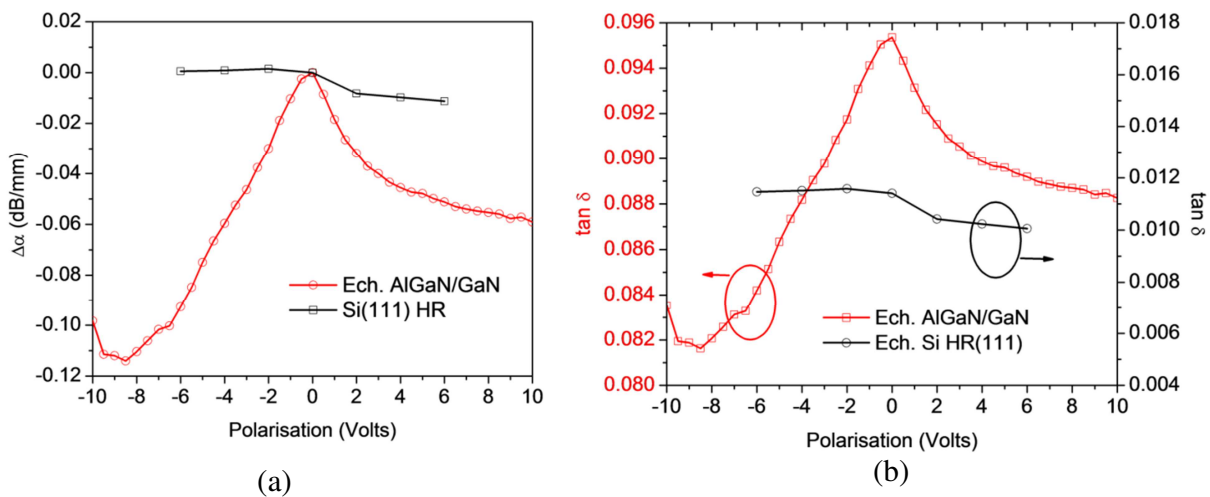


Figure 3.7 : (a) relevés de l'écart absolu du coefficient d'atténuation à 40 GHz par rapport à la valeur sans polarisation et (b) valeurs de $\tan \delta$ calculées selon la polarisation à 40 GHz.

3.1.7 Méthode de caractérisation et de modélisation de la structure passive

Confidentiel

Confidentiel

Un nombre important de lignes de transmission CPW a été réalisé, leur conception variant en termes de largeurs (W , S et G), de leur longueur l et du métal utilisé pour le conducteur central. Des motifs d'accès sont utilisés pour assurer la pose des pointes de mesure nonobstant la dimension de la ligne et la métallisation du conducteur central. À titre d'illustration, La figure 3.9 consiste en une image obtenue par microscope électronique à balayage (MEB) d'une des lignes étudiées. La méthode multilignes est utilisée afin de s'affranchir de la contribution de ces motifs. Cinq longueurs de lignes sont systématiquement présentes : 100 μm , 450 μm , 530 μm , 1800 μm et 2460 μm permettant de conduire la technique multilignes selon une large variété de combinaisons et donc différents écarts de longueurs Δl . La figure 3.10 présente les résultats obtenus en termes d'atténuation et de constante de phase normalisée. On remarque alors que l'extraction donne des résultats similaires pour des $\Delta l \geq 560$ μm , tant au niveau de α que de β . Pour la suite de ce travail, les extractions utiliseront donc le plus grand Δl possible soit 2360 μm . Une forte atténuation (≈ 2 dB/mm) ainsi qu'un phénomène d'onde lente manifeste sont indiqués. Ceci est attribué en premier lieu à une faible résistivité du substrat silicium.

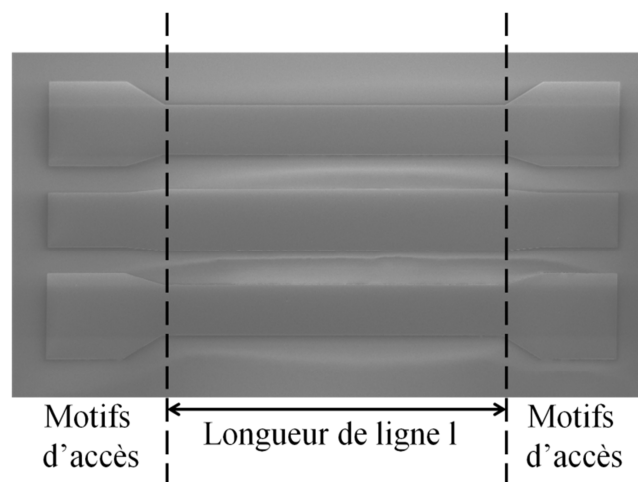


Figure 3.9 : Image MEB d'une ligne de longueur 350 μm et de dimensions $\{W = 80$ μm , $S = 45$ μm , $G = 65$ $\mu\text{m}\}$.

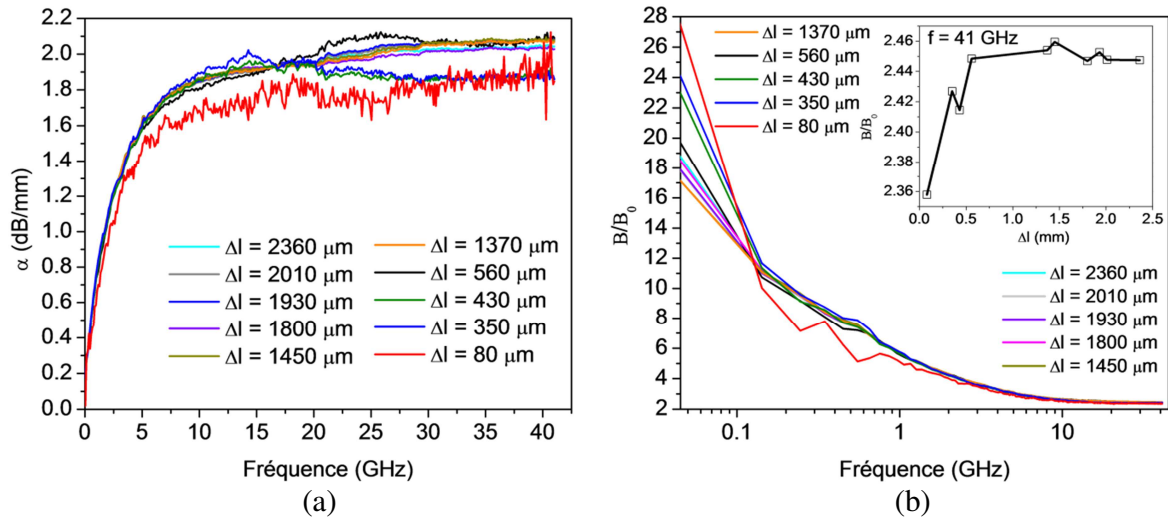


Figure 3.10 : Résultats de l'extraction de γ par méthode multiligne sur une ligne $\{W = 80 \mu\text{m}, S = 45 \mu\text{m}, G = 65 \mu\text{m}\}$ depuis des combinaisons de lignes différant par leur différences de longueur. On note : (a) Atténuations et (b) constantes de phase normalisées avec en encadré la valeur de β/β_0 à 41 GHz en fonction de Δl .

La conductivité du dépôt métallique σ_m est caractérisée par mesure DC des lignes CPW sous pointes coplanaires. Les masses des deux sondes étant alors reliées dans ce type de mesure, seule la conductance du conducteur central est comptabilisée. Ces mesures permettent d'explicitier un effet de règle de dessin imputé principalement à la nature du procédé de photolithographie utilisé. Il est alors noté que les dimensions des métaux sur l'échantillon sont systématiquement plus larges que celles du layout de $0.6 \mu\text{m}$, les valeurs de W considérées sont ainsi plus grandes de $1.2 \mu\text{m}$. La figure 3.11 montre ainsi les résultats de σ_m extraites selon la largeur du conducteur central avec et sans prise en compte de la règle de dessin. La valeur de conductivité électrique relevée est finalement $\sigma_m = 3.03 \times 10^7$ S/m.

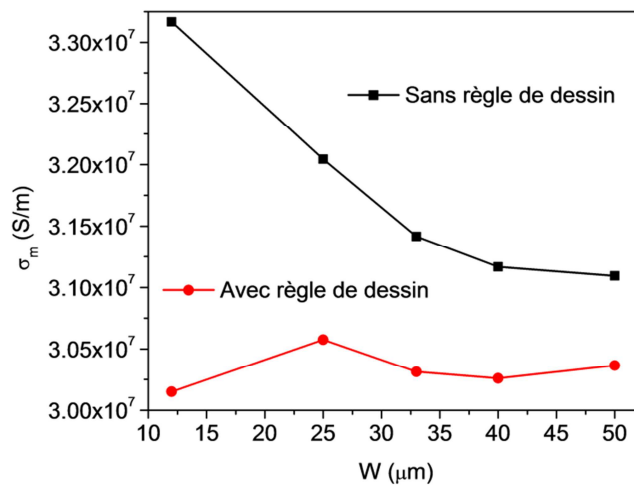


Figure 3.11 : Relevé de la conductivité électrique du dépôt métallique depuis des mesures DC de lignes coplanaires de W différents.

L'extraction de la constante de phase β est menée pour l'ensemble des lignes. La géométrie de la ligne influe directement sur la topologie du champ électrique transversal et particulièrement sur la « profondeur de pénétration » des lignes de champ dans la structure. Les valeurs de β et donc de ε_{eff} sont donc amenées à différer du fait de la différence des valeurs ε_r propres à chaque couche. Ainsi, au moyen de simulations EM sous Momentum, une extraction des ε_r est conduite afin de reproduire les variations de ε_{eff} observées. La figure 3.12 indique les valeurs de ε_{eff} extraites pour toutes les lignes selon leur paramètre géométrique S et les valeurs relevées sous Momentum. Une bonne corrélation est ainsi trouvée entre le résultat expérimental et la simulation. Une interpolation par une fonction logarithmique telle que $\varepsilon_{eff} = 0.434 \times \ln(S \times 106) + 4.32$ permet de reproduire assez précisément les résultats obtenus dans l'intervalle $S = [4 \mu\text{m}, 60 \mu\text{m}]$ pour les lignes utilisant le métal 1 et en configuration $Z_C = 50 \Omega$. Les paramètres de structure utilisés pour la simulation sont alors les suivants :

- Substrat silicium : Permittivité relative $\varepsilon_r^{sub} = 11.3$ et résistivité $\rho^{sub} = 15.5 \Omega.\text{cm}$.
- Dépôt SiN : Permittivité relative $\varepsilon_r^{SiN} = 6.5$.
- Dépôt SiO₂ : Permittivité relative $\varepsilon_r^{SiO_2} = 4.1$.

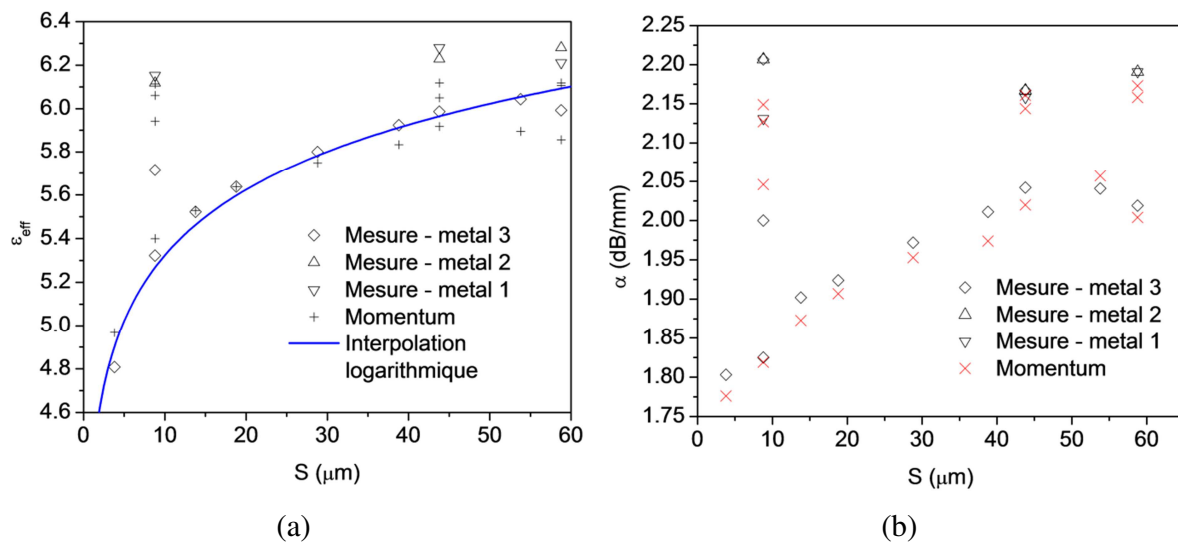


Figure 3.12 : Relevé des permittivités effectives extraites pour des lignes CPW en fonction de l'espaceur conducteur-masse associé aux résultats issus de la simulation Momentum.

3.1.8 Modélisation hyperfréquence de lignes CPW

La valeur de l'inductance est déterminée dans le cas d'une ligne coplanaire idéale (épaisseur et résistivité de métal négligeable) dans un milieu constitué purement d'air, permettant d'exprimer une capacité linéique C_{air} selon (3.49). Dans cette configuration, on note $\varepsilon_{eff} = 1$ impliquant que l'inductance linéique L_{air} réponde à (3.50). Il est alors considéré que le champ magnétique n'est pas affecté par la présence d'un diélectrique et de ce fait, pour toute configuration de ligne CPW, $L = L_{air}$ [55].

$$C_{air} = 4\varepsilon_0 \frac{K(k)}{K(k')} \quad (3.48) \quad L_{air} = \frac{1}{c_0^2 C_{air}} \quad (3.49)$$

Afin de modéliser le phénomène d'onde lente dû à la conductivité du substrat, il est possible d'évaluer la réactance parasite dans la structure (G' en figure 3.5) selon (3.50) ainsi que la résistivité longitudinale linéique (R' en figure 3.5) d'après (3.51) avec δ_{sub} correspondant à l'épaisseur de peau du substrat répondant à (3.52). L'effet capacitif entre la métallisation et la zone conductrice (C' en figure 3.5) correspond alors à la mise en série d'une capacité au niveau du conducteur central C_{centre} et des masses C_{masses} . La première répond à (3.55) ou (3.56) selon le niveau de métal utilisé (elle est absente dans le cas du métal n°1) alors que la seconde obéit à (3.54) [56].

$$G' = 2\sigma_{sub} \frac{K(k)}{K(k')} \quad (3.50) \quad R' = \frac{1}{W\sigma_{sub}\delta_{sub}} + \frac{1}{2G\sigma_{sub}\delta_{sub}} \quad (3.51)$$

$$\delta_{sub} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma_{sub}}} \quad (3.52)$$

$$C' = \frac{1}{\frac{1}{C_{centre}} + \frac{1}{C_{masses}}} \quad (3.53) \quad C_{masses} = \frac{2\varepsilon_0 G}{\frac{d_1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{d_2}{\varepsilon_{r2}}} \quad (3.54)$$

$$C_{centre} = \frac{\varepsilon_0 W}{\frac{d_1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{d_2}{\varepsilon_{r2}}} \quad (\text{métal 3}) \quad (3.55) \quad C_{centre} = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} \frac{W}{d_1} \quad (\text{métal 2}) \quad (3.56)$$

La figure 3.13 montre les résultats obtenus pour une ligne $\{W = 80 \mu\text{m}, S = 45 \mu\text{m}, G = 65 \mu\text{m}\}$ en mesure, simulation sous Momentum et simulation analytique depuis (3.50-3.56). Une bonne interpolation des résultats de mesures est obtenue pour les deux simulations, confirmant la validité du schéma équivalent décrit figure 3.5. Néanmoins, les paramètres matériaux du substrat utilisés pour la simulation analytique sont légèrement différents de ceux déterminés par Momentum, on note alors une permittivité $\epsilon_r^{sub} = 10.9$ et une résistivité $\rho^{sub} = 18.5 \Omega\cdot\text{cm}$. Aussi, le modèle analytique s'avère moins précis pour la modélisation de lignes dont les dimensions diffèrent grandement du cas $\{W = 80 \mu\text{m}, S = 45 \mu\text{m}, G = 65 \mu\text{m}\}$. Ceci est attribué à l'approximation faite par les transformées conformes (propagation quasi-TEM, négligence des épaisseurs de métaux et imprécisions de calcul pour les couches minces de diélectriques).

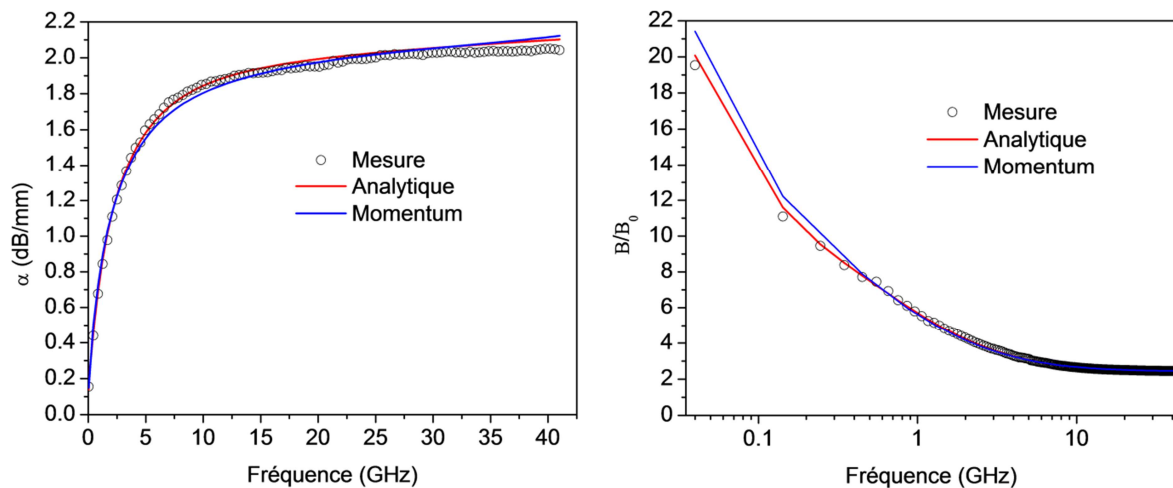


Figure 3.13 : Constante de propagation mesurée et modélisée selon un modèle analytique et par simulation Momentum pour une ligne CPW $\{W = 80 \mu\text{m}, S = 45 \mu\text{m}, G = 65 \mu\text{m}\}$.

3.2 Réalisation et modélisation de capacités MIM

Les capacités constituent des éléments cruciaux. Au sein d'un MMIC réalisant la fonction amplificateur, elles sont indispensables pour filtrer le signal hyper-fréquence aux niveaux des jonctions permettant la polarisation du transistor et de réaliser des fonctions d'adaptation de charge. Les capacités étudiées dans ce travail sont des capacités Métal-Isolant-Métal (MIM).

Pour ce travail, deux types de capacités MIM ont été fabriqués. Le premier utilise les diélectriques 1 et 2, les électrodes étant formées par les métallisations 1 et 3, tandis que le second n'utilise que le diélectrique 1 avec des électrodes faites des métaux 1 et 2. Plusieurs géométries sont étudiées, la surface de la capacité variant suivant des paramètres de longueur l et de largeur L . La figure 3.14 montre une image obtenue au MEB de capacités de type 1 et type 2, un récapitulatif des caractéristiques géométriques des dispositifs est fait tableaux 3.3 et 3.4. Aux effets de bords près, l'expression analytique des valeurs de capacité C s'exprime ainsi :

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{\frac{d_1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{d_2}{\varepsilon_{r2}}} \quad (\text{type 1}) \quad (3.57) \quad C = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} \frac{S}{d_1} \quad (\text{type 2}) \quad (3.58)$$

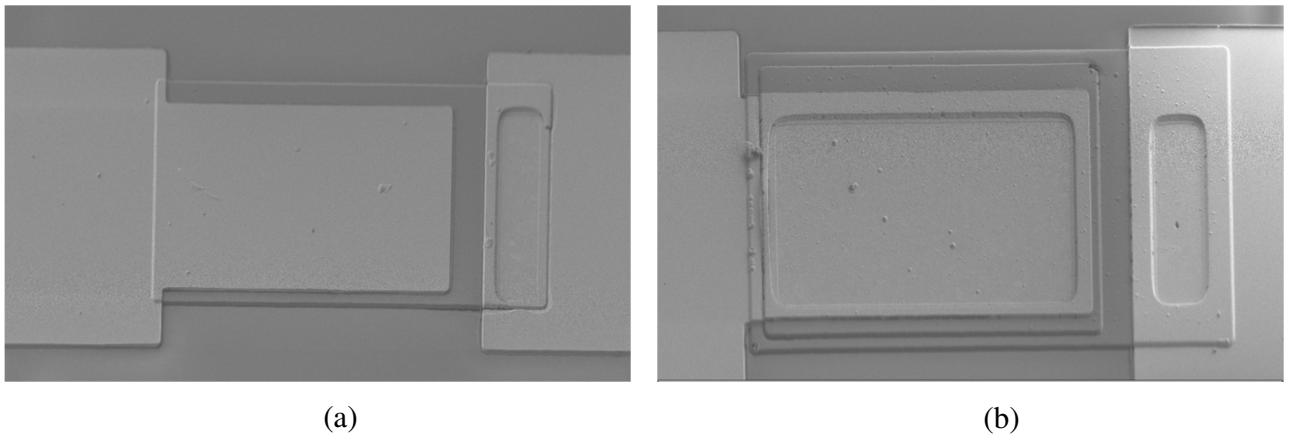


Figure 3.14 : Image MEB (a) d'une capacité A20 de type 1 et (b) d'une capacité B18 de type 2.

3.2.1 Extraction de la valeur de capacité et de la fréquence de résonance

Au premier ordre, les capacités MIM fabriquées correspondent à une capacité parfaite localisée entre les ports de mesure 1 et 2. La mesure des courants de fuites statiques du port 1 au port 2 et vers les masses a indiqué des valeurs largement négligeables. Ainsi, la valeur de capacité répond à (3.59) pour des fréquences suffisamment faibles respectant ce modèle du premier ordre.

$$C = -\frac{\text{Imag}(Y_{12})}{\omega} \quad (3.59)$$

La montée en fréquence d'un tel dispositif rend certains effets parasites prédominants et annule l'effet capacitif. La principale limitation est l'effet de propagation longitudinale de l'onde électromagnétique lequel se traduit par une inductance série L telle que :

$$-\frac{\text{Imag}(Y_{12})}{\omega} = C - \frac{1}{\omega^2 L} \quad (3.60)$$

La conséquence directe est l'apparition d'une fréquence critique f_c pour laquelle $\text{Imag}(Y_{12}) = 0$ telle que :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (3.61)$$

Expérimentalement, la capacité est directement extraite par (3.59) et la fréquence de coupure est déduite du point où $\text{Imag}(Y_{12})$ s'annule. La prise en compte des plots d'accès au dispositif est effectuée par une procédure de de-embedding, et à cet effet, les méthodes de de-embedding de type Open-Short et Short-Open sont investiguées. La première méthode considère les capacités de plots en amont des inductances série parasites inversement à la seconde méthode qui considère ces inductances en amont. Dans les deux cas, le couplage des pointes de mesure, lequel constitue une capacité parasite du port 1 au port 2, n'est pas pris en compte du fait des distances d'espacement des pointes variables d'un dispositif à l'autre.

La figure (3.15) indique les résultats obtenus pour deux capacités de type 1 et 2 ainsi qu'une simulation EM du dispositif sans plots d'accès conduite sur Momentum. Dans les deux cas, le de-embedding n'influe pas sur la valeur de C extraite mais affecte notablement F_c . Ceci s'explique par la nature des plots d'accès, lesquels représentent une ligne de transmission dont la longueur géométrique (150 μm) reste faible par rapport à la longueur d'onde à 110 GHz ($\approx 1200 \mu\text{m}$) et pouvant donc s'apparenter à une inductance série s'additionnant à l'inductance parasite L . Le type de de-embedding agit également sur la hauteur du pic de résonance. En comparaison avec les simulations EM, le de-embedding Short-Open semble convenir davantage pour extraire fidèlement la caractéristique du dispositif.

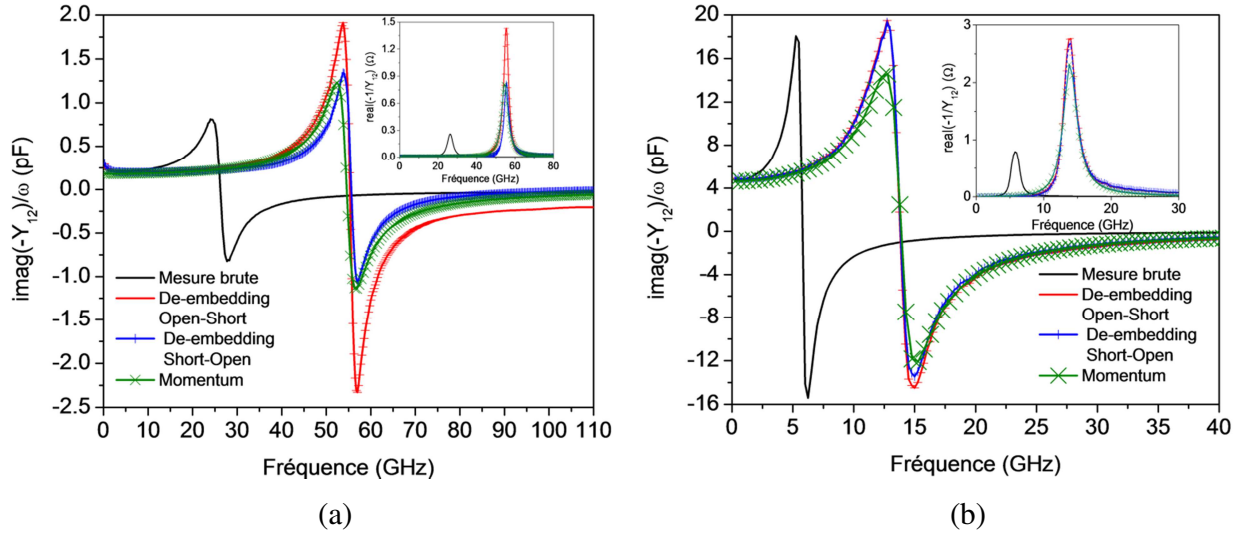


Figure 3.15 : Comparaison des méthodes de de-embedding et de simulation EM sous Momentum pour les paramètres $-Y_{12}$ (a) des capacités C20 de type 1 et (b) F17 de type 2.

Les résultats en termes de valeur de capacité et de fréquence de coupure sont obtenus pour tous les dispositifs fabriqués. Les tableaux 3.3 et 3.4 indiquent les valeurs médianes ainsi que les variabilités calculées $\Delta C/C$ et $\Delta f_c/f_c$ d'un dispositif à un autre selon le rapport entre l'écart-type et la valeur médiane. Il est ainsi constaté que les valeurs de capacités mesurées varient d'environ 3% pour les capacités de type 1 et de 5% pour les capacités de type 2. Ceci peut être expliqué par la non-homogénéité de la permittivité diélectrique relative $\Delta \epsilon_r/\epsilon_r$ et des épaisseurs de diélectrique $\Delta d/d$ selon :

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta \epsilon_r}{\epsilon_r} + \frac{\Delta d}{d} \quad (3.62)$$

La variabilité des fréquences de coupure se chiffre à environ 7% et 10% respectivement pour le type 1 et le type 2. Elle peut être liée à la variabilité de l'inductance parasite $\Delta L/L$ selon (3.63), possiblement causée par l'incertitude de la position du plan de mesure liée à la reproductibilité de la pose des pointes.

$$\frac{\Delta f_c}{f_c} = \frac{\Delta L}{2L} + \frac{\Delta C}{2C} \quad (3.63)$$

3.2.2 Modélisation de la capacité et des caractéristiques hyperfréquences

La modélisation de la valeur de capacité est faite en considérant les effets de bords selon une dépendance avec le périmètre de la capacité P telle que :

$$C = aS + bP \quad (3.64)$$

Les valeurs de a et b pour les deux capacités sont indiquées dans le tableau 3.2.

Capacité MIM	a	b
Type 1	4.15×10^{-5}	1.13×10^{-4}
Type 2	3.91×10^{-4}	3.39×10^{-4}

Tableau 3.2 : Relevé des coefficients pour la modélisation des capacités de type 1 et 2.

Les permittivités relatives des diélectriques 1 et 2 sont alors déduites des valeurs de a , on trouve : $\epsilon_{r1} = 6.44$ et $\epsilon_{r2} = 4.20$ en accord avec la littérature et avec les valeurs utilisées par Momentum pour la modélisation des lignes CPW. Les tableaux 3.3 et 3.4 indiquent les valeurs de capacités extraites et modélisées selon l'équation (3.64) et les simulations Momentum, la figure 3.16 présente alors graphiquement les résultats obtenus. On constate une bonne interpolation des résultats de mesure par les deux méthodes de modélisation.

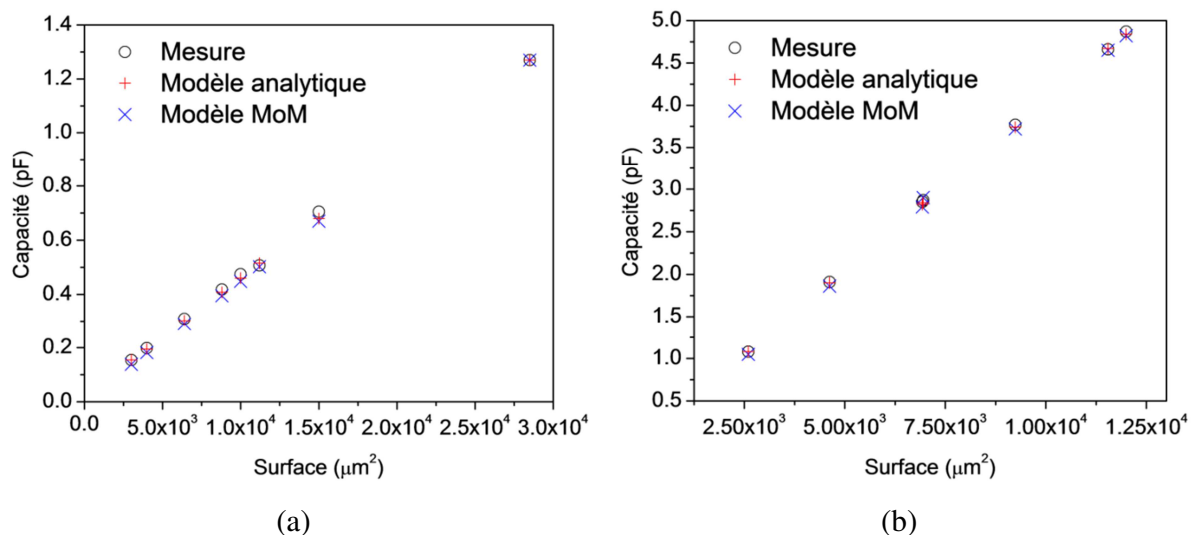


Figure 3.16 : Capacités selon la surface géométrique telles que mesurées et modélisées par schéma équivalent ou simulation EM pour (a) les capacités de type 1 et (b) de type 2.

La modélisation analytique des caractéristiques hyperfréquences est conduite suivant le schéma équivalent distribué décrit figure 3.17. La propagation du signal est modélisée par une ligne coplanaire dont les caractéristiques géométriques sont celles des électrodes de la capacité (la longueur correspond alors à la longueur des électrodes). Il est alors considéré que l'effet capacitif série est localisé à mi-parcours de cette propagation, la ligne coplanaire est alors scindée en deux parties de longueurs égales : les éléments TL1 et TL2.

Les résultats obtenus pour la fréquence de coupure associée à cette modélisation ainsi que pour des simulations EM sous Momentum sont indiqués tableaux 3.3 et 3.4 et représentés graphiquement figure 3.18. On constate une bonne interpolation des résultats en termes de fréquence de coupure mesurée et modélisée par les deux méthodes. Par ailleurs, l'encadré de la figure 3.18a indique la valeur des inductances parasites extraites selon (3.61) pour des capacités de même largeur et différant seulement par leurs longueurs, la proportionnalité de ces valeurs en fonction de la longueur d'électrode confirme que la procédure de de-embedding permet de supprimer correctement la contribution des accès.

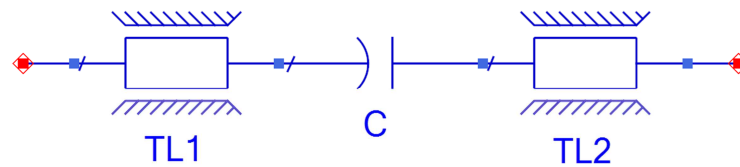


Figure 3.17 : Schéma équivalent pour la modélisation d'une capacité MIM

Nom	A19	A20	B20	C17	C18	C19	C20	E23
Longueur (μm)	100	100	150	80	80	80	80	285
Largeur (μm)	100	30	100	140	110	80	50	100
	Capacité (pF)							
Mesure	0.474	0.154	0.705	0.507	0.418	0.309	0.199	1.27
Variabilité (%)	± 3.6	± 3.2	± 2.1	± 2.8	± 2.0	± 2.3	± 2.8	± 3.5
Modèle	0.460	0.154	0.679	0.515	0.408	0.302	0.195	1.27
Momentum	0.448	0.138	0.670	0.502	0.395	0.289	0.182	1.27
	Fréquence de coupure (GHz)							
Mesure	38.0	49.8	26.0	44.0	46.3	47.8	55.8	13.8
Variabilité (%)	± 6.7	± 3.42	± 2.8	± 7.3	± 7.1	± 6.3	± 6.2	± 7.4
Modèle	37.8	51.1	26.4	43.9	44.6	47.6	53.7	14.7
Momentum	36.8	52.3	25	42.6	44.8	48.5	55.8	13.2

Tableau 3.3 : Caractéristiques géométriques et valeurs de capacités mesurées et modélisées pour les capacités de type 1 réalisées.

Nom	A17	A18	B18	F17	F18	F19	F20
Longueur (μm)	50	50	150	77	77	77	77
Largeur (μm)	139	52	80	150	120	90	60
	Capacité (pF)						
Mesure	2.87	1.08	4.87	4.66	3.77	2.85	1.91
Variabilité (%)	± 4.8	± 5.0	± 4.5	± 4.0	± 4.9	± 5.7	± 5.7
Modèle	2.84	1.08	4.84	4.67	3.74	2.82	1.90
Momentum	2.90	1.05	4.82	4.65	3.72	2.79	1.86
	Fréquence de coupure (GHz)						
Mesure	19.4	28.5	9.7	14.2	13.4	17.1	16.0
Variabilité (%)	± 6.3	± 9.7	± 8.3	± 6.7	± 12.4	± 5.9	± 15.4
Modèle	20.0	26.0	9.6	14.4	14.3	15.0	16.8
Momentum	16.0	29.5	9.0	14.0	14.5	16.0	16.0

Tableau 3.4 : Caractéristiques géométriques et valeurs de capacités mesurées et modélisées pour les capacités de type 2 réalisées

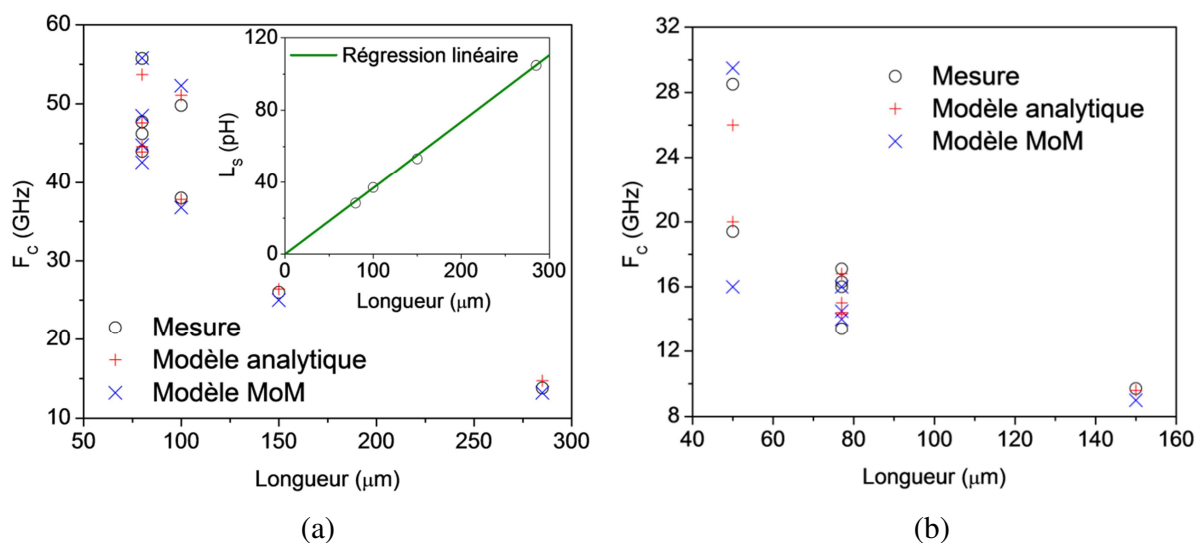


Figure 3.18 : (a) Fréquences de résonances des capacités MIM de type 1 en fonction de la longueur de l'électrode, en encadré : comparaison des inductances parasites extraites en fonction de la longueur pour des largeurs d'électrodes similaire d'environ $100 \mu\text{m}$. (b) Fréquences de résonances pour les capacités de type 2 en fonction de la longueur.

3.2.3 Modélisation de la hauteur du pic de résonance

Le modèle proposé en partie 3.2.2 tient compte de ligne CPW sans pertes. Cette approximation n'est donc plus valable lors de la présence d'un substrat trop faiblement résistif ou bien d'une couche d'interface conductrice dans la structure. Ces pertes dans le substrat n'affectent pas la fréquence de résonance du dispositif f_c mais modifient le profil du pic de résonance en diminuant les valeurs de $\left| \frac{\text{Imag}(Y_{12})}{\omega} \right|$ autour de la fréquence de résonance [57]. Ces pertes peuvent être modélisées en incluant une branche constituée d'un élément capacitif C' et d'une résistance R tels qu'indiqués en figure 3.19 [57], lesquels sont déterminées depuis le produit de la longueur du dispositif et des éléments linéiques C' et R' des lignes CPW étudiées en partie 3.1.6.

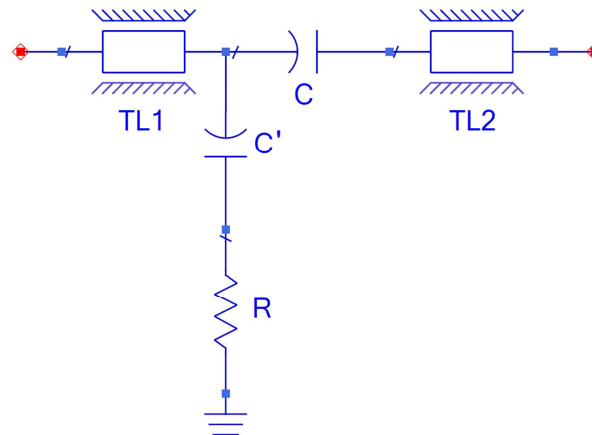


Figure 3.19 : Schéma équivalent pour la modélisation d'une capacité MIM avec pertes résistives dans le substrat.

La figure 3.9 montre ainsi les résultats obtenus pour les capacités C20 (de type 1) et F17 (de type 2). La modélisation analytique proposée permet d'interpoler correctement le comportement pour des fréquences proches de f_C .

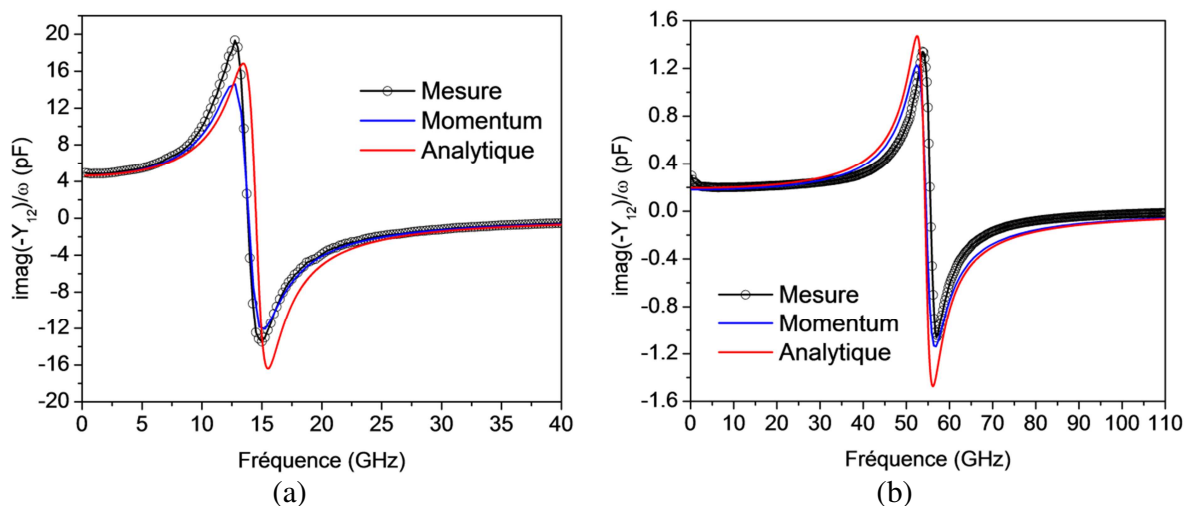


Figure 3.20 : Modélisation du pic de résonance par simulations Momentum et modèle analytique pour une capacité (a) C20 de type 1 et (b) F17 de type 2.

3.2.4 Perspectives d'améliorations

Tels que mesurés, les dispositifs fabriqués laissent la possibilité d'opérer jusqu'en bande Ka, soit pour des fréquences allant jusqu'à 40 GHz, pour cette fréquence une capacité maximale de 0.5 pF a été atteinte (dispositif C17 de type 1). Comme établi dans la démarche de modélisation, la montée en fréquence est limitée à la fois par la valeur de la capacité et par la

longueur de l'électrode, la première étant de plus liée à la seconde de telle sorte que la diminution du paramètre de longueur se traduit quantitativement par un doublement de la fréquence de coupure. La réalisation de capacités aux longueurs largement diminuées permettrait donc d'opérer à des fréquences supérieures de façon certaine. Ainsi, une capacité C17 dont la longueur serait diminuée à 20 μm serait apte à fonctionner en bande W jusqu'à 110 GHz avec pour valeur 0.15 pF. De même, la capacité A18 de type 2 est fonctionnelle jusqu'à 25 GHz pour 1.08 pF. Moyennant une extrapolation plus large du modèle, une réduction de 50 μm à 10 μm de longueur se traduirait par une fréquence de fonctionnement jusqu'à également 110 GHz pour 0.22 pF. A ce titre, la figure 3.21 indique les caractéristiques de tels éléments modélisés analytiquement.

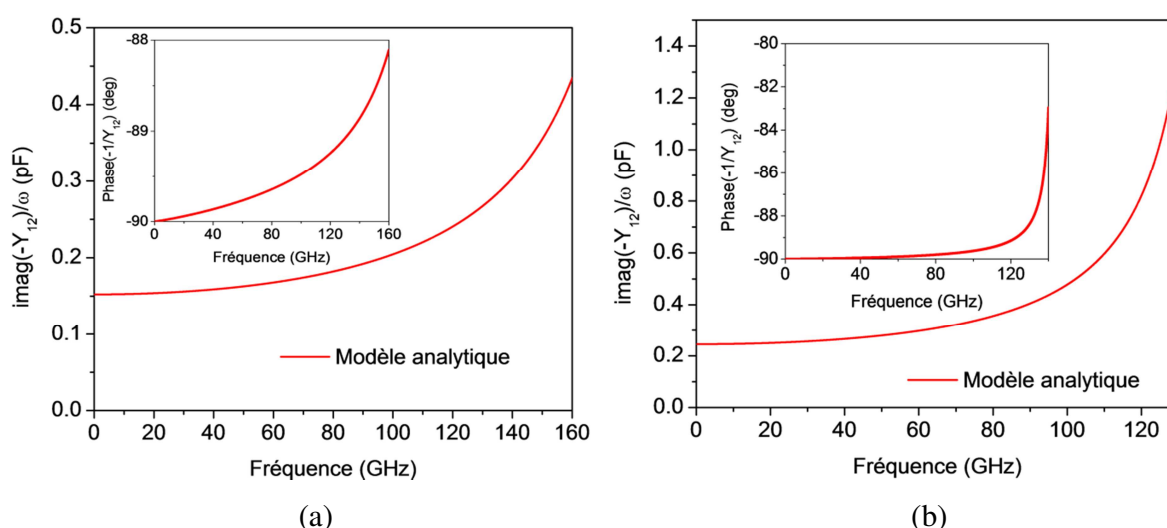


Figure 3.21 : Extrapolation du modèle pour (a) une capacité de type 1 avec $l = 20 \mu\text{m}$ et $L = 140 \mu\text{m}$ et (b) une capacité de type 1 avec $l = 10 \mu\text{m}$ et $L = 52 \mu\text{m}$.

3.3 Réalisation et modélisation d'inductances spirales

Les inductances constituent des éléments largement utilisés dans la conception de circuits amplificateurs, mixeurs et oscillateurs [58]. Elles se révèlent particulièrement utiles pour les applications faibles bruits [59]. Contrairement aux capacités, un comportement inductif peut être assuré par des lignes de transmissions de dimensions adéquates, notamment pour l'isolation de la voie RF sur les étages DC et l'adaptation d'impédance. De plus, les

inductances localisées présentent l'avantage d'occuper un espace circuit moindre et de réaliser ces fonctions sur une bande de fréquences plus large.

Ce travail de thèse a fait l'objet de la fabrication, la caractérisation et la modélisation d'inductances spirales. Le procédé technologique utilisé pour la fabrication est celui développé au LN2 alors que la caractérisation de ces éléments a été conduite au sein des deux laboratoires. Le principe de fonctionnement d'un tel composant s'apparente à celui d'un solénoïde : un courant électrique d'intensité I traversant la succession de spires horizontales produit un champ magnétique pouvant être considéré de direction vertical et de valeur B au niveau du centre géométrique des spirales, avec B proportionnel à I . Le coefficient de proportionnalité entre B et I dépend alors essentiellement de la géométrie des spirales et non du choix du substrat si l'on considère que les matériaux utilisés présentent une perméabilité magnétique relative $\mu_r = 1$. On note alors un flux magnétique de valeur Φ résultant de B à travers une surface circonscrite définie par l'entrelacement des spires. Ce flux magnétique implique l'apparition d'une tension électrique E entre le début et la fin de l'enroulement selon la loi de Lenz-Faraday :

$$E = -\frac{\partial\Phi}{\partial t} \quad (3.65)$$

Cette tension E est donc proportionnelle à la dérivée temporelle de la valeur du flux Φ , de l'intensité du champ B et donc de l'intensité du courant I . On note finalement la valeur de l'inductance L répondant à :

$$E = L\frac{dI}{dt} \quad (3.66)$$

Soit dans le domaine fréquentiel :

$$E = jLI\omega \quad (3.67)$$

Les inductances réalisées utilisent une géométrie en spirales carrées par déposition du métal 3. Le ruban de connexion entre la sortie de l'inductance et le centre des spires utilise le métal 1, une interconnexion entre les deux métaux est alors réalisée par le procédé de gravure 1 au niveau du centre des spires. Les caractéristiques géométriques peuvent être décrites par le nombre de spires N , la largeur des spires W et leur espacement G . Le tableau 3.5 liste les

propriétés des 7 inductances fabriquées. La figure 3.22 montre une image obtenue par MEB d'un tel dispositif.

La méthodologie de modélisation débutera par l'extraction et la modélisation de la valeur de résistance série R_m imputable à la résistivité du métal déposé. Ensuite suivra la modélisation de la valeur de l'inductance L correspondant au fonctionnement idéal de l'inductance (fréquences suffisamment faibles pour négliger les éléments parasites). Dans un deuxième temps, la transition entre le fonctionnement inductif et un fonctionnement capacitif causée par les éléments parasites est modélisée en reproduisant les valeurs de fréquences de coupure f_c extraites expérimentalement. Finalement, l'amplitude du pic de résonance, intimement liée à la caractéristique de facteur de qualité Q , est reproduite en considérant les pertes dans la structure.

Nom	C21	C22	C23	D21	D22	D23	F23
Nombre de spires	$9^{3/8}$	$4^{5/8}$	$9^{3/8}$	$2^{3/8}$	$3^{3/8}$	$9^{3/8}$	$9^{3/8}$
Largeur trait (μm)	5	10	5	10	10	3	10
Espacement (μm)	7	10	5	10	10	3	4

Tableau 3.5 : Caractéristiques géométriques des inductances spirales réalisées.

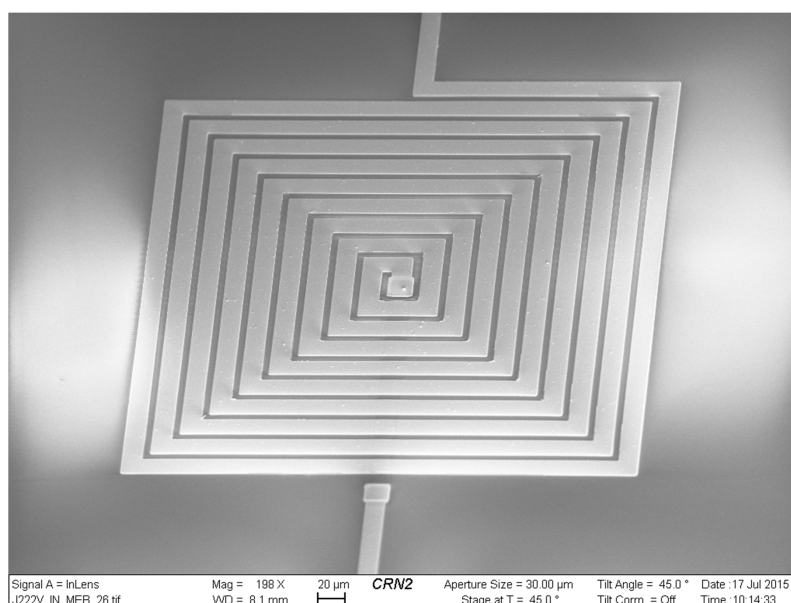


Figure 3.22 : Image MEB d'une inductance spirale.

3.3.1 Mesures en DC

Par définition, un quadripôle représentant un composant purement inductif en DC doit présenter des admittances d'entrée Y_{11} et de sortie Y_{22} nulles et un court-circuit entre le port 1 et le port 2 (soit $1/Y_{12} = 0$). Un effet résistif non-négligeable est cependant attendu du fait des dimensions géométriques (spires de largeur micrométriques pour une longueur totale de l'ordre du millimètre). En considérant que cette résistance est essentiellement due aux spires de l'inductance, il est possible d'exprimer sa valeur R_m selon (3.68) où $Long$ représente la longueur totale de l'enroulement et t_m l'épaisseur de métal 3 déposé.

$$R_m = \frac{Long}{\sigma_m t_m W} \quad (3.68)$$

Cette résistance est caractérisée par mesure DC. Le tableau 3.6 regroupe les valeurs de résistances séries mesurées pour chaque inductance et l'écart-type calculé pour des mesures effectuées d'un réticule à un autre et d'un échantillon à l'autre. Ces valeurs varient d'environ 3 Ω à 45 Ω en fonction de la géométrie utilisée avec une variation d'environ 4% entre des éléments de conception similaire.

La résistance de l'interconnexion métallique réalisée par gravure diélectrique est également caractérisée afin de déterminer s'il est pertinent de considérer cette résistance. Cette étude est menée à partir de motifs dédiés permettant d'évaluer cette résistance en fonction de la géométrie du contact. Il est alors montré que cette résistance est proportionnelle à l'inverse du périmètre du contact (c.f. figure 3.23). Une résistance d'environ 0.1 Ω est mesurée pour un contact de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$. Ainsi, pour l'interconnexion des inductances de dimension $6 \times 6 \mu\text{m}^2$, une résistance d'environ 0.04 Ω est évaluée, bien inférieure aux valeurs R_m mesurées et donc négligeable.

$Long$ est déterminée par (3.69) depuis les caractéristiques géométriques de l'inductance avec α_L correspondant à un coefficient d'ajustement dont la valeur a été déterminée à $\alpha_L = 1.088$.

$$Long = \alpha_L ((W + G) \times 4N^2 + (W + G) \times 2N) \quad (3.69)$$

Des simulations Momentum permettent également d'évaluer cette résistance. Le tableau 3.6 liste ainsi les valeurs modélisées par (3.69) et selon Momentum. Une bonne corrélation entre valeurs mesurées et modélisées est trouvée.

Nom	C21	C22	C23	D21	D22	D23	F23
Longueur (mm)	4.835	2.106	4.029	0.594	1.138	2.417	5.641
Résistance série (Ω)							
Mesure	45.2	10.0	38.6	2.9	5.5	37.8	26.0
Variation (%)	± 3.9	± 2.5	± 2.5	± 3.1	± 3.6	± 3.0	± 5.3
Modèle	46.51	10.13	38.76	2.86	5.48	38.76	27.13
Momentum	45.87	10.89	39.10	3.46	6.057	39.4	27.55

Tableau 3.6 : Relevé des résistances séries mesurées et modélisées pour les inductances fabriquées

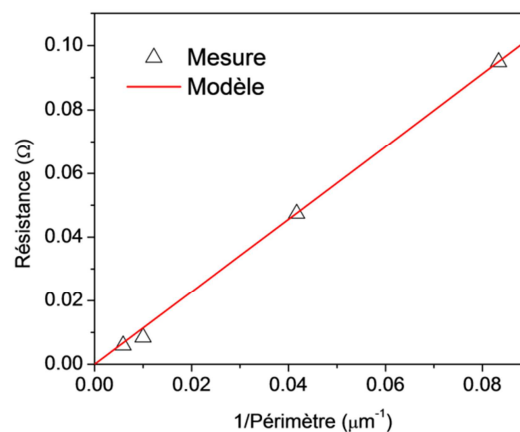


Figure 3.23 : Résistance des contacts d'interconnexion par gravure des diélectriques entre les métaux 1 et 3 selon l'inverse du périmètre du contact.

3.3.2 Extraction de la valeur de l'inductance et de la fréquence de résonance

Les dispositifs étudiés sont en configuration quadripôle pour lesquels un effet inductif série (du port 1 au port 2) est présent. Sans considération des éléments parasites signal-masse (mode différentiel), cette valeur d'inductance L^{diff} s'exprime ainsi [60] :

$$L^{diff} = \text{imag}(-1/Y_{12})/\omega \quad (3.70)$$

En considération de ces éléments, la « véritable » valeur de l'inductance L dépend de la charge présentée en sortie. Pour la plupart des applications RF, une impédance AC nulle est généralement présentée en sortie [60]. Dans cette configuration la valeur d'inductance est déterminée selon :

$$L = \text{imag}(1/Y_{11})/\omega \quad (3.71)$$

Pour une utilisation du dispositif au port n°2 (le port n°1 étant relié à la masse), l'inductance peut être différente, elle répond alors à :

$$L = \text{imag}(1/Y_{22})/\omega \quad (3.72)$$

De façon similaire, la fréquence de fonctionnement ($f = [0, f_c]$) est alors définie pour $L > 0$ soit : $\text{phase}(1/Y_{11}) > 0$ ou $\text{phase}(1/Y_{22}) > 0$. On définit également le facteur de qualité Q selon :

$$Q = \frac{\text{imag}(1/Y_{11})}{\text{real}(1/Y_{11})} \quad (3.73)$$

Dans ce travail, un procédé de de-embedding des accès est conduit. La figure 3.24 indique la caractéristique hyperfréquence déterminée sans de-embedding et avec de-embedding Open-Short et Short-Open. La valeur d'inductance L est alors extraite à basse fréquence, pour la partie constante de $\frac{\text{imag}(1/Y_{11})}{\omega}$ tandis que l'inductance différentielle L^{diff} est extraite de façon similaire depuis $\frac{\text{imag}(-1/Y_{12})}{\omega}$. On note alors que les valeurs extraites des caractéristiques avec de-embedding sont notablement moins élevées et de valeurs proches nonobstant la méthode de de-embedding. Ceci s'explique par le fait que les accès constituent une inductance série parasite s'additionnant à celle du dispositif. On observe également que L et L^{diff} sont de valeurs quasiment identiques. Une explication de ce phénomène sera proposée en partie 3.3.4. La fréquence de coupure f_c est quant à elle augmentée et sensiblement identique dans le cas des deux types de de-embedding. L'explication proposée est le retrait des capacités parasites signal-masse des accès ainsi que la diminution de l'inductance (cf. partie 3.3.4). Finalement, il est observé que le choix du de-embedding conditionne fortement la hauteur du pic de résonance et par conséquent le facteur de qualité. De façon similaire aux capacités MIM (cf. partie 3.2.1), il est observé que la caractéristique avec de-embedding Short-Open correspond davantage à des simulations Momentum utilisant des plans de mesure aux bornes du dispositif. Ce type de de-embedding est donc choisi pour la suite de l'étude.

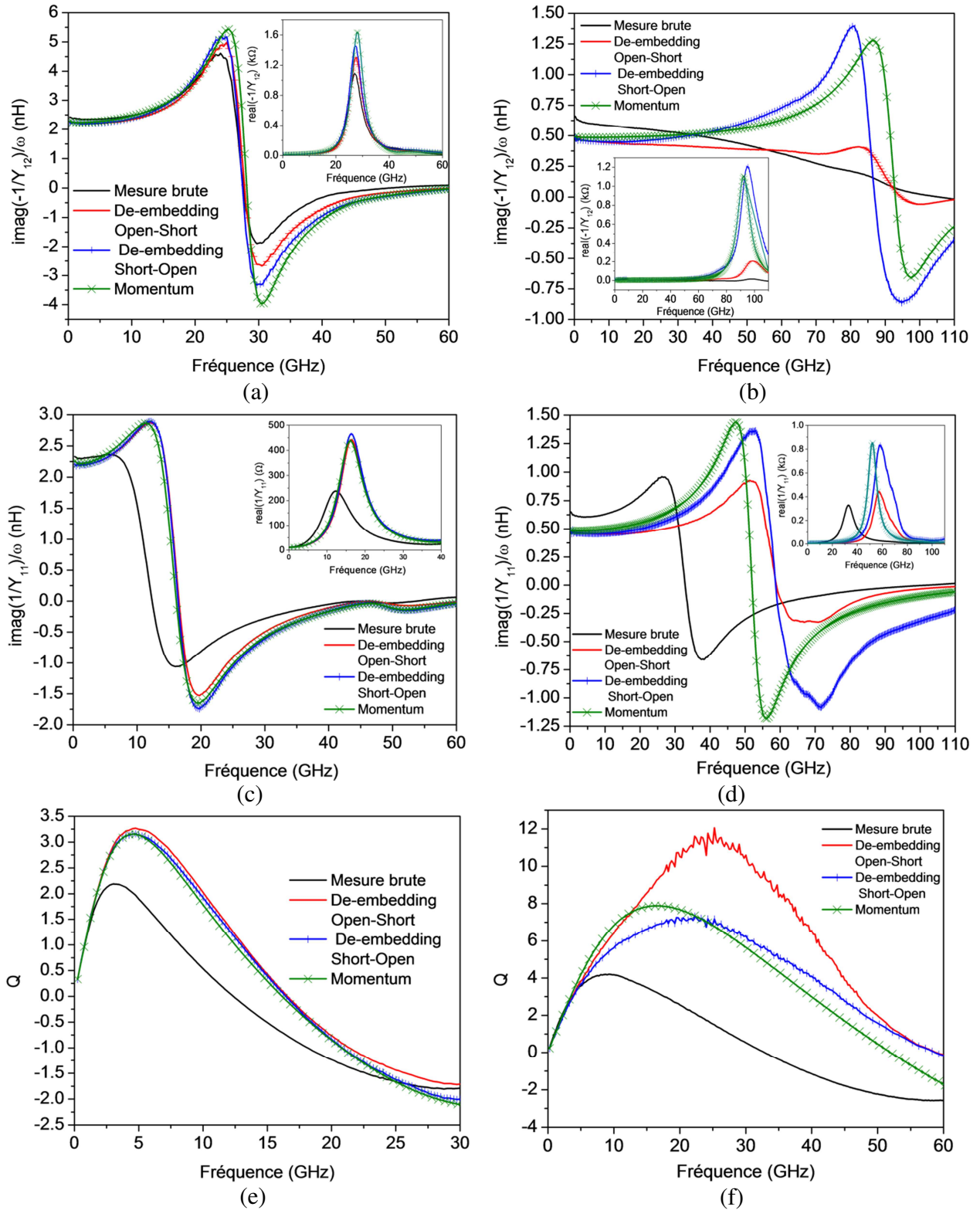


Figure 3.24 : Comparaison des méthodes de de-embedding et de simulation EM sous Momentum pour les paramètres $-1/Y_{12}$ (a), $1/Y_{11}$ (c) et Q (e) pour une inductance C22 et $-1/Y_{12}$ (b), $1/Y_{11}$ (d) et Q (f) pour une inductance D21.

3.3.3 Modélisation de la valeur d'inductance

Comme indiqué précédemment, la valeur de l'inductance L dépend essentiellement de la géométrie de l'entrelacement des spires. L peut donc être exprimée en fonction des paramètres géométriques tels que W , G et N . Dans le cadre de cette étude, il sera fait usage d'un modèle empirique (utilisé par l'industriel Ommic S.A.) constitué des équations (3.74 - 3.77) où b_L , c_L , et d_L sont des variables de calculs intermédiaires.

$$b_L = 0.448 + \frac{1.59}{W} \quad (3.74)$$

$$c_L = (1.28 + 0.0111 \times W^2) + \frac{G}{4.94 + 0.0913 \times W} \quad (3.75)$$

$$d_L = \frac{1}{0.048 - 0.00253 \times W} + G \times (5.1 - 0.169 \times W) \quad (3.76)$$

$$L = Long \times \left(b + \frac{Long}{c_L} - \frac{Long^2}{d_L} \right) \quad (3.77)$$

Le tableau 3.7 regroupe les valeurs mesurées pour chaque géométrie d'inductance, les écarts-types ainsi que la valeur modélisée. Les valeurs mesurées indiquent des valeurs d'inductances de 0.44 nH à 10.85 nH, le modèle utilisé reproduit ces valeurs avec une précision d'environ 97% et s'avère donc fiable pour une modélisation sur une large gamme de géométries. La figure 3.25 illustre graphiquement le relevé des valeurs extraites ainsi que les valeurs modélisées associées.

Nom	C21	C22	C23	D21	D22	D23	F23
	Inductance série (nH)						
Mesure	9.83	2.19	8.47	0.44	0.98	5.08	10.85
Variabilité (%)	±0.8	±1.3	±1.5	±3.1	±2.5	±1.9	±0.7
Modèle	9.95	2.24	8.30	0.44	0.99	4.99	10.67
Momentum	9.49	2.24	8.34	0.49	1.02	5.06	10.37

Tableau 3.7 : Relevé des inductances extraites et modélisées selon le modèle analytique et les simulations Momentum.

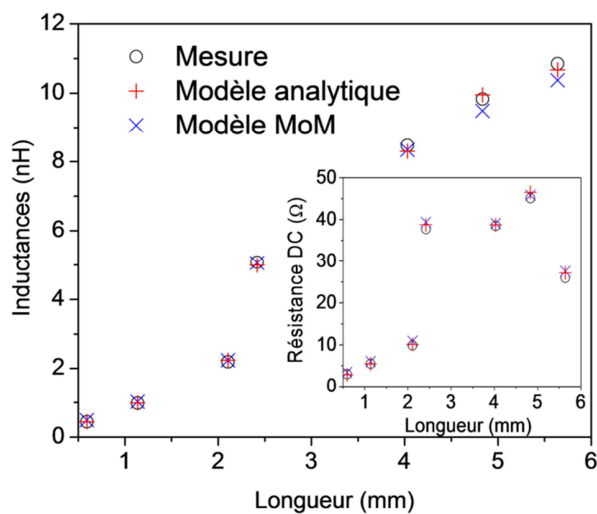


Figure 3.25 : Valeurs des inductances mesurées et modélisées en fonction du paramètre de longueur.

3.3.4 Modélisation de la résonance

Le phénomène de résonance de l'inductance représente une limitation critique dans l'utilisation du composant. La modélisation de ce phénomène, tant au niveau de la reproduction de f_C que du comportement au voisinage de cette fréquence, est donc primordiale pour un modèle se destinant à la conception de MMIC. Un premier modèle, illustré figure 3.26, est destiné à modéliser la fréquence de coupure en prenant en compte les éléments parasites suivants :

- Capacité parasite série C_p
- Capacité parasite signal-masse à l'entrée C_{in}
- Capacité parasite signal-masse à la sortie C_{out}
- Résistance série R_m

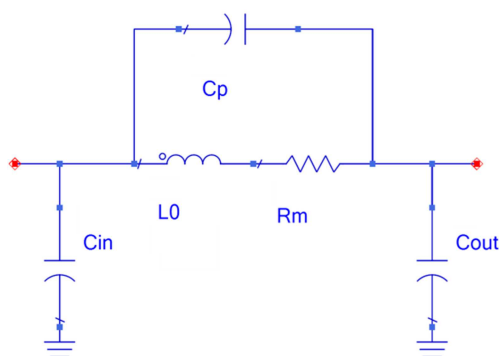


Figure 3.26 : Schéma équivalent sans pertes dans le substrat pour la modélisation d'inductances localisées.

Les paramètres d'admittance Y^{mod} d'une telle représentation impliquent :

$$Y_{12}^{mod}(\omega) = \frac{-1 - j\omega R_m C_p + \omega^2 C_p L_0}{R_m + j\omega L_0} \quad (3.78)$$

$$\Rightarrow -imag\left(\frac{1}{Y_{12}^{mod}(\omega)}\right) = \frac{\omega R_m^2 C_p + \omega^3 C_p L_0^2 - \omega L_0}{1 - 2\omega^2 C_p L_0 + \omega^4 C_p^2 L_0^2 + \omega^2 R_m^2 C_p^2} \quad (3.79)$$

Pour des fréquences suffisamment basses :

$$-imag\left(\frac{1}{Y_{12}^{mod}(\omega)}\right) = \omega R_m^2 C_p - \omega L_0 \quad (3.80)$$

$$\Rightarrow L_0 = L^{diff} + R_m^2 C_p \quad (3.81)$$

Pour des fréquences plus élevées (> 5 GHz) une dépendance de R_m avec la fréquence due à l'effet de peau est considérée. La résistance R_m (f) est alors exprimée selon :

$$R_m(f) = R_m \times Max\left(1, \sqrt{\frac{f \cdot t_m}{10^3}}\right) \quad (3.82)$$

La capacité C_p est déterminée selon la fréquence de résonance en mode différentiel f_c^{diff} associant $imag\left(Y_{12}^{mod}(f_c^{diff})\right) = 0$ soit pour laquelle :

$$C_p L_0^2 (2\pi f_c^{diff})^3 + 2\pi R_m^2 C_p f_c^{diff} - 2\pi f_c^{diff} L_0 = 0 \quad (3.83)$$

$$\Rightarrow f_c^{diff} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{L_0 - R_m^2 C_p}{C_p L_0^2}} \quad (3.84)$$

$$\Rightarrow C_p = \frac{L_0}{(2\pi f_c^{diff})^2 + \frac{R_m^2}{L_0^2}} \quad (3.85)$$

Finalement, la capacité parasite C_{in} est déterminée depuis la fréquence de résonance f_c associant $imag\left(Y_{11}^{mod}(f_c)\right) = 0$, soit :

$$Y_{11}^{mod}(\omega) = \frac{R_m + j(\omega^3 C_p L_0^2 + \omega R_m^2 C_p - \omega L_0)}{R_m^2 + \omega^2 L_0^2} + j\omega C_{in} \quad (3.86)$$

$$\Rightarrow 4\pi^2 f_c^2 C_p L_0^2 + R_{DC}^2 C_p - L_0 + C_{in}(R_{DC}^2 + 4\pi^2 f_c^2 L_0^2) = 0 \quad (3.87)$$

$$\Rightarrow C_{in} = \frac{L_0 - 4\pi^2 f_c^2 C_p L_0^2 - R_{DC}^2 C_p}{R_m^2 + 4\pi^2 f_c^2 L_0^2} \quad (3.88)$$

Il est noté que la fréquence de résonance en sortie à entrée court-circuitée f_C^{out} associant $imag(Y_{22}^{mod}(f_C^{out})) = 0$ est sensiblement proche de f_C . La caractéristique des dispositifs est ainsi quasiment symétrique ($Y_{11} = Y_{22}$). On considère alors $C_{out} = C_{in}$.

Finalement, ces éléments parasites sont exprimés selon les paramètres géométriques de l'inductance en notant W_{rub} la largeur du ruban métallique permettant la connexion sous les spires. Il est considéré que C_p est la somme de deux effets capacitifs selon (3.89) avec C_{rub} exprimant l'effet capacitif parasite se créant entre les spires et le ruban et la capacité C_{sp} représentant la capacité parasite de spire à spire. C_{rub} est alors exprimée théoriquement par une formule de capacité plan en considérant les zones de spires en regard avec le ruban de connexion (3.90). Les coefficients a et b déterminés dans le cadre de la modélisation des capacités MIM de type 1 sont alors utilisés. Dans un deuxième temps, C_{sp} est déduit de la connaissance de C_{rub} et de l'extraction de C_p selon (3.89). Les valeurs sont alors interpolées par une fonction linéaire en fonction de la longueur des spires selon (3.91). La figure 2.27 indique les valeurs de C_p extraites et modélisées avec les composantes C_{rub} et C_{sp} associées. Il est alors noté que C_{rub} contribue en grande partie à C_p du fait de la largeur de ruban utilisée (10 μm). Finalement, les valeurs de C_{in} extraites depuis (3.88) sont interpolées par une fonction tenant compte de W et $Long$ selon (3.92).

$$C_p = C_{sp} + C_{rub} \quad (3.89)$$

$$C_{rub} = 6.1 \cdot 10^{14} \left[a(\text{trunc}(N) \cdot W \cdot W_{rub}) + b(\text{trunc}(N) \cdot (2(W + W_{rub}))) \right] \quad (\text{en fF}) \quad (3.90)$$

$$C_{sp} = 2.453 \times 10^3 \times Long \quad (\text{en fF}) \quad (3.91)$$

$$C_{in} = 1.51 \times W \times Long + 4.79 \quad (\text{en fF}) \quad (3.92)$$

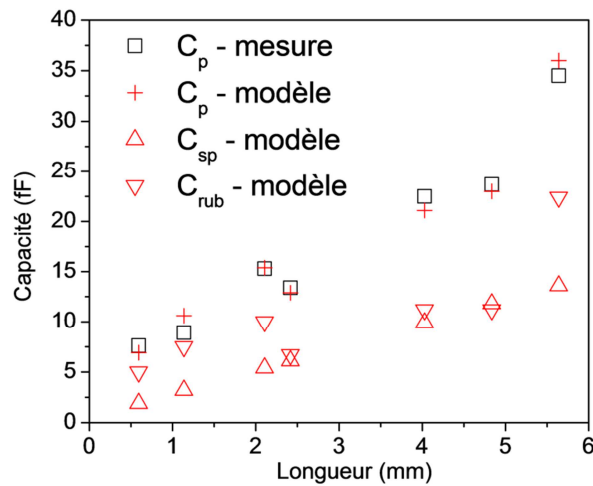


Figure 3.27 : Extraction et modélisation de la capacité parasite C_p et de ses composantes C_{sp} et C_{rub}

Le tableau 3.8 regroupe l'ensemble des résultats en termes de fréquence de résonance mesurée et modélisée par les modèles Momentum et analytique précédemment décrits. A titre d'illustration, la figure 3.28 illustre ces résultats en fonction de la longueur des dispositifs. Une bonne concordance finale entre les résultats expérimentaux et les modèles déployés est observée.

Nom	C21	C22	C23	D21	D22	D23	F23
	Fréquence de résonance (GHz)						
Mesure	5.5	16.0	6.8	59.0	29.0	11.5	4.0
Variation (%)	±4.0	±3.5	±3.0	±2.8	±2.3	±2.8	±3.8
Modèle	5.8	14.9	7.1	53.6	18.3	12.2	4.2
Momentum	6.2	16.3	7.2	54.5	27.8	11.8	4.8

Tableau 3.8 : Relevé des fréquences de résonance mesurées et modélisées pour les inductances fabriquées.

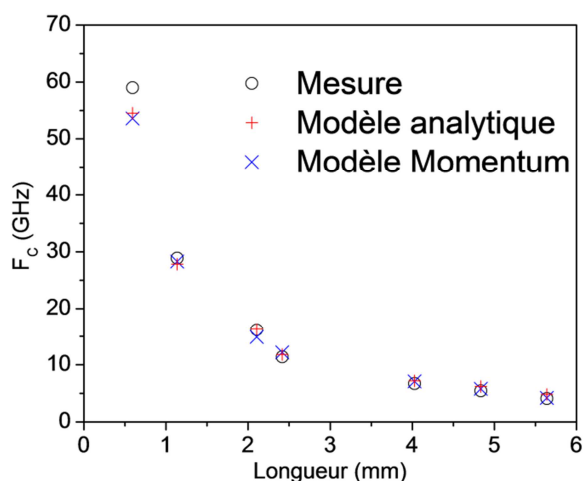


Figure 3.28 : Relevé des fréquences de résonance en fonction de la longueur des inductances fabriquées.

Ce travail de modélisation de la valeur d'inductance et de la fréquence de résonance est valable pour toute inductance observant une construction géométrique similaire, un substrat de même permittivité diélectrique ($\epsilon_r \approx 12$) et un dépôt métallique de résistivité proche pour la fabrication de spires.

3.3.5 Modélisation des pertes dans le substrat

La modélisation analytique conduite dans la partie 3.3.4 tient compte d'un substrat isolant. Or, les mesures de lignes de transmission décrites dans la partie 3.1.6 témoignaient de la présence de couches conductrices au sein de la structure. En ce qui concerne les inductances fabriquées, un substrat silicium peu résistif a été utilisé, impliquant des pertes importantes comme en témoigne les facteurs de qualité peu élevés et la relative faible amplitude des pics de résonance notés en partie 3.2.3. Les pertes dans le substrat ont deux origines majeures : la variation de champ électrique signal-masse causant un courant de conduction parasite (de la même façon que les pertes dans les lignes de transmission) et la pénétration du flux magnétique dans le substrat selon l'axe des spires entraînant la création de courants circulaires (courants de Foucauld) dans les couches conductrices.

La démarche proposée ci-après s'applique pour les échantillons étudiés. Pour de nouveaux dispositifs sur un substrat plus résistif ou pour des interfaces conductrices plus localisées, il sera nécessaire d'ajuster les coefficients d'interpolation utilisés.

La figure 3.29 décrit le nouveau schéma utilisé prenant en compte ces pertes. Les éléments suivants sont alors considérés :

- C'_{in} capacité entre le signal et la couche conductrice
- R_{in} résistance équivalente dans la couche conductrice
- R_p résistance modélisant les courants de Foucauld à travers le substrat

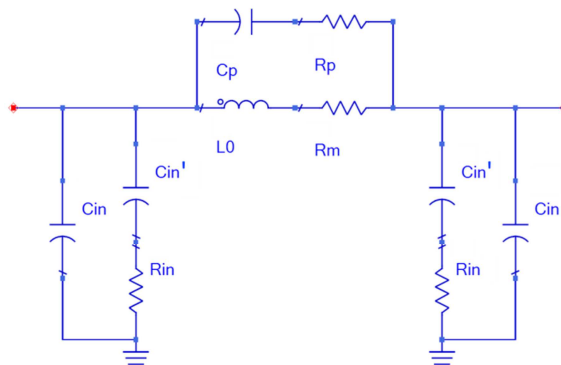


Figure 3.29 : Schéma équivalent utilisé pour la prise en compte des pertes dans le substrat

L'élément R_p est extrait par dichotomie depuis les caractéristiques $\frac{\text{imag}(-1/Y_{12})}{\omega}$. La figure 3.30 indique les valeurs extraites ainsi que la modélisation en fonction de la longueur de l'inductance selon la loi suivante : $R_p = 37 \times \ln(\text{Long}) + 54$.

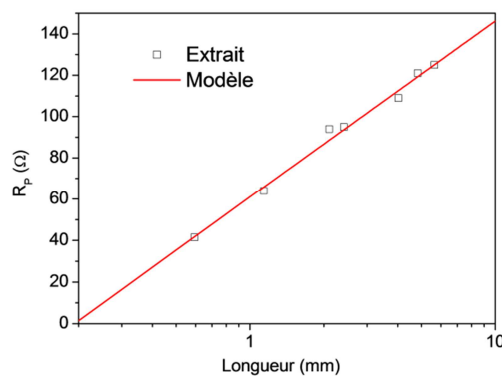
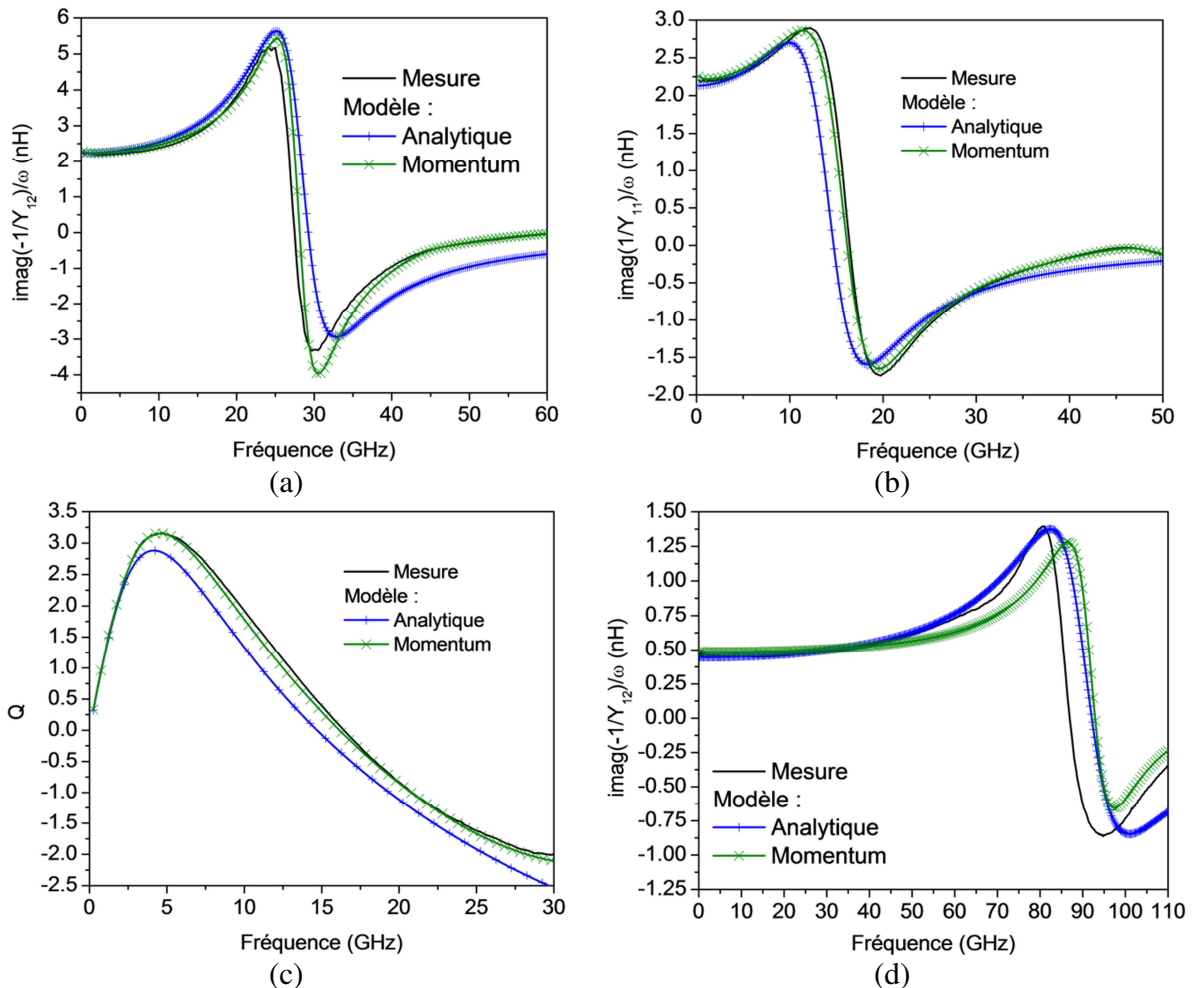


Figure 3.30 : Valeurs de résistances parasites R_p extraites et modélisées

La capacité C'_{in} est calculée théoriquement depuis une formule de capacité plan entre les spires et le substrat silicium selon l'expression $C'_{in} = 3.91 \times 10^{-4} \times W \times Long$. Il est alors déterminé qu'une résistance constante $R_{in} = 440 \ \Omega$ permet de reproduire les caractéristiques $\frac{imag(-1/Y_{11})}{\omega}$.

Finalement la figure 3.31 indique les caractéristiques des inductances C22 et D21 exprimées selon $\frac{imag(-1/Y_{12})}{\omega}$, $\frac{imag(-1/Y_{11})}{\omega}$ et Q telles que mesurées et simulés selon le modèle analytique final et les simulations Momentum. Un bon accord est trouvé pour la reproduction de la caractéristique mesurée sur toute la bande de fréquence investiguée.



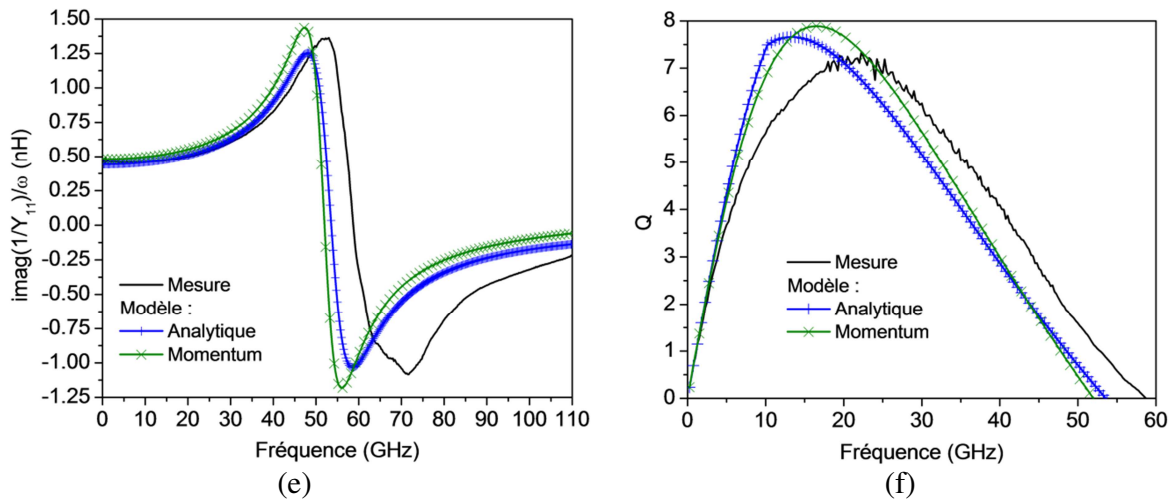


Figure 3.31 : Caractéristiques hyperfréquences mesurées et modélisées pour les inductances fabriquées. Élément C22 (a), (b) et (c) et élément D21 (d), (e) et (f).

3.3.6 Perspectives d'amélioration

Ce travail de fabrication et de modélisation des inductances s'achève par la présentation de solutions techniques afin d'améliorer les performances en fréquence de ces dispositifs en termes d'augmentation des fréquences de coupure.

La première solution consiste à ne plus considérer les accès à la spirale (le rétrécissement de la ligne de transmission et l'interconnexion des métaux par gravure diélectrique) tel qu'illustré sur la figure 3.32. Il sera alors du ressort du concepteur d'ajouter ces éléments s'ils sont nécessaires. Le de-embedding expérimental de ces éléments n'a pas été possible dans le temps imparti, les masques de photolithographies fabriqués ne prévoyant pas cette action.

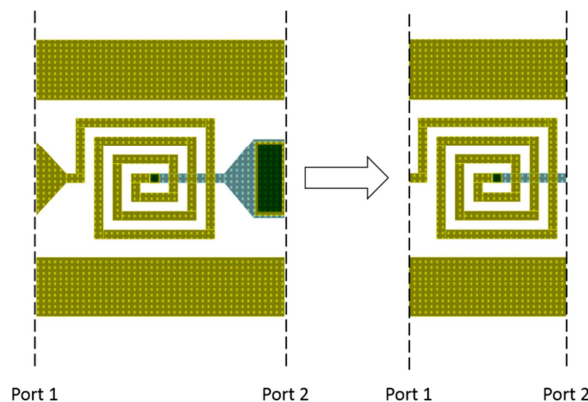


Figure 3.32 : Exemple d'une relocalisation des plans de références d'une inductance D22

La deuxième solution consiste à réduire la largeur du ruban de connexion dans l'objectif de diminuer la composante de la capacité parasite C_{rub} explicitée en partie 3.3.4. Enfin, en technologie coplanaire, une diminution de la capacité parasite signal-masse C_{in} peut être opérée par un espacement plus prononcé des plans de masses.

La figure 3.33 montre des simulations EM sous Momentum incorporant ces diverses solutions pour les éléments D22 et D21. En premier, la non-consideration des accès permet d'augmenter d'environ 20% la fréquence de résonance. Cette amélioration est néanmoins à nuancer du fait de la baisse de la valeur d'inductance qu'elle occasionne. La diminution de la largeur du ruban de connexion (de 10 μm à 4 μm) permet d'augmenter d'environ 5% la valeur de f_C . Enfin, un espacement supplémentaire des plans de masses (de 40 μm à 80 μm) a pour influence d'augmenter de 10% la valeur de f_C .

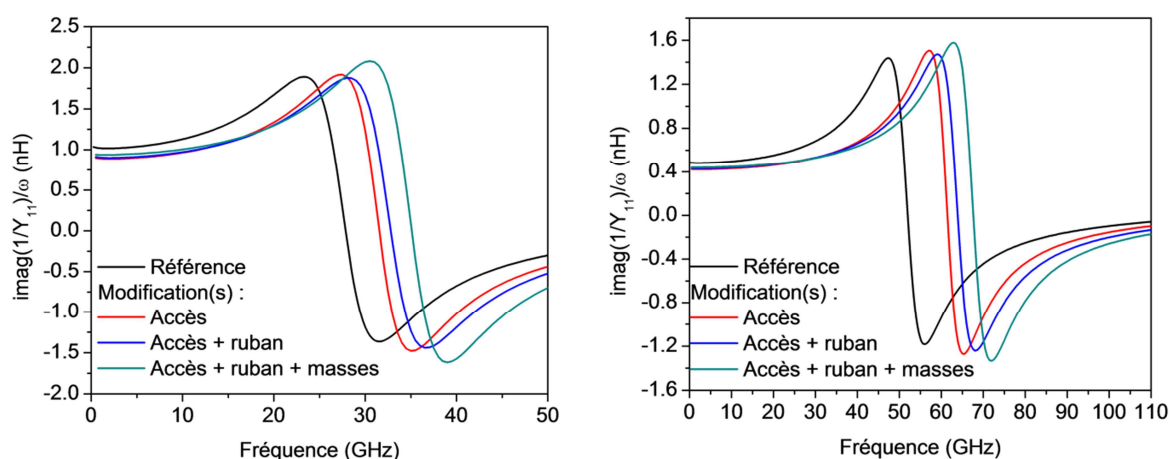


Figure 3.33 : Simulations EM des modifications proposées pour la montée en fréquence des inductances.

D'autres pistes de solutions sont suggérées par la littérature. Plus complexes de réalisation elles ne rentrent pas dans le cadre de ce travail de thèse mais peuvent être prévues pour de futurs travaux d'améliorations de ces dispositifs. En premier, il a été démontré que l'implémentation d'un « Patterned Ground Plane » consistant en une structure métallique sous les spires et sous le diélectrique permet de réduire fortement le champ électrique induit dans le substrat par le flux magnétique et ainsi de limiter les courants de Foucault circulant dans le substrat et provoquant une dépense d'énergie par effet Joule. Un tel motif métallique pourrait

être formé par le même niveau de métal réalisant le ruban de connexion. Une seconde solution réside dans l'utilisation de spires de largeurs variables : plus larges pour la longue portion périphérique dans le but de minimiser l'effet Joule et plus fines au centre afin de limiter le champ induit qui est naturellement plus élevé à cet endroit [61].

3.4 Modélisation des éléments de jonctions

Cette partie décrit les travaux réalisés pour la modélisation des éléments de jonction en technologie CPW. Des lignes de transmission décrivant un arc de cercle de 90° (coude) ont été fabriquées et caractérisées avec succès. D'autres éléments à 3 ports et 4 ports, permettant la jonction de lignes CPW selon différentes configurations ont été conçus et modélisés par simulation EM.

3.4.1 Caractérisation et modélisation des coudes

La figure 3.34(a) présente le coude fabriqué. Les paramètres géométriques de cet élément sont ceux des lignes CPW à l'addition d'un paramètre supplémentaire correspondant au rayon de courbure R . On exprime alors la longueur géométrique L_{geo} comme la longueur de l'arc de cercle passant par les centres du conducteur central. Des éléments de géométrie $\{W = 80 \mu\text{m}, S = 45 \mu\text{m}, G = 65 \mu\text{m}, R = 75 \mu\text{m}\}$ ont été fabriqués. Une configuration similaire de deux éléments en série selon la configuration décrite figure 3.34(b) été utilisée afin de permettre la caractérisation depuis des appareils de mesure classiques avec pointes coplanaires en regard. La caractéristique individuelle \mathbf{S}^{uni} peut être obtenue à partir de la caractéristique mesurée \mathbf{S}^{duo} selon :

$$\mathbf{S}^{uni} = T \rightarrow S \left(S \rightarrow T(\mathbf{S}^{duo}) \right)^{-1} \quad (3.93)$$

Ceci est possible du fait de la symétrie géométrique d'un coude impliquant $S_{11}^{uni} = S_{22}^{uni}$ et donc $T \rightarrow S(\mathbf{S}^{duo}) = \left(S \rightarrow T(\mathbf{S}^{uni}) \right)^2$.

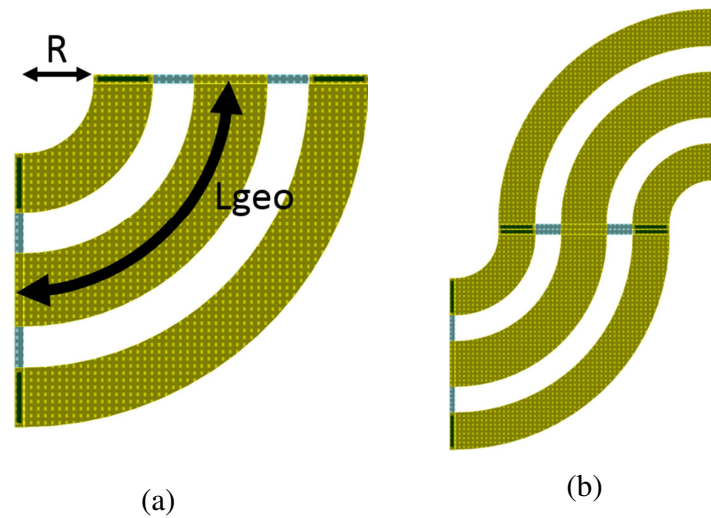


Figure 3.34 : (a) ligne CPW courbée à 90° (coude) étudiée et (b) configuration de mesure.

Un ruban métallique réalisé par le dépôt métallique n°1 permet de connecter les masses de l'élément en entrée et en sortie afin d'équilibrer les potentiels des conducteurs de masses. Ce ruban passe donc en dessous du conducteur central impliquant un effet capacitif parasite signal-masse. La modélisation proposée est ainsi celle d'une ligne CPW (partie 3.1.8) à laquelle s'ajoute une capacité C_t localisée en entrée et sortie telle que décrite dans la figure 3.35. La longueur de la ligne CPW modélisée correspond à $0.71L_{geo}$. La valeur de C_t est alors déterminée depuis la formule d'une capacité de type 1 décrite en partie 3.2.

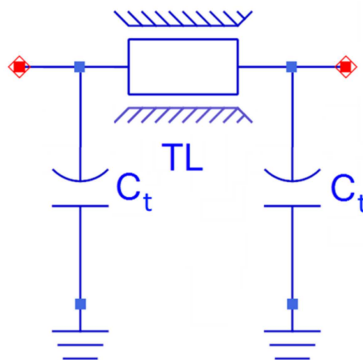


Figure 3.35 : Schéma équivalent utilisé pour la modélisation d'un coude de ligne CPW.

La figure 3.36 représente les résultats obtenus concernant le paramètre de transmission $|S_{12}|$ tel qu'extraite et modélisé par le modèle précédemment décrit et une simulation EM sous Momentum. Alors qu'une bonne concordance est trouvée entre les résultats expérimentaux et la modélisation, les valeurs déterminées chutent fortement au-delà de 65 GHz. Cet effet est

directement imputable à l'effet capacitif du ruban, car non observé sur des lignes CPW classiques. Le résultat d'une simulation de type Momentum conduite en tenant compte d'un substrat parfaitement isolant est également indiqué et le même phénomène est observé. Finalement, une dernière simulation tient compte d'une diminution de la largeur des rubans sous le conducteur central (de $8\ \mu\text{m}$ à $4\ \mu\text{m}$). Il est alors observé une augmentation de la fréquence à laquelle survient l'atténuation, laquelle atteint alors environ 80 GHz.

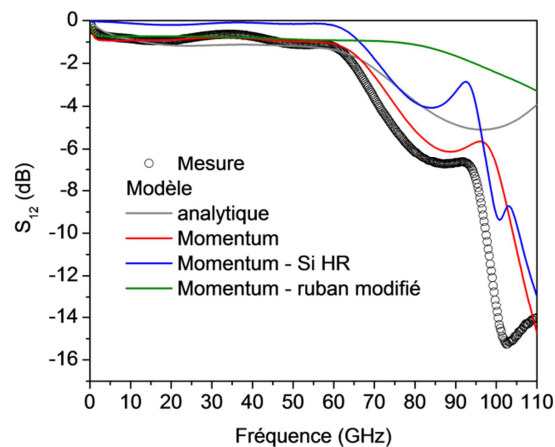


Figure 3.36 : Paramètre S_{12} extrait et modélisé pour un coude ($W = 80\ \mu\text{m}$, $S = 45\ \mu\text{m}$, $G = 65\ \mu\text{m}$, $R = 75\ \mu\text{m}$).

3.4.2 Modélisation de jonctions 3 ports et 4 ports

D'autres éléments permettant la jonction de lignes CPW ont été conçus. On distingue alors les variables suivantes pour ces éléments :

- Intersection avec connexion de 3 lignes CPW (dispositif 3 ports)
- Intersection avec connexion de 4 lignes CPW (dispositif 4 ports)
- Intersection sans connexion de 4 lignes CPW (dispositif 4 ports)

Du fait de la nécessité de recourir à des systèmes de mesure à 3 ou 4 points coplanaires, la caractérisation de ces éléments n'a pas eu lieu dans le cadre de ce travail. Par ailleurs, la grande variété de paramètres géométriques (au nombre de 6 pour les éléments 3 ports et 10 pour les 4 ports) requiert un nombre conséquent d'éléments afin de parvenir à un modèle à loi d'échelle complet. Ainsi, conformément à quantité de travaux de modélisation, la modélisation finale repose sur des simulations EM sous Momentum.

3.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté l'ensemble du travail effectué pour la fabrication, la caractérisation et la modélisation des éléments passifs nécessaires à la réalisation future de MMICs GaN. La totalité des modèles déployés a été intégrée au sein d'un design kit et des codes de type « ael » ont été développés pour chaque composant afin de permettre l'auto-layout.

Les modèles analytiques créés se basent sur une représentation physique alors que les modèles EM explicitent les différentes couches de la structure avec leurs propriétés respectives. En ce sens, la méthodologie suivie est ainsi aisément reproductible dans le cas d'un changement léger du procédé technologique et/ou de topologie des dispositifs.

En ce qui concerne l'aspect performance des dispositifs créés, la possibilité de fonctionnement jusqu'en bande Ka a été démontrée pour tous les dispositifs à l'étude. Des pistes d'améliorations ont été proposées pour envisager une conception future en bande W, notamment par l'augmentation des fréquences de résonance des capacités et inductances séries. Néanmoins, il n'apparaît pas possible de réaliser des inductances localisées fonctionnant au-delà d'environ 70 GHz et présentant une valeur d'inductance raisonnable (> 0.5 nH).

CHAPITRE 4 CARACTÉRISATION ET MODÉLISATION DU TRANSISTOR HEMT AlGaIn/GaN

4.1 Introduction

En vue de l'obtention d'un modèle de transistor valable dans une large gamme de polarisation et de puissance d'entrée, il convient d'obtenir en premier lieu un modèle petit signal reproduisant précisément la caractéristique statique et la caractéristique hyperfréquence linéaire mesurées.

La caractéristique statique consiste en les réseaux $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$ et $I_{GS}(V_{GS}, V_{DS})$ obtenus en condition statique en régime établi (réseau DC) ou en régime transitoire (réseau DC pulsé) avec points de repos $\{V_{GSQ} = 0 \text{ V}, V_{DSQ} = 0 \text{ V}\}$. On distingue alors la caractéristique statique en régime transitoire avec points de repos correspondant à l'activation des pièges (c.f. partie 2.4.2) : réseaux DC gate-lag ($V_{DSQ} = 0 \text{ V}$ et V_{GSQ} variable) et réseaux DC drain-lag ($V_{GSQ} = -V_P$ et V_{DSQ} variable). La modélisation précise du réseau DC est nécessaire pour reproduire les valeurs de puissances dissipées et donc de températures, le lien entre ces deux paramètres étant effectué par une modélisation électrothermique du dispositif. Par ailleurs, une modélisation précise de $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$ est nécessaire pour une reproduction fidèle du rendement en puissance ajoutée du transistor.

La caractéristique hyperfréquence en régime linéaire s'exprime usuellement selon les paramètres de dispersion du dispositif obtenus sur une plage de fréquence étendue. La modélisation des paramètres S_{11} et S_{22} est alors cruciale pour reproduire les conditions d'adaptations d'impédance respectivement en entrée et en sortie du transistor. La connaissance du paramètre S_{21} permet de connaître le gain transducique G_T du transistor et est donc

primordiale pour l'obtention du gain en puissance G_p et du gain en courant H_{21} . Enfin, la reconstitution du paramètre S_{12} est nécessaire afin de prédire la stabilité du transistor.

Ce chapitre décrit la méthodologie employée pour la modélisation petit signal de deux transistors dont la topologie diffère par leur développement ($2 \times 25 \mu\text{m}$ et $2 \times 50 \mu\text{m}$) issus d'un échantillon A. Tel que mentionné en partie 2.6.1, un niveau de performance à l'état de l'art a été démontré pour le développement $W = 2 \times 50 \mu\text{m}$ [9]. Le chapitre débutera par une présentation synthétique de l'hétérostructure et du procédé de fabrication utilisé, suivie par une modélisation de la contribution des accès depuis la caractérisation de motifs muets. Ensuite, une méthode de caractérisation thermique sera présentée et une modélisation électrothermique du transistor sera explicitée. Il sera alors procédé à une extraction des résistances d'accès du transistor selon différentes méthodes pour lesquelles les résultats seront comparés et modélisés. La caractéristique DC sera alors présentée et modélisée par l'utilisation d'un modèle semi-physique pour la source de courant intrinsèque. Finalement, la caractéristique intrinsèque du dispositif sera extraite et modélisée selon un schéma équivalent à 8 éléments.

4.2 Les transistors à l'étude : fabrication et topologies

Les transistors étudiés dans ce chapitre sont fabriqués depuis une structure épitaxiale développée au CHREA et par un procédé technologique mis au point au sein de l'IEMN. Ce procédé est optimisé pour obtenir des valeurs de résistance carrée R_{\square} et d'épaisseur de barrière AlGaN minimales [62].

4.2.1 Structure épitaxiale

La figure 4.1 décrit l'hétérostructure employée. L'hétérojonction AlGaN/GaN est obtenue par croissance par jet moléculaire à source d'ammoniac (MBE) sur substrat silicium (111) dopé au phosphore hautement résistive ($\rho > 3 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$). La structure épitaxiale est composée d'une barrière $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{N}$ de 10 nm avec un cap de 0.5 nm GaN. Une couche d'exclusion de 1 nm AlN est utilisée pour réduire les interactions via le désordre d'alliage et ainsi améliorer le

confinement des électrons dans le 2DEG. Enfin une couche buffer de $1.73 \mu\text{m}$ GaN associée avec une couche de nucléation de 10 nm $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ sont utilisées.

4.2.2 Procédé de fabrication

Les contacts ohmiques des HEMTs fabriqués consistent en un dépôt Ti/Al/Ni/Au par évaporation avec une lithographie électronique. Ils sont recuits par procédé de recuit rapide (RTA) à 850°C pendant 30 s. L'isolation est assurée par implantations multiples sous ions N^+ . Des grilles en Té de longueur submillimétrique sont fabriquées par technologie lithographique électronique utilisant un tri-couche de résine (PMMA/COPO/PMMA). La métallisation de grille en T est obtenue par dépôt de Ni/Au (40/300 nm) par évaporation. Pour réduire et stabiliser les états de surfaces, sont utilisés un prétraitement N_2O pendant 2 minutes et une passivation par diélectriques $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ (50/100 nm) déposés par PECVD à 340°C . Finalement, un dépôt Ti/Au (évaporation) est utilisé pour les plots d'épaissement. Après passivation, une densité de porteurs intrinsèques n_s de $1.28 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ associée à une mobilité électronique μ de $1930 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ sont mesurées par effet Hall. Une résistance de contact R_c de $0.29 \Omega \cdot \text{mm}$ est obtenue à partir de mesures réalisées sur des motifs de type TLM. Une résistance carrée de $250 \Omega/\square$ est finalement déduite de ces mesures.

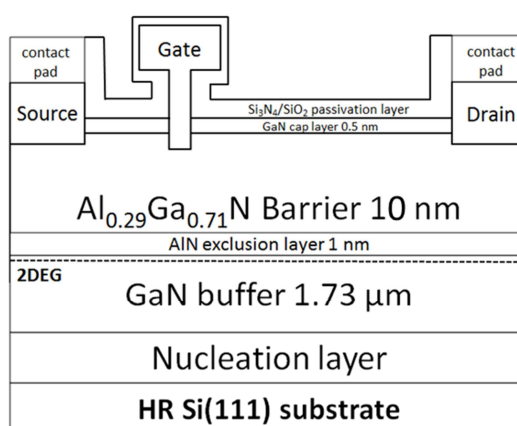


Figure 4.1 : Description de l'hétérostructure des HEMTs modélisés (échantillon A).

4.2.3 Topologies

Les masques de dessins utilisés permettent la fabrication de transistors dont la topologie varie. Chaque réticule comprend des transistors de développement W ($2 \times 25 \mu\text{m}$ et $2 \times 50 \mu\text{m}$), de distance source-drain L_{SD} (1.5, 2.5, 3.5 et 5.5 μm) et de longueur de grille l_G (75, 100, 150 et 300 nm) différents. Les transistors fabriqués possèdent tous un nombre de doigts de grille $N = 2$ et une distance grille-source $L_{GS} = 400$ nm. En termes de performances hyperfréquences, les HEMTs de l_G et L_{SD} minimales présentent les meilleurs résultats pour les valeurs de F_T et F_{MAX} extraites au plan intrinsèque tels que : $F_T = 98$ GHz et $F_{MAX} = 191$ GHz pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $F_T = 110$ GHz et $F_{MAX} = 150$ GHz pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Ainsi, la procédure de modélisation sera centrée sur ces deux topologies. Il convient cependant de noter que les HEMTs à plus grande longueur grille-drain (soit à plus grand L_{SD}) sont susceptibles de présenter des tensions de claquages plus élevées et donc de permettre une utilisation à V_{DS} plus grand.

4.3 Prise en compte des plots d'accès au transistor

Les plots d'accès sont utilisés pour la caractérisation électrique du transistor sous pointes coplanaires et sous aiguilles et ne sont pas présents lorsque le composant est inclu au sein d'un circuit de type MMIC. Ainsi, une distinction est faite entre la caractéristique dans le plan des accès et dans le plan du transistor. De façon similaire aux dispositifs passifs décrits en chapitre 3, l'ajout de motifs d'accès entraîne l'apparition d'éléments capacitifs et inductifs supplémentaires au composant. Ceci affecte la caractéristique hyperfréquence alors que le réseau de caractéristique statique reste invariant (résistances DC des accès négligées).

Dans ce travail, une procédure de de-embedding en trois étapes Pad-Open-Short est utilisée du fait de la plus grande précision que cette méthode octroie en comparaison au de-embedding en deux étapes, notamment pour des applications en gamme millimétrique [63]. La procédure est conduite depuis des mesures on-wafer des 3 muets suivants :

Muet Pad :

Il consiste en les parties métallisées utilisées pour la pose des pointes et est considéré comme un élément capacitif principalement entre Grille-Source et Drain-Source. La mesure est effectuée en 2-ports afin de permettre également l'extraction d'une capacité Grille-Drain de cross-talk pour les HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Cette même capacité pour les HEMTs à $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ est extrapolée par multiplication avec un facteur 0.7 correspondant au rapport des distances entre les deux configurations.

Muet Short :

Cette structure est équivalente à la surface des plots d'épaississements du transistor alors que la partie intrinsèque est également métallisée et donc court-circuitée. Cet élément permet la détermination de l'inductance série liée à la propagation du signal.

Muet Open :

Cette structure est également équivalente à la surface des plots d'épaississements du transistor, la partie intrinsèque du transistor est absente et représente donc une configuration en circuit ouvert.

En nommant \mathbf{Y}^{Pad} , \mathbf{Z}^{Short} et \mathbf{Y}^{Open} respectivement la matrice admittance de l'élément Pad, la matrice impédance de Short et la matrice admittance de Open, la matrice admittance au plan du transistor \mathbf{Y}^{deemb} est obtenue à partir de la matrice impédance issue de la mesure au plan des accès \mathbf{Y}^{brute} par (4.1).

$$\mathbf{Y}^{deemb} = (\mathbf{Y}^{brute} - \mathbf{Y}^{Pad})^{-1} - \left((\mathbf{Z}^{Short})^{-1} - \mathbf{Y}^{Pad} \right)^{-1} - \left((\mathbf{Y}^{Open} - \mathbf{Y}^{Pad})^{-1} - \left((\mathbf{Z}^{Short})^{-1} - \mathbf{Y}^{Pad} \right)^{-1} \right)^{-1} \quad (4.1)$$

La figure 4.2 montre les caractéristiques hyperfréquences de 250 MHz à 67 GHz mesurées sur les muets Open en configuration $W = 2 \times 25 \text{ } \mu\text{m}$ et $W = 2 \times 50 \text{ } \mu\text{m}$. Celles-ci sont représentées en paramètres de transmission et réflexion sur l'abaque de Smith.

Cette mesure indique clairement des pertes résistives de chaque côté grille-source et drain-source (partie réelle significative pour S_{11} et S_{22}). Par ailleurs, une mesure de ligne de transmission coplanaire jusqu'à 110 GHz a permis de confirmer la présence de pertes résistives dans la structure. La figure 4.3 montre les caractéristiques de cette ligne en termes d'atténuation et de constante de phase normalisée. La valeur de l'atténuation est élevée ($\alpha = 1.6 \text{ dB/mm}$ à 40 GHz) et $\alpha = 2.1 \text{ dB/mm}$ à 94 GHz). Un phénomène d'onde lente est également constaté avec une inconstance du paramètre β/β_0 avec une valeur de 5.1 à 250 MHz et se stabilisant à partir de 20 GHz à environ 2.5.

La cause de ces pertes est attribuée aux mêmes raisons que celles explicitées en partie 3.1.6, à savoir la présence d'une couche conductrice localisée à proximité de la surface. Ces pertes sont considérées et modélisées par l'introduction de branches parallèles composées d'un élément résistif en série avec une capacité pour les réseaux représentant les muets Open et Pad. Une représentation globale de la modélisation des accès est présentée figure 4.4. Les valeurs des éléments déterminées sont listées dans le tableau 4.1. La figure 4.6 montre les paramètres d'impédance et d'admittance tels que mesurés et modélisés. Les conventions suivantes sont utilisées :

- $Y_{GS} = Y_{11} + Y_{12}$
- $Y_{GD} = -Y_{12}$
- $Y_{DS} = Y_{22} + Y_{12}$
- $Z_{GS} = Z_{11} - Z_{12}$
- $Z_{GD} = Z_{12}$
- $Z_{DS} = Z_{22} - Z_{12}$.

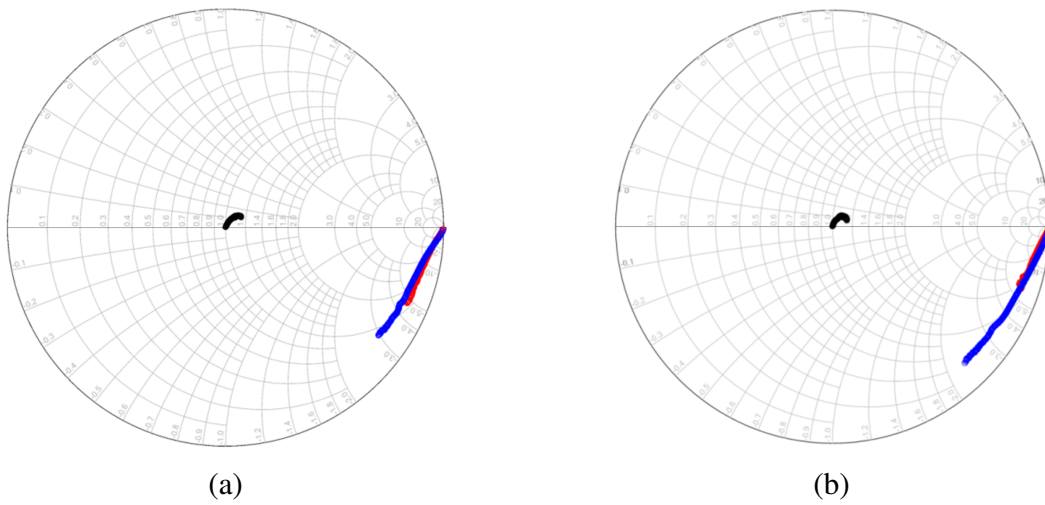


Figure 4.2. Mesure hyperfréquence du muet *Open* de 250 MHz à 67 GHz en configuration (a) $W = 2 \times 25 \mu\text{m}$ et (b) $W = 2 \times 50 \mu\text{m}$. Paramètres de transmission S_{12} (noir), réflexion à l'entrée S_{11} (rouge) et en sortie S_{22} (bleu).

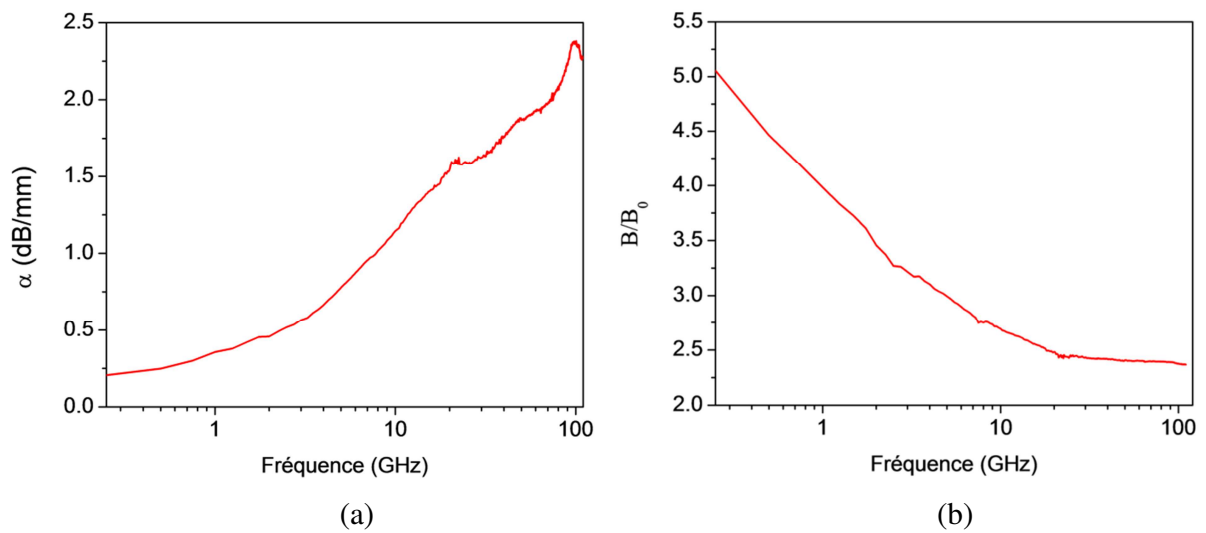


Figure 4.3. : (a) Atténuation et (b) constante de phase normalisée mesurées sur une ligne coplanaire de dimensions $\{W = 50 \mu\text{m}, S = 30 \mu\text{m}, G = 90 \mu\text{m}\}$.

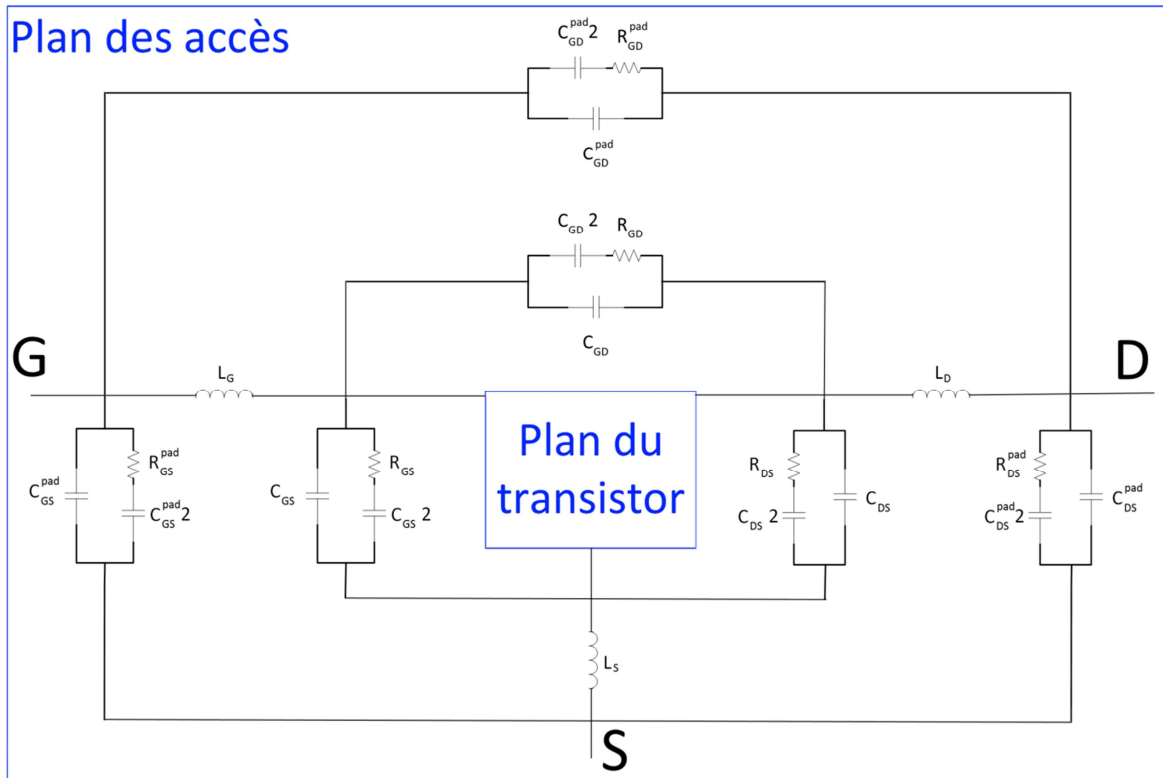


Figure 4.4 : Schéma électrique de modélisation des accès par de-embedding 3 étapes.

$W = 2 \times 25 \mu\text{m}$							
Éléments	C_{GS}^{pad}	C_{DS}^{pad}	C_{GD}^{pad}	C_{GS}^{pad2}	C_{DS}^{pad2}	C_{GD}^{pad2}	R_{GS}^{pad}
Valeurs	5.50 fF	6.05 fF	0.76 fF	12.3 fF	10.1 fF	1.31 fF	1.68 k Ω
Éléments	R_{DS}^{pad}	R_{GD}^{pad}	L_G	L_S	L_D	C_{PG}	C_{PD}
Valeurs	1.76 k Ω	10.61 k Ω	26.8 pH	6.49 pH	22.1 pH	1.55 fF	6.70 fF
Éléments	C_{PGD}	C_{PG2}	C_{PD2}	C_{PGD2}	R_{PG}	R_{PD}	R_{PGD}
Valeurs	0.17 fF	1.36 fF	9.76 fF	1.9 fF	6.26 k Ω	1.91 k Ω	0.70 k Ω
$W = 2 \times 50 \mu\text{m}$							
Éléments	C_{GS}^{pad}	C_{DS}^{pad}	C_{GD}^{pad}	C_{GS}^{pad2}	C_{DS}^{pad2}	C_{GD}^{pad2}	R_{GS}^{pad}
Valeurs	5.50 fF	6.05 fF	0.53 fF	12.3 fF	10.1 fF	1.31 fF	1.68 k Ω
Éléments	R_{DS}^{pad}	R_{GD}^{pad}	L_G	L_S	L_D	C_{pg}	C_{pd}
Valeurs	1.76 k Ω	15.2 k Ω	22.8 pH	3.49 pH	21.0 pH	0.60 fF	11.0 fF
Éléments	C_{PGD}	C_{PG2}	C_{PD2}	C_{PGD2}	R_{PG}	R_{PD}	R_{PGD}
Valeurs	0.28 fF	0.085 fF	5.37 fF	1.74 fF	20 k Ω	1.75 k Ω	693 Ω

Tableau 4.1 : Valeurs des éléments parasites pour la modélisation des accès.

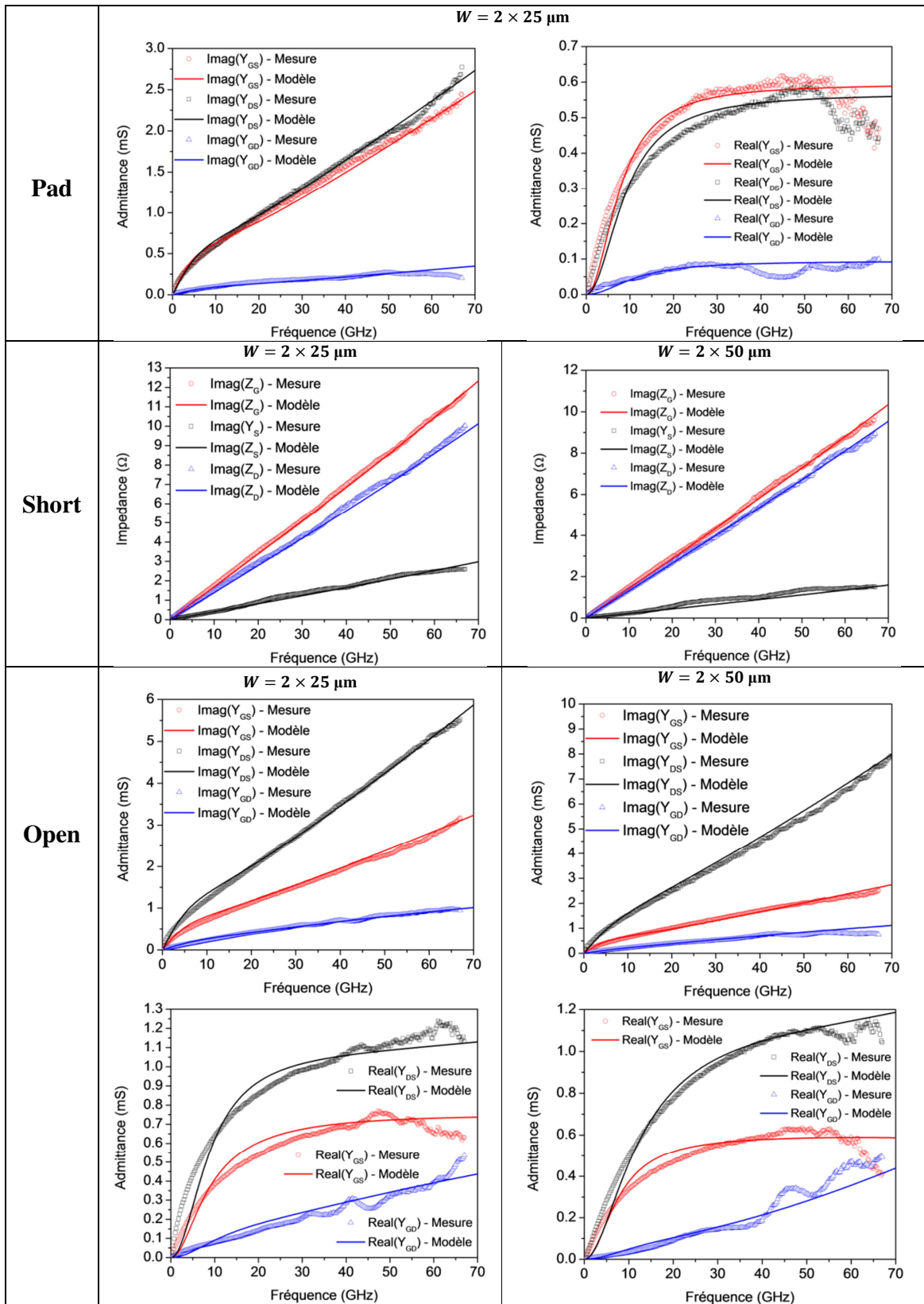


Figure 4.5 : Caractéristiques hyperfréquences mesurées et modélisées pour chaque muet.

4.4 Méthodes de caractérisation thermique pour le HEMT Ga_N

Comme expliqué en partie 2.4.1 le phénomène d'auto-échauffement des HEMTs Ga_N est un phénomène limitant les performances des transistors en termes de dégradation du courant drain-source. Les causes de cette dégradation sont les suivantes :

- Augmentation des résistances d'accès au 2DEG due à l'augmentation de résistance carrée R_{\square} corrélée à l'augmentation de la densité de porteurs intrinsèques.
- Diminution de la mobilité électronique par augmentation de la dispersion phonon-électron et électron-électron et diminution de la vitesse de saturation des porteurs v_{SAT} .

La génération de chaleur est maximale dans le canal 2DEG en sortie de grille ce qui est une conséquence du maximum de pic de champ électrique. La température est ainsi maximale à cet endroit et s'évacue par mécanisme de conduction dans les couches inférieures. La quantité de chaleur dissipée par convection et rayonnement est supposée quant à elle négligeable [31].

Dans ce travail, le paramètre de température du HEMT T sera noté tel que correspondant à la température de ce point chaud et l'hypothèse que les caractéristiques électriques du transistor dépendent de la température de ce point sera faite. Afin d'assurer une modélisation physique, le paramètre de température du transistor doit être explicité et faire l'objet d'une loi déterministe. Par ailleurs, le phénomène d'auto-échauffement du transistor en régime de fonctionnement fréquentiel devra être pris en compte. À ce titre, une étude sur la détermination de l'impédance thermique d'un HEMT dans le domaine fréquentiel a été menée au cours de ce travail de thèse.

L'étude suivante relate la comparaison de trois méthodes de caractérisation thermique d'un HEMT basé sur un second échantillon (échantillon B) avec une hétéro-épitaxie et un jeu de masque différents mais fabriqué depuis un procédé technologique identique à l'échantillon traité dans le reste de ce chapitre. L'hétéro-épitaxie diffère par l'utilisation d'une barrière Al_{0,29}Ga_{0,71}N de 14 nm. Les caractéristiques finales mesurées sont décrites dans le tableau 4.2.

n_S (cm ⁻²)	μ (cm ² /V.s)	R_C (Ω .mm)	R_{SH} (Ω/\square)
1.34×10^{13}	1850	0.26	450

Tableau 4.2 : Propriétés de l'hétérostructure pour l'échantillon B.

4.4.1 Mesure par caméra infra-rouge

Un système de mesure par caméra infra-rouge (IR) est utilisé afin d'établir un profil de la température à la surface du transistor. Cette mesure est réalisée sous polarisation continue du dispositif. La puissance dissipée P est alors contrôlée au travers d'un ajustement de la tension drain-source V_{DS} ou par modification de la tension grille-source V_{GS} .

Cette mesure repose sur le principe de variation de l'émissivité de surface avec la température. Un calibrage utilisant un socle chauffant et basée sur l'émissivité du corps noir est préalablement opérée. Le banc de mesure comporte une caméra en infra-rouge proche (QFI MWIR-512) utilisant un détecteur InSb refroidi par azote liquide afin de réduire le bruit thermique. La résolution spatiale de ce banc de mesure est estimée à $2 \mu\text{m}^2$. La figure 4.6 présente une photographie du banc de mesure et un relevé de température au point de polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$.

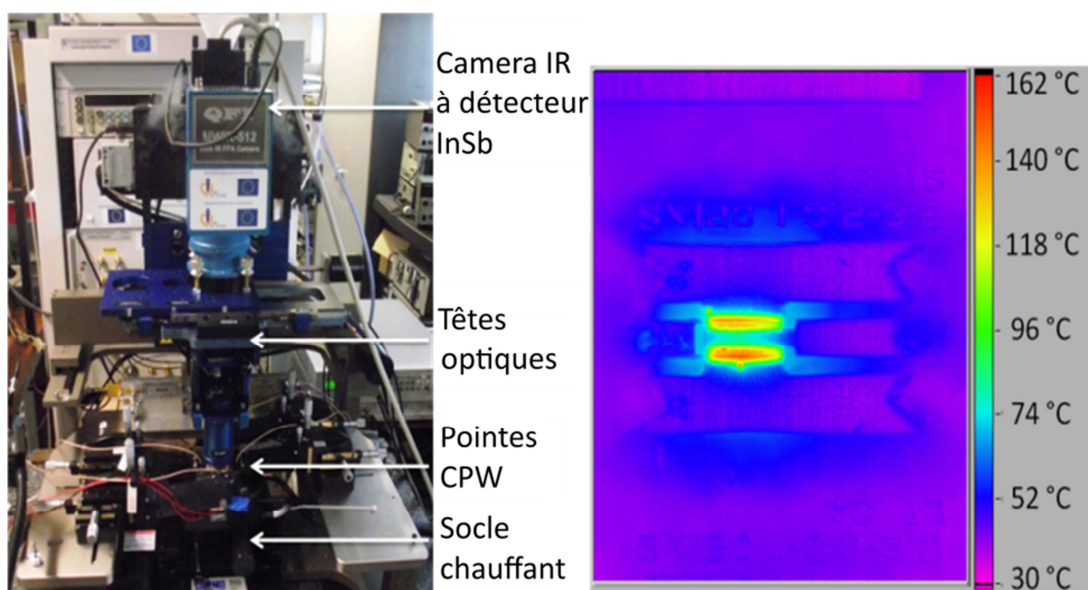


Figure 4.6 : (a) Photographie du banc de mesure à caméra IR et (b) image IR d'un HEMT $2 \times 150 \times 0.1 \mu\text{m}^2$ obtenue au point de polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$.

La figure 4.7 indique les valeurs de températures du point le plus chaud obtenues selon la puissance dissipée dans les deux cas suivants : variation de V_{GS} de -3.6 V à 0 V à $V_{DS} = 8$ V et variation de V_{DS} de 2.5 V à 18.75 V à $V_{GS} = 0$ V. Une relation de linéarité avec un facteur de détermination de 0.995 est extraite entre la température et la puissance dissipée pour une variation de V_{GS} avec un facteur de proportionnalité de 41 K/W correspondant à la résistance thermique du transistor R_{TH} . Dans le cas d'une variation de V_{DS} , il est impossible de corrélérer température et puissance dissipée selon une loi linéaire. Ceci est attribué à la modification de la topologie du champ en terme d'étalement longitudinal en sortie de drain avec l'augmentation de V_{DS} , causant ainsi une répartition différente du flux de chaleur et modifiant en conséquence la dissipation thermique. Une température maximale de 155°C est relevée pour une puissance $P = 2.75$ W.

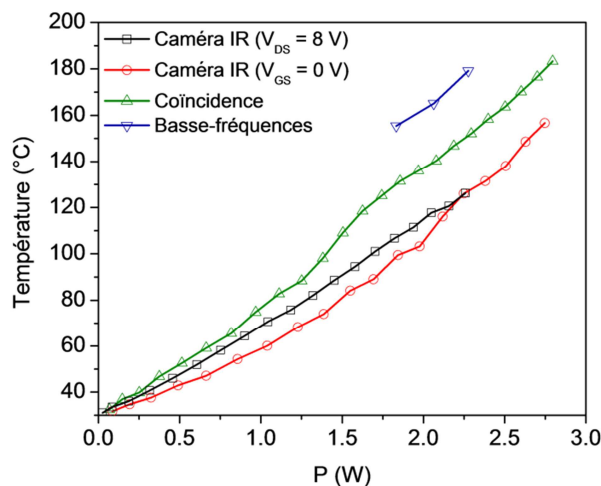


Figure 4.7 : Valeurs de températures selon la puissance dissipée pour un HEMT $2 \times 150 \times 0.1 \mu\text{m}^2$.

4.4.2 Caractérisation thermique par comparaison de mesures $I_{DS}(V_{DS})$ en régime DC continu/pulsé

La seconde méthode de l'étude permet une détermination de la température du composant à partir d'une corrélation entre la caractéristique électrique statique en régime continu et en régime pulsé pour différentes températures ambiantes T_A .

L'hypothèse est faite que, pour la mesure en régime pulsé, le temps de polarisation nécessaire à la mesure soit suffisamment faible en comparaison de la constante de temps associée à la capacité thermique du composant afin de ne pas engendrer un auto-échauffement significatif. Ainsi, pour un point de repos au pincement « froid » dont le courant de drain I_{DS} associé est négligeable et donc pour lequel la puissance dissipée est considérée nulle, la température du dispositif est alors égale à la température ambiante T_A . Le contrôle de T_A permet alors de contrôler la température du transistor en fonctionnement pulsé. La corrélation entre le réseau statique continu $I_{DS}(V_{DS})$ et ceux obtenus en régime pulsé avec un tel contrôle de la température permet de retrouver la température du transistor en fonctionnement continu. Cette méthode est communément appelée « méthode des coïncidences ».

Dans le cas des HEMT GaN, les effets de pièges, particulièrement l'effet relatif au gate-lag, requièrent que la procédure soit conduite en condition grille ouverte [64]. Aussi, le point de repos utilisé est $\{V_{GSQ} = 0 \text{ V}, V_{DSQ} = 0 \text{ V}\}$ pour des points de mesure à $V_{GS} = 0 \text{ V}$ et V_{DS} variable. Cette étude utilise un socle chauffant afin de varier précisément la température ambiante de 30°C jusqu'à 190°C alors qu'un banc de mesure permet de réaliser des mesures pulsées d'une durée de 500 ns associées à un temps de montée et de descente de 100 ns chacun. Le point de repos est maintenu pendant une durée de 10 μs , soit un rapport cyclique de 5%.

La figure 4.8 montre la mesure de la caractéristique statique $I_{DS}(V_{DS})$ en régime continu et en régime pulsé pour des points de polarisations à $V_{GS} = 0 \text{ V}$ et V_{DS} variant de 0.5 V à 10 V par pas de 0.5 V. L'encadré de la figure 4.8 montre la mesure de I_{DS} mesurée en pulsé pour $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 10 \text{ V}\}$ selon la température ambiante T_A . Une réduction significative du courant est alors observée. Une régression linéaire est alors établie avec un facteur de détermination de 0.996 et un coefficient directeur de 0.35 mA/K. La figure 4.7 indique les valeurs de températures déterminées par cette méthode. Une valeur maximale de température de 182°C est atteinte à $P = 2.8 \text{ W}$. Une régression linéaire indique un coefficient directeur (équivalent à R_{TH}) de 53 K/W avec un facteur de détermination de 0.993.

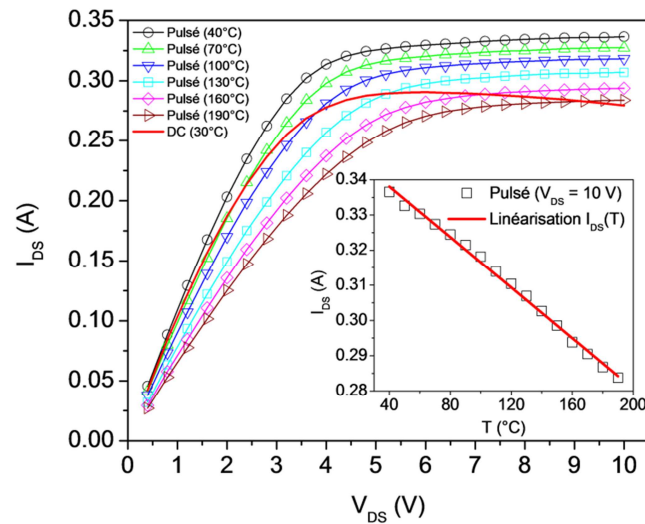


Figure 4.8 : Caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ mesurée à $V_{GS} = 0$ V en régime continu et en régime pulsé à plusieurs températures ambiantes T_A . En encadré : diminution de I_{DS} avec la température ambiante à $\{V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 10$ V $\}$.

4.4.3 Extraction de la température et d'une loi thermique en régime fréquentiel basée sur une caractérisation petit-signal à basse-fréquence

La procédure décrite en annexe C est expérimentée sur le HEMT en régime de saturation à $V_{DS} = 8$ V et pour des V_{GS} de -0.8 V, -0.4 V et 0 V. La caractérisation petit-signal est opérée par un analyseur de réseau vectoriel VNA Keysight 8753ES en utilisant un calibrage de type Short-Open-Load-Thru (SOLT) pour une plage de fréquences allant de 30 kHz à 5.5 GHz. La figure 4.9 consiste en une photographie détaillée du banc de mesure utilisé.

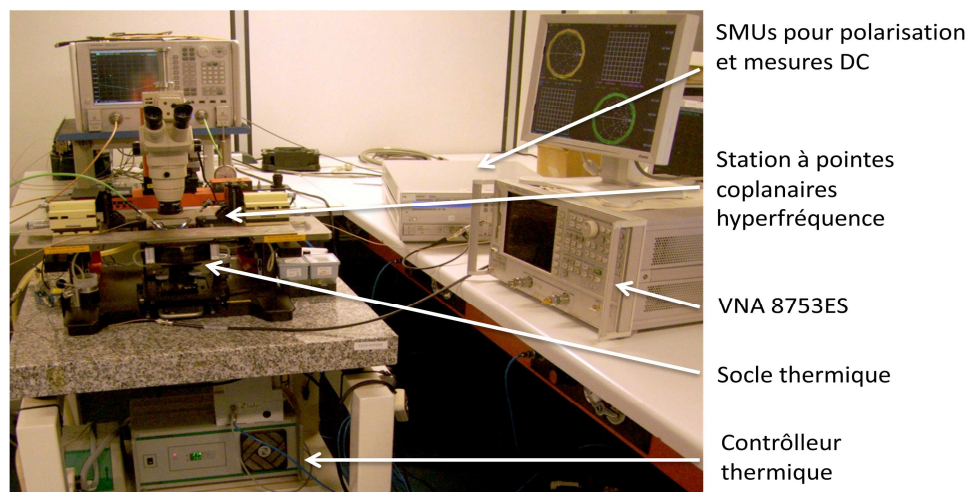


Figure 4.9 : Photographie du banc de mesure utilisé pour la réalisation de la méthode d'extraction thermique par caractérisation petit signal à basse-fréquence.

La contribution des plots d'accès est prise en compte par une procédure de de-embedding Open-Short. La figure 4.10 montre la valeur absolue et la phase de l'admittance de sortie Y_{22} mesurée à $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$. Une stabilisation de $|Y_{22}|$ est observée entre 10 MHz et 15 MHz correspondant donc à l'intervalle ($f_T < f < f_p$) théorique décrit en annexe C. La valeur de Y_{22} pour cette fréquence est donc constante et correspond à Y_{22}^{int} .

Pour $f < 10 \text{ MHz}$, l'augmentation de l'admittance de sortie est attribuée à la diminution de l'effet thermique (du fait d'une diminution de l'impédance thermique Z_{TH}). Tandis que pour $f > 15 \text{ MHz}$, l'augmentation est expliquée par l'influence des capacités intrinsèques du transistor. La phase de $Y_{22}(f)$ est strictement inférieure à 5° entre 10 MHz et 15 MHz correspondant à la mesure d'un élément purement résistif, lequel est attribué principalement à la résistance interne de la source de courant intrinsèque ($1/g_d$) dont la valeur est ainsi approximée à 160Ω .

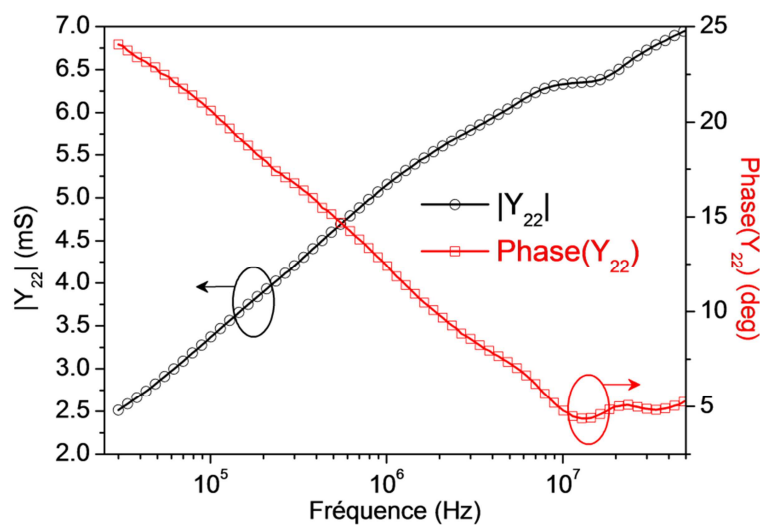


Figure 4.10 : Y_{22} mesuré au point de polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$ en termes de valeur absolue (noir) et de phase (rouge).

Par ailleurs, la dérivée du courant de drain en DC par rapport à la température ambiante $\frac{\partial I_{DS}}{\partial T_A}$ est extraite par l'utilisation d'un socle chauffant. La valeur de $Y_{22}(f = 0)$ est déterminée depuis le réseau $I_{DS}(V_{DS})$ statique continu par calcul du terme $\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}}$. La résistance thermique

R_{TH} et le terme $\frac{\partial I_{DS}}{\partial T}$ sont déterminés conjointement par la résolution des équations (C.20) et (C.31).

Pour le point de polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$ les valeurs suivantes sont alors trouvées : $P = 2.28 \text{ W}$, $Y_{22}^{(f=0)} = -2.80 \text{ mS}$, $|Y_{22}^{int}| = 6.35 \text{ mS}$, $\frac{\partial I_{DS}}{\partial T_A} = -0.403 \text{ mA/K}$, $\frac{\partial I_{DS}}{\partial T} = -0.510 \text{ mA/K}$, $R_{TH} = 65 \text{ K/W}$ et $T = 179^\circ\text{C}$.

L'impédance thermique Z_{TH} est ensuite extraite d'après (C.20) depuis la mesure au VNA. Un travail de modélisation de Z_{TH} est opéré selon un réseau RC cascadié à 6 pôles déterminé de façon empirique. La figure 4.11 montre la valeur absolue et la phase pour Z_{TH} selon la mesure et la modélisation. Une bonne corrélation modèle/mesure est obtenue pour la valeur absolue de Z_{TH} . L'écart observé pour la modélisation de la phase de Z_{TH} est attribué à la précision de la mesure VNA en relation avec le terme d'erreur sur la phase de Y_{22} .

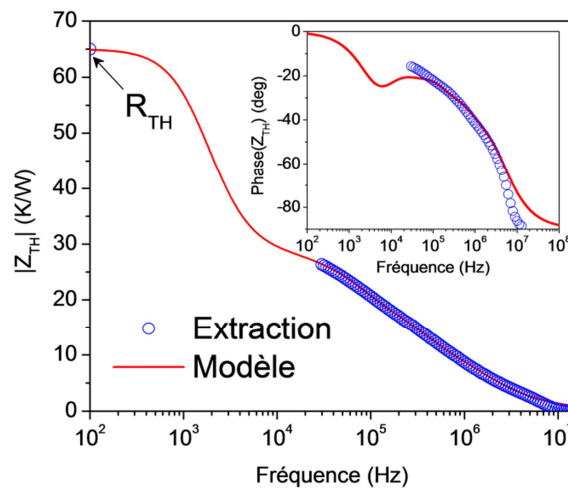


Figure 4.11: Valeurs de $|Z_{TH}|$ telles que extraites et modélisées au point de polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$. L'encadré indique la phase extraite et modélisée de Z_{TH} .

Des valeurs de températures pour d'autres points de polarisation sont extraites de façon similaire. Le tableau 4.3 indique les paramètres associés ainsi que les valeurs de températures extraites. Celles-ci sont également reportées figure 4.7 en comparaison des autres méthodes.

$V_{GS}(V)$	$P(W)$	$Y_{22}^{(f=0)}$ (mS)	$ Y_{22}^{int} $ (mS)	$\frac{\partial I_{DS}}{\partial T_A}$ (mA/K)	R_{TH} (K/W)	$T(^{\circ}C)$
-0.8	1.833	-1.4	4.65	-0.332	68.4	153
-0.4	2.063	-2.0	5.25	-0.369	65.5	164
0	2.276	-2.5	6.35	-0.403	65.5	179

Tableau 4.3 : Relevé des paramètres et de la température extraite associés à la méthode basse-fréquence.

La connaissance de Z_{TH} ou du moins son extrapolation sur toute la bande de fréquence permet de simuler le comportement thermique du composant pour tout régime électrique. Ainsi, une simulation dans le domaine temporel est opérée selon les conditions du régime pulsé utilisé dans la méthode précédente. La figure 4.12 montre le résultat de cette simulation. L'effet du rapport cyclique est investigué dans le sens qu'un grand nombre de périodes est simulé. Les premier et vingtième pulses y sont représentés. La simulation indique ainsi une élévation de température maximale de 38 K par rapport à la température ambiante pour le premier pulse. Du fait de la périodicité des pulses de 10 μ s, le transistor est susceptible de ne pas revenir à température ambiante avant le début du pulse suivant, ainsi les valeurs de température maximales augmentent pulse après pulse. En considération de cet effet, la simulation indique une augmentation de la température maximale atteinte par chaque pulse avec une stabilisation au bout d'environ 10 pulses, la valeur de température maximale atteinte par le vingtième pulse est alors de 73°C soit un auto-échauffement de 43 K.

La mesure étant réalisée sur la durée du pulse, il convient de tenir compte de la température moyennée pendant la période de mesure de 500 ns soit une température de 65°C notée $T_{pulsé}$. La température évaluée par la méthode des coïncidences à $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 8 \text{ V}\}$ notée $T_{coïncidence}$ était de 151°C. En considérant une dépendance linéaire du courant par rapport à la température, une sous-estimation de la température de 30% est alors évaluée lors de l'utilisation de la méthode des coïncidences.

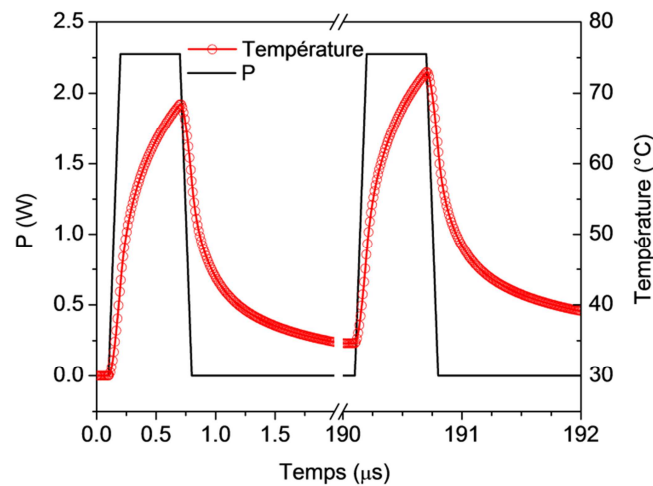


Figure 4.12 : Évolution temporelle de la température simulée lors de l'application d'une polarisation pulsée ($V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 8$ V) dans les conditions décrites en partie 4.42.

Le raisonnement suivi a permis de statuer sur la validité de la méthode des coïncidences en ce qui concerne le temps de pulse de mesure utilisé (hypothèse d'auto-échauffement négligeable). Pour ce faire, l'impédance thermique Z_{TH} du dispositif a été extraite à partir des mesures suivantes :

1. Mesure de courant statique avec socle chauffant : évaluation de $\frac{\partial I_{DS}}{\partial T_A}$
2. Spectroscopie d'impédance en sortie Y_{22} en régime statique et fréquentielle

L'extraction de Z_{TH} a permis de révéler une augmentation non négligeable de la température lors de l'application du pulse de 500 ns de la méthode des coïncidences. Ainsi, au terme de ce pulse, la température atteindrait alors environ 30% de la valeur obtenue en régime établie. En conséquence, une sous-estimation d'environ 30% des valeurs de températures extraites par méthode des coïncidences (avec la configuration de mesure utilisée) est évaluée.

4.4.4 Analyse

La méthode des coïncidences et les mesures par caméra thermique indiquent des résultats d'allure comparable bien que environ 25% supérieurs dans le cas du premier. Au point de polarisation $\{V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 8$ V}, la méthode à basse-fréquence indique des valeurs environ 30% et 60% supérieures à la méthode des coïncidences et aux mesures par caméra IR respectivement. Cette différence importante peut être liée aux effets de pièges, ceux-ci étant

également susceptibles de manifester un effet de dispersion fréquentielle de la conductance de sortie concomitant à l'effet thermique [65]. Néanmoins, le travail d'extraction de Z_{TH} et de simulation thermique en régime transitoire mené en partie 4.4.3 indique un auto-échauffement non-négligeable associé aux conditions expérimentales de la méthode des coïncidences (sous-estimation de la température d'environ 30%). Par ailleurs, la caractérisation thermique par caméra IR est susceptible de sous-estimer de façon importante la température d'un point chaud localisé du fait de la résolution spatiale permise [66]. Ainsi, la méthode basse-fréquence serait considérée comme étant la plus précise en supposant une limitation des effets de pièges grâce à une couche buffer optimisée et des traitements de surface adéquats.

En prenant en compte l'aspect purement expérimental, la mesure par caméra IR constitue largement la méthode la plus directe et la plus simple pour l'extraction thermique de HEMTs GaN. La méthode des coïncidences demande de chauffer l'échantillon à de fortes températures (200°C dans cette étude) pendant un laps de temps conséquent pouvant ainsi conduire à la dégradation d'autres dispositifs sur l'échantillon et du système de mesure. Finalement, la méthode basse-fréquence impose une plus forte complexité de réalisation et souffre d'un manque de références bibliographiques mettant en cause sa validité pour les HEMTs GaN.

4.5 Modélisation de l'auto-échauffement des HEMTs

Le banc de caractérisation thermique par caméra infra-rouge présenté précédemment est utilisé afin d'extraire la loi thermique des HEMTs à l'étude. La mesure est effectuée de façon à couvrir le réseau de caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ avec V_{DS} variant de 2.5 V à 20 V par pas de 2.5 V pour des V_{GS} de 0 V, -1 V, -2 V et -3 V.

La figure 4.13 montre le relevé de température en comparaison de la puissance dissipée pour les HEMT GaN $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Les puissances maximales atteintes pour les deux transistors sont respectivement 640 mW et 1140 mW correspondant à des températures de 165°C et 200°C.

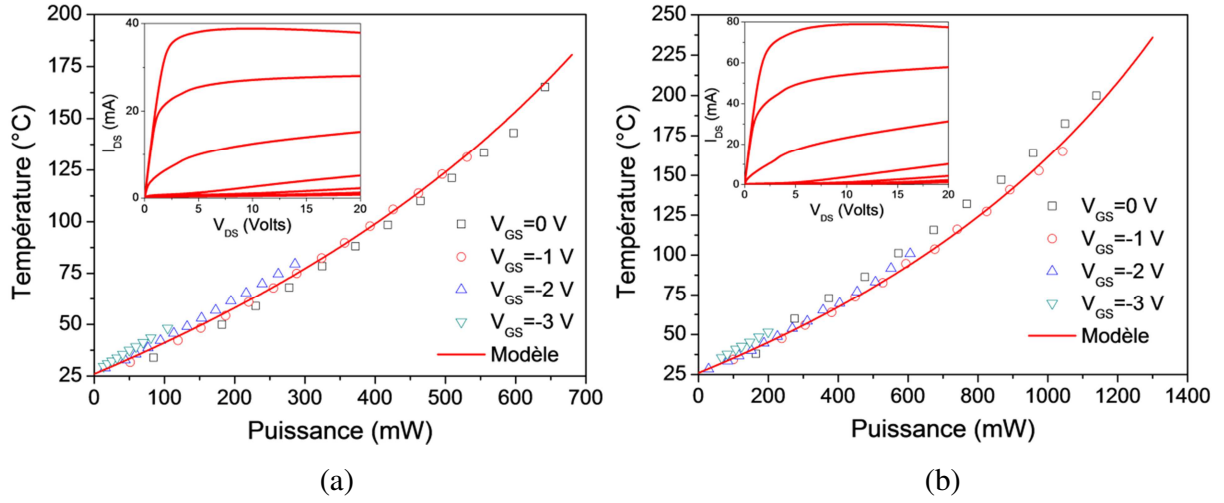


Figure 4.13 : Température selon la puissance dissipée pour (a) le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

Considérant la gamme de températures investiguée, une simple loi linéaire entre la température et la puissance ne permet pas de reproduire fidèlement l'évolution de l'auto-échauffement. Cet aspect non-linéaire s'explique par les interactions phonon-phonon associés à l'effet Umklapp impliquant une hausse de la résistivité thermique des couches à mesure que la température augmente [67]. Par conséquent, une modélisation tenant également compte de l'évolution de $R_{TH}(T)$ est établie telle que :

$$T(P) = P \cdot R_{TH}(T(P)) + T_A = P \cdot R_{TH0} \left(\frac{T(P)}{T_A} \right)^{\alpha_T} + T_A \quad (4.2)$$

Le paramètre R_{TH0} correspond alors à la résistance thermique obtenue à faible puissance dissipée et le paramètre $\alpha_T = 1.15$ permet de rendre compte d'une augmentation à allure exponentielle de la température avec la puissance. Les valeurs suivantes de résistance thermique à température ambiante R_{TH0} sont alors déterminées :

- Pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$:

$$R_{TH0} = 134 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$$

- Pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$:

$$R_{TH0} = 85 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$$

Le résultat de cette modélisation est présenté figure 4.13 et indique une bonne interpolation finale du résultat de mesure pour toutes puissances et tensions grille-source confondues. Cette modélisation utilise donc la définition suivante pour la résistance thermique :

$$R_{TH} = \frac{\Delta T}{\Delta P} = \frac{T - T_A}{P} = R_{TH0} \left(\frac{T(P)}{T_A} \right)^{\alpha_T} \quad (4.3)$$

Une autre définition peut être donnée sous la forme $R'_{TH} = \frac{\partial T}{\partial P}$, donnant:

$$R'_{TH} = R_{TH0} \left(\frac{T(P)}{T_A} \right)^{\alpha_T} + \frac{P \cdot R_{TH0}}{T_A^{\alpha_T}} \frac{\partial (T(P)^{\alpha_T})}{\partial P} \quad (4.4)$$

La première définition est cependant retenue pour des raisons de facilité d'implémentation logicielle.

Le comportement thermique en fréquentiel a également été modélisé. L'objectif est de supprimer les variations de températures pour des fréquences au-delà de 10 MHz telles que déterminées en partie 4.4.3. Ceci est effectué en introduisant une simple capacité thermique équivalente C_{TH} . La modélisation de température s'exprime alors dans le domaine fréquentiel comme suit :

$$T(\omega) = P(\omega) \cdot Z_{TH}(\omega, T) + T_0 \quad (4.5)$$

$$Z_{TH}(\omega, T) = \frac{R'_{TH}(T)}{1 + j\omega R'_{TH}(T) \cdot C_{TH}} \quad (4.6)$$

Dans ce cas, la résistance thermique est exprimée selon la seconde définition : $R'_{TH} = \frac{\partial T}{\partial P}$. Une capacité thermique $C_{TH} = 10 \text{ nJ.K}^{-1}$ en accord avec l'extraction de Z_{TH} en partie 4.4.3 est choisie.

4.6 Extraction et modélisation des résistances d'accès des HEMTs

L'extraction et la modélisation des résistances d'accès côté grille R_G , drain R_D et source R_S sont des étapes critiques pour déterminer précisément la caractéristique sur le plan intrinsèque des HEMTs GaN. Deux techniques courantes permettent leur caractérisation : la méthode « End-resistance » et la méthode « cold-FET ».

La première se base sur des mesures DC et la seconde sur des mesures hyper-fréquences. Bien que simples de mise en œuvre, ces méthodes ne permettent qu'une extraction au point de polarisation $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 0$ V et de surcroît à température ambiante T_A . Or, la littérature indique largement que les résistances R_D et R_S sont sujettes à une variation significative avec la polarisation et la température [68].

Au cours de ce travail, une extraction par un système de mesures pulsées DC et hyperfréquence est conduite, permettant l'application des méthodes End-resistance et cold-Fet sur l'ensemble du réseau $I_{DS}(V_{DS})$. En outre, une extraction en régime DC et hyperfréquence en onde continue (CW) est menée. Ces résultats sont comparés entre eux et permettent de statuer sur la validité de cette procédure d'extraction.

Finalement, une dépendance significative de R_D et R_S avec la polarisation et la température est explicitée et modélisée grâce au modèle électrothermique extrait en partie 4.5. Additionnement, une dispersion fréquentielle importante des impédances d'accès est mise en évidence. Une explication physique de ce phénomène est discutée et une modélisation ad hoc est proposée.

4.6.1 Caractérisations des éléments d'accès par méthode cold-FET

Selon le même objectif que décrit en partie 4.3, la méthode cold-FET permet également la caractérisation des plots d'accès du transistor selon l'extraction des inductances d'accès L_G , L_D et L_S et des capacités de plots C_{PGS} et C_{PDS} . Une comparaison de cette méthode est menée

sur un HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ de longueur drain-source $L_{SD} = 3.5 \mu\text{m}$ pour lequel une caractérisation hyperfréquence est faite pour les points de polarisation suivants :

- Pour $V_{DS} = 0 \text{ V}$, $V_{GS} = 0/1/2.5 \text{ V}$
- Pour $V_{GS} = -6 \text{ V}$, $V_{DS} = 0 \text{ V}$

La méthodologie cold-FET permet de placer le transistor selon une configuration analogue à un muet Open ou Short. Afin de garantir une comparaison directe avec l'extraction Pad-Open-Short de la partie 4.3, un de-embedding des capacités de plots mesurées par le muet Pad est également effectué et une considération Short-Open par cold-FET est ensuite entreprise.

L'extraction cold-FET commence donc par la détermination des inductances d'accès. Pour $V_{DS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} \geq 0 \text{ V}$, on considère un schéma équivalent du transistor tel qu'indiqué en figure 4.14. Les paramètres impédances Z répondent à (4.7-4.9) en négligeant l'influence des capacités de plots C_{PGS} , C_{PDS} et C_{PGD} . Les résultats expérimentaux sont indiqués figure 4.15, une régression linéaire est alors utilisée afin d'interpoler les caractéristiques obtenues et ainsi évaluer les inductances d'accès.

Il est alors observé sur figure 4.15(a) que la polarisation V_{GS} influe sur la valeur de capacité C_G mais non sur la valeur de l'inductance L_G . Les valeurs déterminées sont telles que $L_G = 28 \text{ pH}$ et $L_D = 19 \text{ pH}$ proches des valeurs issues de la caractérisation des muets (pour rappel : $L_G = 26.1 \text{ pH}$ et $L_D = 22.1 \text{ pH}$). Finalement, il est trouvé que l'inductance L_S ne peut être déterminée seulement depuis la caractéristique $\text{Imag}(Z_{12})\omega$. Ceci est expliqué par la faible valeur de L_S (3.5 pH déterminée en partie 4.3).

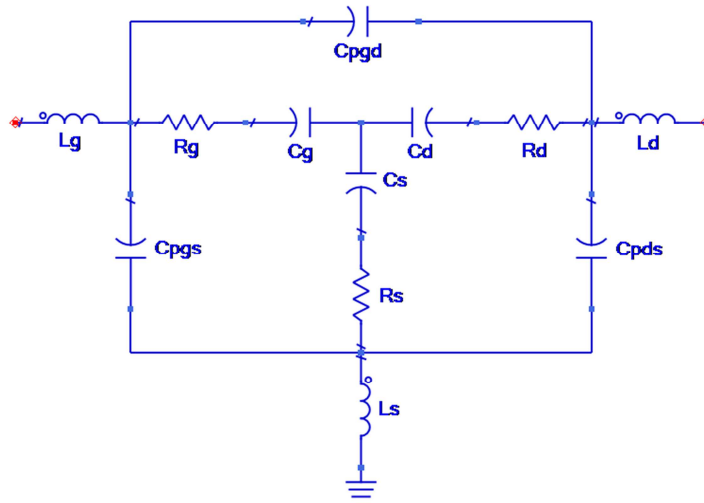
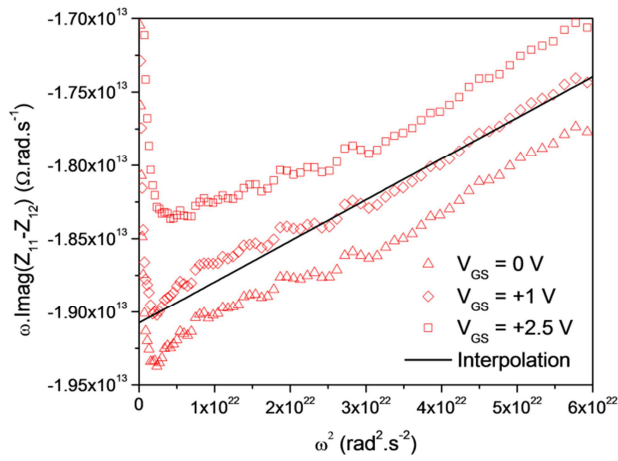


Figure 4.14 : Schéma équivalent donné au transistor avec de-embedding des pads pour des conditions de polarisations $V_{DS} = 0$ V et $V_{GS} \geq 0$ V.

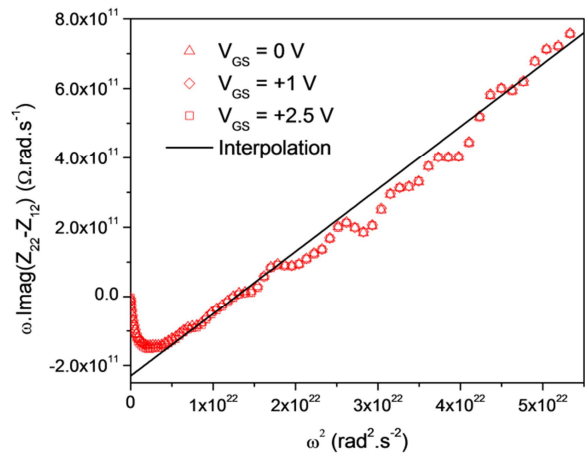
$$\text{Imag}(Z_{11} - Z_{12})\omega \approx \omega^2 L_g - 1/C_g \tag{4.7}$$

$$\text{Imag}(Z_{22} - Z_{12})\omega \approx \omega^2 L_d - 1/C_d \tag{4.8}$$

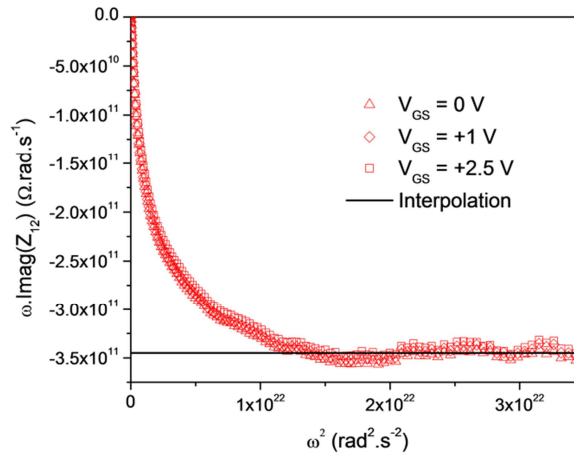
$$\text{Imag}(Z_{12})\omega \approx \omega^2 L_s - 1/C_s \tag{4.9}$$



(a)



(b)



(c)

Figure 4.15 : Caractéristiques obtenues en conditions $V_{DS} = 0$ V et $V_{GS} \geq 0$ V avec de-embedding Pad et interpolation par une fonction du type $y(\omega) = A\omega^2 - 1/B$ pour un HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

Dans un second temps, l'extraction des capacités de plots C_{PGS} et C_{PDS} est réalisée depuis des mesures avec V_{GS} inférieure à V_P correspondant à un pincement total du canal et à $V_{DS} = 0$ V. Dans ces conditions, et pour un de-embedding des muets Pad et Short, la caractéristique de susceptance est approximée par le schéma équivalent décrit figure 4.16 et correspond alors aux équations (4.10-4.11), la capacité C_b est alors introduite afin de représenter la contribution des capacités intrinsèques du transistor. Les capacités de plots sont alors déterminées par régression linéaire telle qu'illustrée figure 4.17, les valeurs $C_{PGS} = 51$ fF et $C_{PDS} = 112$ fF sont ainsi déterminées proches des valeurs extraites depuis le muet Open ($C_{PGS} = 37$ fF et $C_{PDS} = 82$ fF) dont les caractéristiques sont également représentées dans la figure. La méthode cold-FET ne permet cependant pas d'évaluer la capacité C_{PGD} tout comme il est également impossible d'apprécier des termes de conductance parasites liés aux motifs d'accès ($R_{PGS}, R_{PDS}, R_{PGD} \dots$).

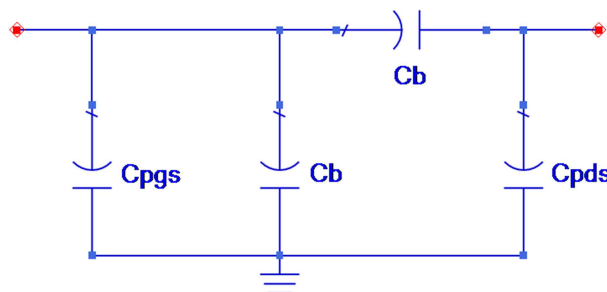


Figure 4.16 : Schéma équivalent donné au transistor avec de-embedding des pads pour des conditions de polarisations $V_{DS} = 0$ V et $V_{GS} \leq V_P$.

$$\text{Imag}(Y_{11} + 2Y_{12}) = \omega C_{PGS}' \quad (4.10) \quad \text{Imag}(Y_{22} + Y_{12}) = \omega C_{PGD}' \quad (4.11)$$

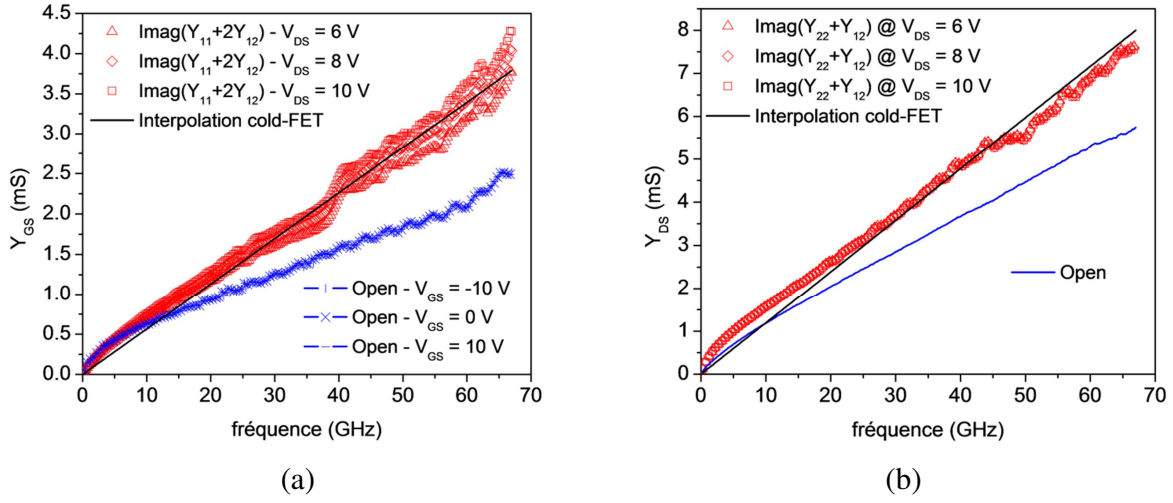


Figure 4.17 : Caractéristique d'un HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ sous polarisation $V_{DS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} = -6 \text{ V}$ et d'un muet Open $2 \times 25 \mu\text{m}$ avec de-embedding Pad-Short.

4.6.2 Extraction des résistances d'accès par méthode cold-FET et End-résistance

Par un raisonnement similaire à celui utilisé pour l'extraction des inductances d'accès en série avec le transistor, les résistances d'accès R_G , R_D et R_S sont extraites depuis la caractéristique d'impédance du transistor en conditions $V_{DS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} \geq 0 \text{ V}$ avec l'utilisation d'une procédure de de-embedding Pad-Open-Short. La caractéristique s'exprime alors comme suit :

$$\text{Real}(Z_{11}) = R_g + R_s + R_{ch}/3 \quad (4.12)$$

$$\text{Real}(Z_{12}) = R_s + R_{ch}/2 \quad (4.13)$$

$$\text{Real}(Z_{22}) = R_d + R_s + R_{ch} \quad (4.14)$$

La résistance de grille peut être évaluée analytiquement selon 4.15 depuis la connaissance de la résistance linéique R_{Lin} de la métallisation du doigt de grille. En prenant $R_{Lin} = 520 \text{ k}\Omega \cdot \text{m}^{-1}$, les valeurs $R_G = 2.2 \Omega$ et $R_G = 4.4 \Omega$ sont obtenues respectivement pour les HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

$$R_g = \frac{R_{lin}W}{3N^2} \quad (4.15)$$

La figure 4.18 indique les caractéristiques $Real(Z_{11} - Z_{12}) - R_C/6$ relevées pour les HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ avec et sans procédure de de-embedding. Les valeurs de résistances de grille peuvent ainsi être déterminées à partir d'environ 20 GHz où une stabilisation des caractéristiques est observée. Les valeurs $R_G = 6.3 \Omega$ et $R_G = 6.7 \Omega$ sont obtenues respectivement pour les HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. La forte différence avec les valeurs exprimées précédemment par (4.15) est attribuée à la présence d'une composante résistive de grille à l'interface R_{gi} [69, 70].

$$R_g = \frac{R_{lin}W}{3N^2} + \frac{R_{gi}}{W \cdot l_G} \quad (4.16)$$

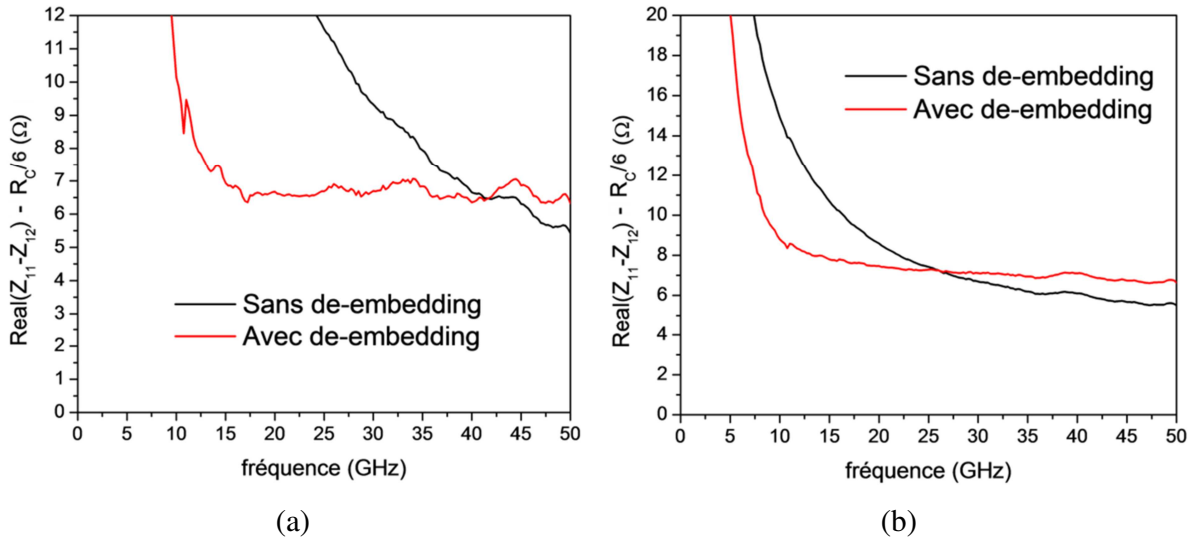


Figure 4.18 : Résistance d'accès de grille en condition $V_{DS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} = 0 \text{ V}$ pour le transistor (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

Les résistances d'accès R_D et R_S sont extraites depuis (4.13-4.14). Afin d'évaluer l'effet de la température et de la polarisation, l'extraction est conduite depuis des mesures de type paramètres S pulsés pour lesquelles les points de repos couvrent l'intégralité du réseau en terme de gamme de température et de polarisations de fonctionnement. Il est alors déterminé que la résistance de drain R_D est linéairement dépendante de la polarisation V_{GD} selon (4.17) et (4.19) voyant sa valeur doublée du point $\{V_{GSQ} = 0 \text{ V}; V_{DSQ} = 0 \text{ V}\}$ au point $\{V_{GSQ} = 0 \text{ V}; V_{DSQ} = 20 \text{ V}\}$. La résistance de source R_S est modélisée par une dépendance linéaire avec la

température selon (4.18) et (4.20) statuant une variation de 50 % sur la gamme de température investiguée. Bien que l'influence simultanée de la température et de la polarisation sur les résistances d'accès apparaît évidente, la modélisation de R_D selon la tension V_{GD} et de R_S selon la température constitue un choix afin de simplifier les représentations. La figure 4.19 indique les valeurs de résistances extraites ainsi que les modélisations associées pour les deux transistors étudiés. Une bonne concordance est trouvée entre valeurs mesurées et modélisées pour toutes les polarisations à l'étude.

- Pour un HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$:

$$R_D = -0.35 \times (|V_{GD}| + V_{GD}) + 13.7 \quad (4.17) \quad R_S = 0.043 \times T + 12.8 \quad (4.18)$$

- Pour un HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$:

$$R_D = -0.38 \times (|V_{GD}| + V_{GD}) + 6.8 \quad (4.19) \quad R_S = 0.021 \times T + 5.65 \quad (4.20)$$

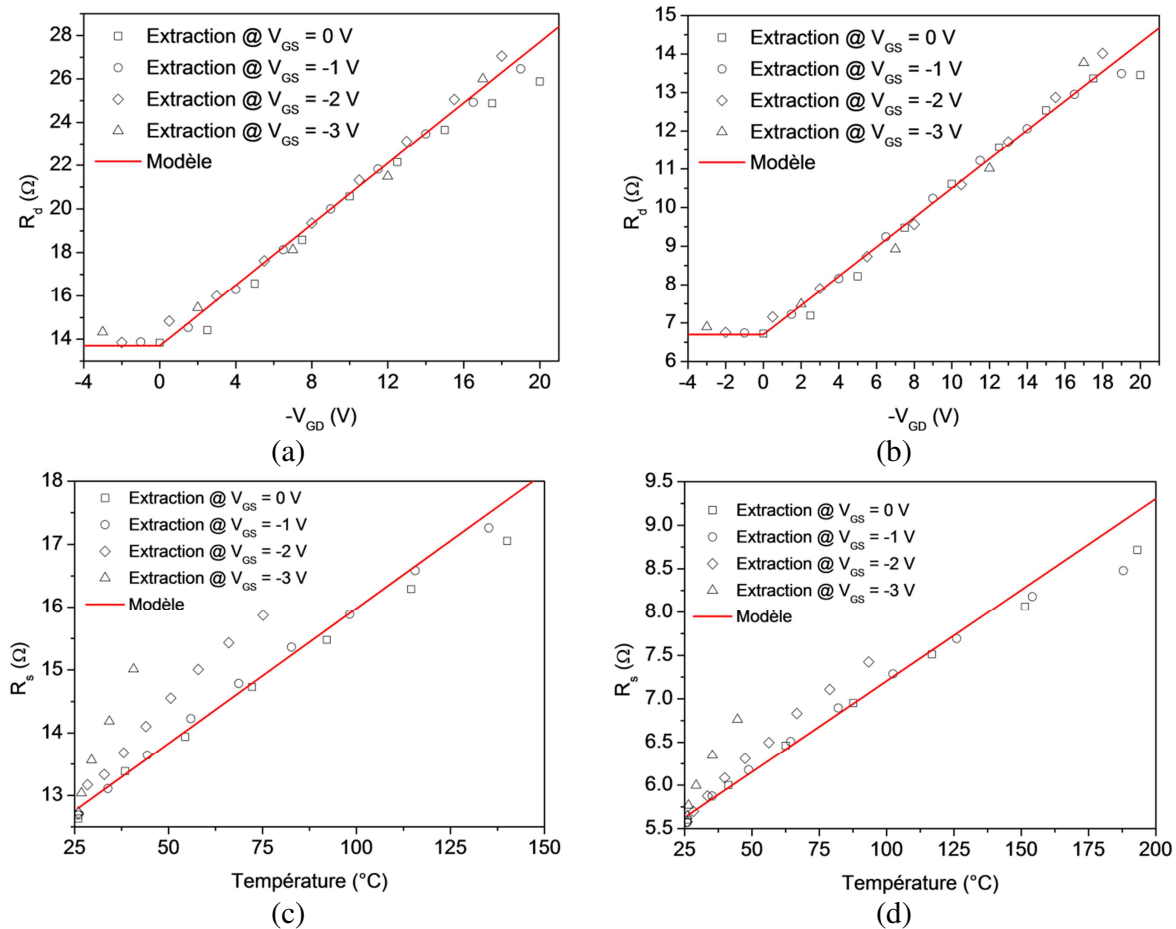


Figure 4.19 : Valeurs extraites et modélisées de : résistances de drain pour un HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et résistances de source pour un HEMT (c) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (d) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

Un effet de dispersion fréquentielle marqué est alors observé pour les caractéristiques $Real(Z_{12})$ et $Real(Z_{11}-Z_{12})$. Cet effet est caractérisé par une valeur de résistance systématiquement supérieure en statique et à basse-fréquence et se stabilisant autour de 25 GHz dans les deux cas.

Les différences notées entre la valeur statique et haute fréquence $\Delta Real(Z_{12})$ et $\Delta Real(Z_{22}-Z_{12})$ sont alors évaluées constantes peu importe les points de polarisation, les valeurs trouvées sont indiquées dans le tableau 4.4. Cet effet est attribué à une conduction parasite à l'interface substrat/buffer provenant de défauts structuraux (dislocations et/ou diffusion d'espèces), ceci expliquant l'aspect constant de cette conduction.

HEMT	$\Delta Real(Z_{22}-Z_{12})$	$\Delta Real(Z_{12})$	C_{cod}	C_{cos}
$2 \times 25 \times 0.075$	5.9 Ω	9.6 Ω	9.0 pF	5.5 pF
$2 \times 50 \times 0.075$	3.5 Ω	3.6 Ω	4.0 pF	2.5 pF

Tableau 4.4 : Écarts entre valeurs statiques et hyperfréquence pour les caractéristiques $Real(Z_{22}-Z_{12})$ et $Real(Z_{12})$ ainsi que valeurs de capacités modélisant l'effet de dispersion fréquentielles. Valeurs données pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075$ et $2 \times 50 \times 0.075$ à l'étude.

La mesure du muet Open n'a pu révéler cet effet de conduction, supposément du fait de l'isolation par implantation de cette structure. D'autre part, l'extraction de la résistance de grille réalisée précédemment pourrait avoir été affectée par cet effet en sous-estimant la valeur de cette dernière.

Une modélisation similaire à [71] est utilisée et décrit le schéma équivalent figure 4.20. Les éléments résistifs $R_{cod} = \Delta Real(Z_{22}-Z_{12})$ et $R_{cos} = \Delta Real(Z_{12})$ permettent alors de restituer les valeurs en statique et hyperfréquence. Les capacités C_{cod} et C_{cos} permettent de modéliser la fréquence de transition entre le comportement statique et hyperfréquence, leurs valeurs sont trouvées indépendantes des conditions de polarisation et sont indiquées dans le tableau 4.4. Les résultats expérimentaux trouvés pour plusieurs points de polarisations et leurs modélisations finales associées sont indiqués en figure 4.22 pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Une bonne concordance est trouvée aussi bien au niveau de la convergence en basse-fréquence, en hyperfréquence ainsi que lors de la transition.

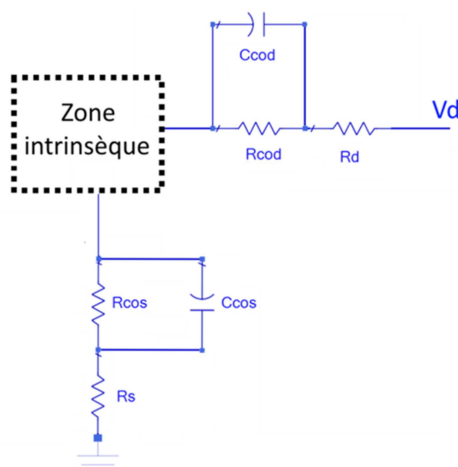


Figure 4.20 : Schéma équivalent pour la prise en compte de l'effet dispersif fréquentiel des zones d'accès extrinsèques.

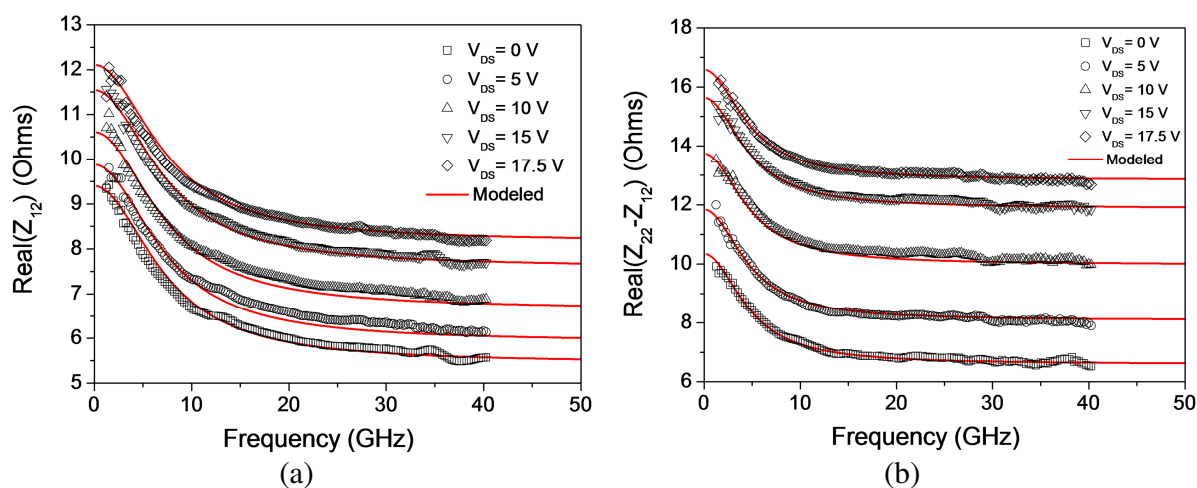


Figure 4.21 : Caractéristique électrique selon (a) $\text{Real}(Z_{12})$ et (b) $\text{Real}(Z_{22} - Z_{12})$ pour un HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ sous conditions Cold-FET pulsé relatif à la résistance d'accès R_D à $V_{GS} = +1$ V pour plusieurs points de repos $V_{GSQ} = -1$ V et V_{DS} variable.

Il est à noter que la prise en compte de R_{ch} avec (4.12-4.14) est une approximation ne prenant pas en compte la présence de la capacité intrinsèque drain-source C_{DS} et donc d'une possible dispersion fréquentielle [72]. Cependant les valeurs de R_{ch} évaluées sont trop faibles pour être responsables de la dispersion fréquentielle observée ($R_{ch} < 0.5 \Omega$ pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$)

Des mesures de type end-resistance ont également été opérées en régime pulsé. Cependant, la précision du banc de mesure s'est avérée trop faible pour une mesure du courant de grille ($I_{GS} < 1$ mA) et a seulement permis la détermination du terme Z_{22} . Ces mesures peuvent être

comparées avec les valeurs basses fréquences de $Real(Z_{22})$ mesurées sous conditions Cold-FET pulsées et telles que modélisées. La figure 4.22 montre ainsi la comparaison entre ces trois résultats. Une bonne concordance finale est ainsi trouvée, confirmant la validité du modèle pour la reproduction des caractéristiques statique et hyperfréquence des zones d'accès extrinsèques.

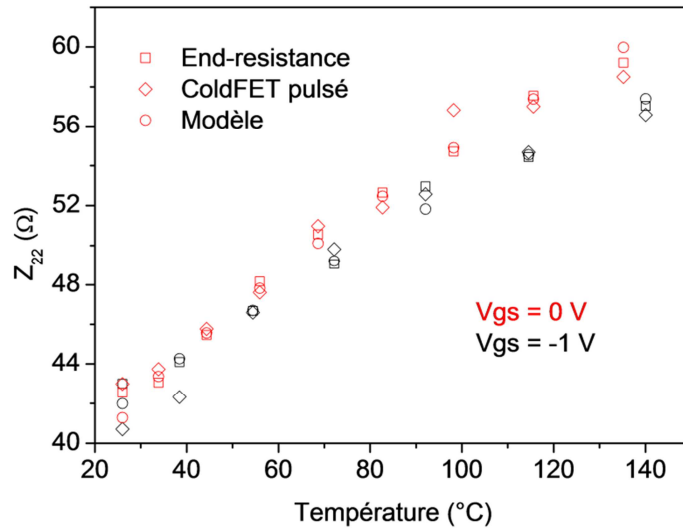


Figure 4.22 : Valeurs de $Real(Z_{22})$ sous conditions pulsé (V_{DSQ} variables et $V_{DSQ} = 0$ V ou $V_{DSQ} = -1$ V) telles qu'extraites par end-resistance et Cold-FET à basse fréquence et telles que modélisées.

4.7 Modélisation finale de la caractéristique DC

Lors d'un fonctionnement en régime établi, la modélisation utilisée est conduite selon le schéma équivalent décrit figure 4.23. Les valeurs de tensions intrinsèques grille-source V_{GS}^{int} et drain-source V_{DS}^{int} sont alors considérées aux bornes du plan intrinsèque. Les éléments suivants sont introduits :

- La source de courant intrinsèque $I_{DS}^{int}(V_{GS}^{int}, V_{DS}^{int})$ modélisant le mécanisme de conduction électrique au sein du 2DEG.
- Des fonctions de diodes D_{GD} et D_{GS} modélisant respectivement le comportement des liaisons Schottky grille-drain et grille-source.

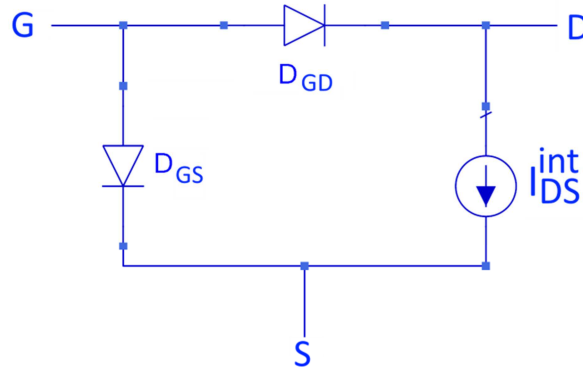


Figure 4.23 : Schéma équivalent intrinsèque utilisé pour la modélisation de la caractéristique DC.

4.7.1 Modélisation de la source de courant intrinsèque

Cet élément critique est modélisé suivant une fonction semi-physique selon (4.21). La dépendance de la densité de porteurs selon les tensions intrinsèques est considérée selon (4.22) depuis une loi empirique utilisant les paramètres suivants :

- n_{s0} représente la densité de porteur en accumulation.
- V_p correspond à la tension de pincement observée sur la caractéristique $I_{DS}(V_{GS})$.
- g_{m0} permet d'ajuster la pente de la transconductance au niveau de la mise en conduction du transistor.
- FF permet d'ajuster la pente de la transconductance dans la zone au niveau de la décroissance.

$$I_{DS} = q \cdot W \cdot n_s(V_{GS}^{int}, V_{DS}^{int}) \cdot v(V_{DS}^{int}, T) + SCE(V_{DS}^{int}) \quad (4.21)$$

$$n_s(V_{GS}) = n_{s0} \cdot \left(1 - \left(1 + e^{\frac{V_{GS} - A_t}{g_{m0}}} \right)^{FF} \right) \quad (4.22)$$

Dans un second temps, la saturation de la vitesse des porteurs est décrite par le modèle de Canali [73] selon (4.23) en fonction de la vitesse de saturation des porteurs v_{SAT} et d'un paramètre d'ajustement β . La valeur du champ électrique sous la grille E est estimée selon (4.24) avec α_g permettant d'approximer la longueur de grille effective. Une dépendance de μ et v_{SAT} envers la température est explicitée selon (4.25) et (4.26) respectivement [74] avec μ_0 la mobilité bas-champ et v_{SAT_0} la vitesse de saturation des porteurs en l'absence d'auto-échauffement.

$$v(V_{DS}^{int}, T) = \frac{\mu(T) \cdot E(V_{DS}) \cdot v_{SAT}(T)}{\left((\mu(T) \cdot E(V_{DS}))^\beta + v_{SAT}(T)^\beta \right)^{\frac{1}{\beta}}} \quad (4.23)$$

$$E(V_{DS}) = \frac{V_{DS}^{int}}{\alpha_G \cdot l_G} \quad (4.24)$$

$$\mu(T) = \mu_0 \cdot \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-0.9} \quad (4.25)$$

$$v_{SAT}(T) = \frac{v_{SAT_0}}{0.85 + 0.15 \left(\frac{T}{T_0} \right)} \quad (4.26)$$

Finalement, le terme supplémentaire $SCE(V_{DS}^{int})$ est introduit afin de modéliser les effets de canaux courts tel que :

$$SCE(V_{DS}^{int}) = SC \cdot V_{DS}^{int} \cdot \left(\tanh \left(SC_f \cdot (V_{GS}^{int} - SC_t) \right) + \frac{1}{2} \right) \quad (4.27)$$

Les figures 4.24 et 4.25 indiquent la mesure et la modélisation de la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ et de la transconductance intrinsèque extraite et modélisée selon (4.28) en prenant en compte la dépendance en température de R_S précédemment explicitée. Une bonne concordance est trouvée entre les résultats expérimentaux et la modélisation associée.

$$g_{m,int} = \frac{g_m}{1 - g_m \cdot R_S(T)} \quad (4.28)$$

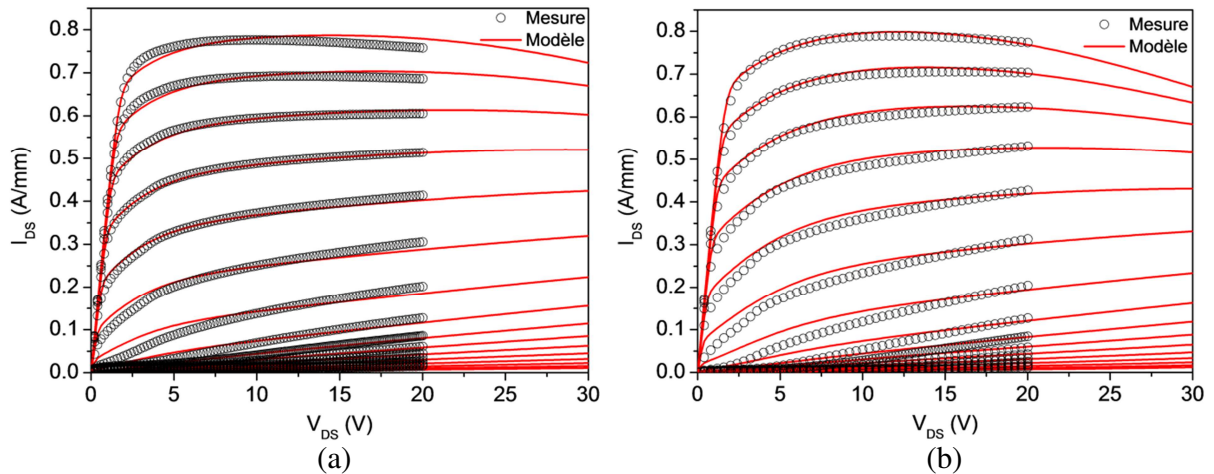


Figure 4.24 : Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ DC mesurées et modélisées pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

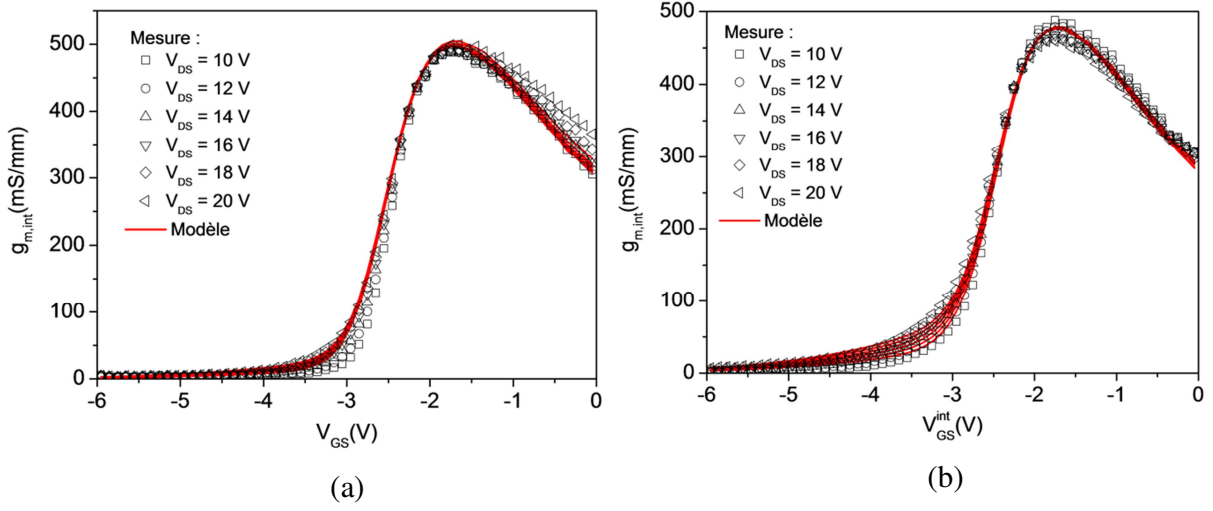


Figure 4.25 : Caractéristiques $g_{m,int}$ DC mesurées et modélisées pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

4.7.2 Modélisation des diodes Schottky grille-source et grille-drain

Le courant de fuite dans la grille est exprimé selon (4.29) comme étant la somme du courant statique à travers D_{GS} et D_{GD} exprimés respectivement d'après (4.30) et (4.31).

$$I_{GS}(V_{GS}, V_{DS}) = I_{DGS}(V_{GS}) + I_{DGD}(V_{GS}, V_{DS}) \quad (4.29)$$

$$I_{DGS}(V_{GS}) = I_{SGS} \cdot \left(e^{\frac{q \cdot V_{GS}}{N_{GS} \cdot k_B \cdot T}} - 1 \right) \quad (4.30)$$

$$I_{DGD}(V_{GS}, V_{DS}) = I_{SGD} \cdot \left(e^{\frac{q \cdot V_{GD} - \alpha_{GS} \cdot (V_{GS} - V_{TGD})}{N_{GD} \cdot k_B \cdot T}} - 1 \right) \quad (4.31)$$

La figure 4.26 indique les résultats obtenus pour les caractéristiques $I_{GS}(V_{GS})$ mesurées et modélisées en conditions de polarisations $V_{GS} = -4 \text{ V} \rightarrow -6 \text{ V}$ et $V_{GS} = 0 \text{ V} \rightarrow 20 \text{ V}$ pour lesquelles le courant I_{GS} est trouvé maximal. Des valeurs supérieures d'environ 50% sont déterminées pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ alors qu'une loi d'échelle stipulant des courants deux fois moindres est attendue (proportionnalité de I_{GS} avec W). Ceci est expliqué par l'inhomogénéité de l'échantillon. Un bon accord est trouvé entre résultats expérimentaux et modélisés pour la gamme de polarisation investiguée. Les valeurs de paramètres utilisés dans les équations (4.21-4.31) sont indiquées en tableau 4.5.

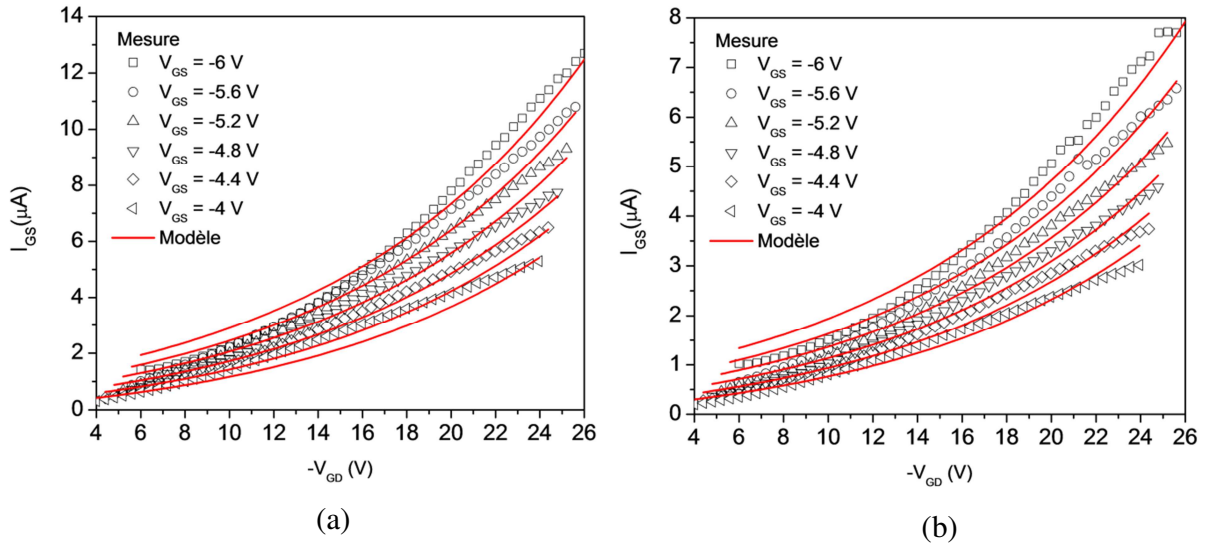


Figure 4.26 : Caractéristiques $I_{GS}(V_{GS})$ mesurées et modélisées pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

HEMT	$2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	$2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	HEMT	$2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$	$2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$
$n_{S0} (\text{cm}^{-2})$	0.74×10^{13}	0.75	$SC_f (\text{V}^{-1})$	0.5	0.5
$A_t (\text{V})$	1.63	1.63	$SC_t (\text{V})$	0.2	0.2
$g_{m0} (\text{V})$	0.213	0.213	$I_{SGS} (\text{A})$	1.0×10^{-8}	0.9×10^{-8}
FF	-0.104	-0.104	$I_{SGD} (\text{A})$	8.0×10^{-7}	5.0×10^{-7}
β	3	3	N_{GS}	65	65
α_g	38.3	38.3	N_{GD}	460	460
$v_{SAT_0} (\text{cm}^2/\text{s})$	1.0×10^7	1.0×10^7	α_{GS}	-3.5	-3.5
$SC (\text{S})$	7.0×10^{-4}	1.4×10^{-3}	$V_{TGD} (\text{V})$	-4	-4

Tableau 4.5 : Valeurs des paramètres pour la modélisation de la source de courant intrinsèque et des diodes Schottky du HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

4.8 Extraction et modélisation de la caractéristique intrinsèque hyperfréquence

Ce travail entreprend une modélisation de la caractéristique électrique intrinsèque par un schéma équivalent à 8 éléments largement utilisé dans la littérature. La figure 4.27 décrit le schéma équivalent utilisé, lequel se compose des éléments suivants :

- Les capacités intrinsèques C_{GS} et C_{GD} , lesquelles sont liées à la modulation de la quantité de charges électriques dans la partie du canal localisée sous la grille Q_G respectivement selon (4.32) et (4.33) [75]. Un effet capacitif supplémentaire et indépendant de la polarisation peut s'ajouter dû à l'effet de bord entre la métallisation du doigt de grille et celles des électrodes drain et source. Une approximation de Q_G peut également être établie par (4.34).

$$C_{GS} = \left. \frac{\partial Q_G}{\partial V_{GS}^{int}} \right|_{V_{DS}^{int}=cste} + \left. \frac{\partial Q_G}{\partial V_{DS}^{int}} \right|_{V_{GS}^{int}=cste} \quad (4.32) \quad C_{GD} = - \left. \frac{\partial Q_G}{\partial V_{DS}^{int}} \right|_{V_{GS}^{int}=cste} \quad (4.33)$$

$$Q_G \approx q \cdot N_S \cdot L_g \cdot W \quad (4.34)$$

- La capacité intrinsèque C_{DS} , laquelle modélise le couplage électrostatique entre la région sous la grille côté drain et celle côté source.
- Les résistances intrinsèques R_{GS} et R_{GD} relatives aux temps de charges des capacités intrinsèques C_{GS} et C_{GD} .
- La source de courant intrinsèque du transistor I_{DS}^{RF} dont la tension de commande V_{GS}^{int} est représentée par la tension aux bornes de la capacité C_{GS} . La valeur de courant délivré obéit à (4.35) dans le domaine fréquentiel avec une transconductance complexe dont le module est noté $g_{m,int}^{RF}$ et pour laquelle on exprime un temps de retard τ associé à la commande. Ce travail entreprend de différencier les transconductances intrinsèques hyperfréquence $g_{m,int}^{RF}$ et statique $g_{m,int}$.

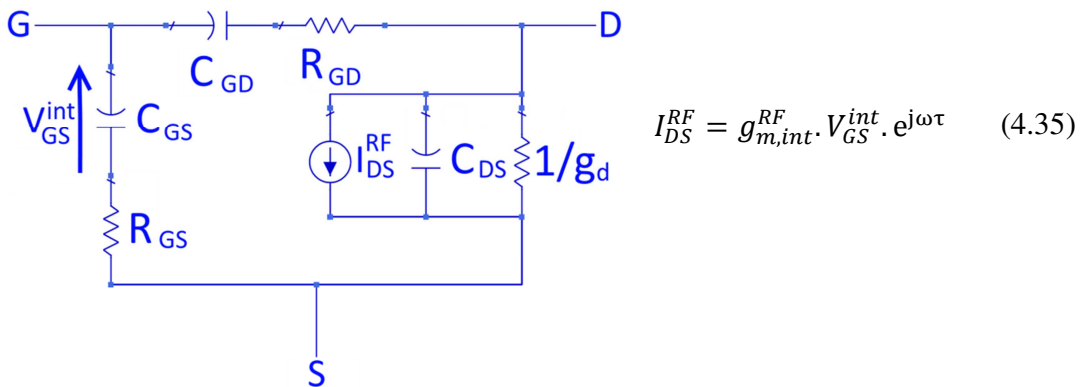


Figure 4.27 : Description du schéma à 8 éléments utilisé pour la modélisation de la caractéristique hyperfréquence intrinsèque.

Le fait de recourir à un schéma à 8 éléments permet une extraction de la valeur de chaque élément à chaque point de fréquence. En effet, les paramètres d'impédances Y_{int} au plan intrinsèque répondent à (4.36), qui est résolue par (4.37-4.44).

$$Y_{int} = \begin{bmatrix} \frac{\omega^2 R_{GS} \cdot C_{GS}}{1 + \omega^2 C_{GS}^2 \cdot R_{GS}^2} + j\omega \left(\frac{C_{GS}}{1 + \omega^2 C_{GS}^2 \cdot R_{GS}^2} + C_{GD} \right) & -j\omega C_{GD} \\ \frac{g_{m,int}^{RF} e^{-j\omega\tau}}{1 + j\omega R_{GS} \cdot C_{GS}} - j\omega C_{GD} & g_d + j\omega(C_{DS} + C_{GD}) \end{bmatrix} \quad (4.36)$$

$$g_d = \text{Real}(Y_{12}^{int} + Y_{22}^{int}) \quad (4.37) \quad C_{DS} = \frac{\text{Imag}(Y_{12}^{int} + Y_{22}^{int})}{\omega} \quad (4.38)$$

$$C_{GD} = -\frac{\text{imag}(Y_{12}^{int}) \cdot (1 + (\omega \cdot R_{GD} C_{GD})^2)}{\omega} \quad (4.39)$$

$$C_{GS} = \frac{\text{imag}(Y_{11}^{int} + Y_{12}^{int}) \cdot (1 + (\omega \cdot R_{GS} C_{GS})^2)}{\omega} \quad (4.40)$$

$$R_{GS} = \frac{1}{\omega C_{GS}} \frac{\text{real}(Y_{11}^{int} + Y_{12}^{int})}{\text{imag}(Y_{11}^{int} + Y_{12}^{int})} \quad (4.41)$$

$$R_{GD} = \frac{1}{\omega C_{GD}} \frac{1}{\omega} \frac{\text{real}(Y_{12}^{int})}{\text{imag}(Y_{12}^{int})} \quad (4.42)$$

$$g_{m,int}^{RF} = |(Y_{21}^{int} - Y_{12}^{int}) \cdot (1 + (\omega \cdot R_{GS} C_{GS})^2)| \quad (4.43)$$

$$\tau = \text{imag} \left(-\ln \left(\frac{(Y_{21}^{int} - Y_{12}^{int}) \cdot (1 + \omega \cdot R_{GS} C_{GS})}{g_m^{RF}} \right) / \omega \right) \quad (4.44)$$

Les valeurs des éléments intrinsèques sont alors extraites à chaque point de fréquence et à chaque point de polarisation. Le travail qui suit consiste à expliciter et à modéliser l'influence de la polarisation sur ces éléments. La dépendance en fréquence (ou dispersion fréquentielle) est indésirable, les éléments du schéma intrinsèque à 8 éléments choisi étant prévus pour être constants sur la bande de fréquence investiguée (250 MHz → 67 GHz) du fait du caractère physique de cette représentation.

4.8.1 Modélisation des capacités intrinsèques C_{GS} , C_{GD} et C_{DS}

L'incidence des capacités intrinsèques sur la caractéristique électrique est davantage marquée à mesure que la fréquence de travail augmente, aussi leur détermination est facilitée au-delà de fréquences telles qu'environ 10 GHz. La mesure est conduite dans le cas des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ sur toute la plage de fréquences investiguées et pour des polarisations $V_{DS} = 4 \text{ V} \rightarrow V_{DS} = 20 \text{ V}$ (pas de 2 V) et $V_{GS} = -6 \text{ V} \rightarrow V_{GS} = 0 \text{ V}$ (pas de 0.2 V). La figure 4.28 indique les résultats obtenus. Une dispersion fréquentielle peu marquée est trouvée pour les capacités C_{GD} pour des fréquences supérieures à 5 GHz, tandis que l'élément C_{DS} présente une valeur stable à partir de 20 GHz et décroissant légèrement au-delà de 55 GHz. L'élément C_{GS} présente également peu de dispersion au-delà de 7 GHz bien qu'une allure croissante soit observée manifestant une augmentation d'environ 8 % entre la valeur notée à 67 GHz et celle à 10 GHz. Les valeurs finales sont alors extraites au voisinage de 40 GHz.

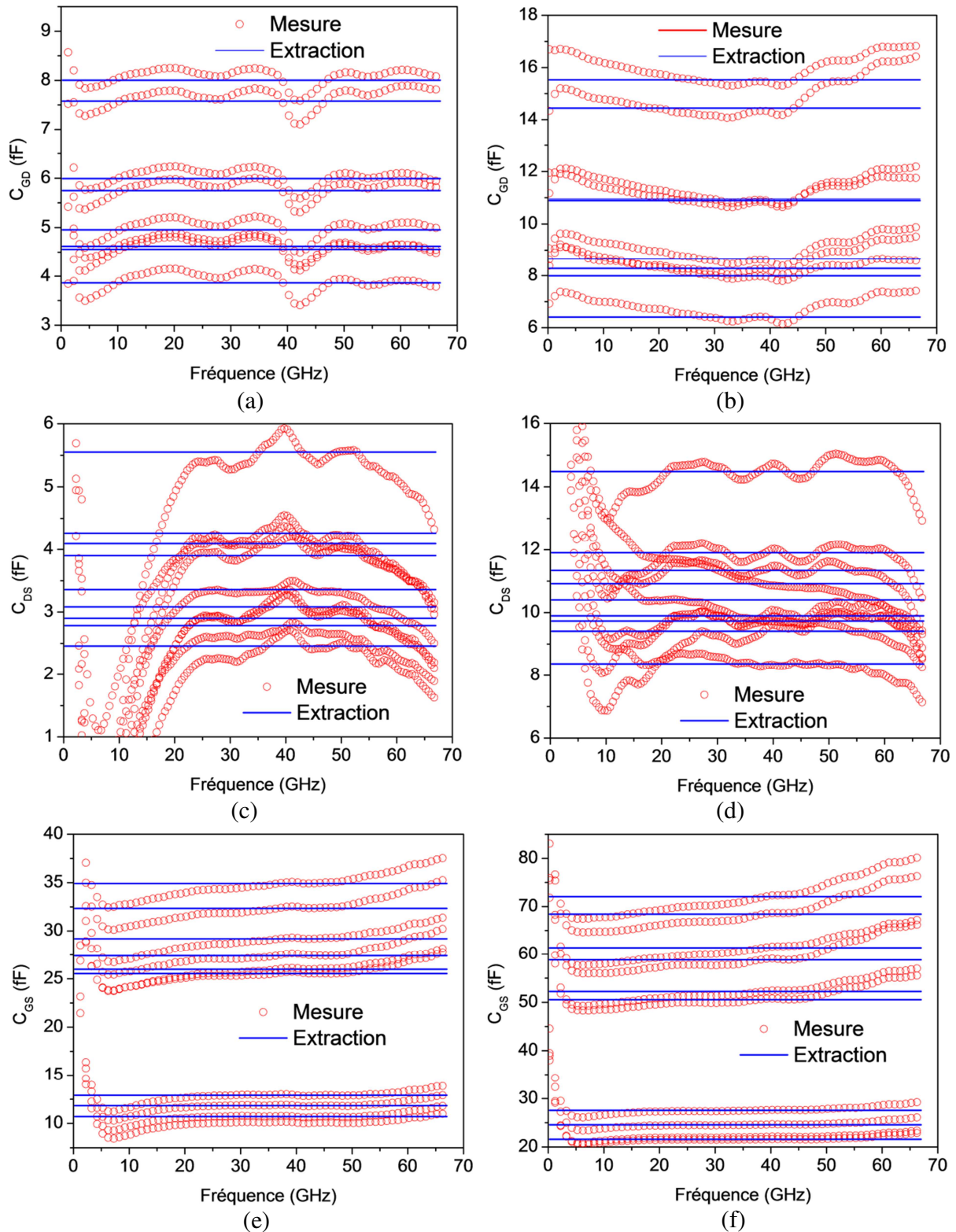


Figure 4.28 : Extraction des capacités intrinsèques. Résultats obtenus pour (a) la capacité C_{GD} , (c) la capacité C_{DS} et (e) la capacité C_{GS} pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) la capacité C_{GD} , (d) la capacité C_{DS} et (f) la capacité C_{GS} pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

La figure 4.29 indique les valeurs de capacités extraites précédemment par rapport à la tension V_{GS} ainsi que les modélisations associées décrites ci-après. Les trois capacités intrinsèques manifestent une forte dépendance par rapport aux polarisations à leurs bornes notées V_{CGD} , V_{CGS} et V_{CDS} .

Premièrement, il est observé que l'élément C_{GD} présente une variation par rapport à la tension V_{DS} avec une diminution de la valeur lorsque V_{DS} augmente. Ceci s'explique par l'augmentation de la largeur de zone de déplétion côté drain consécutive à une augmentation du champ en sortie de grille côté drain. En d'autres termes, la distance entre l'électrode de grille et la région du canal non-dépeuplée devient plus importante et l'effet capacitif représenté par C_{GD} est ainsi rendu plus faible. La modélisation proposée repose sur une loi empirique selon (4.45) faisant intervenir les coefficients d'ajustement suivants C_{GD0} , a_{CGD} , C_{GD1} , b_{CGD} et V_{PGD} .

De façon similaire, la capacité C_{DS} démontre une diminution notable avec l'augmentation de V_{DS}^{int} . Ceci est également imputé à l'accroissement de la largeur de zone de déplétion impliquant une augmentation de la distance entre la zone du canal non-dépeuplé sous la grille côté source et côté drain. La modélisation tient alors compte d'une approximation linéaire décrite selon (4.46) et utilisant les paramètres d'ajustement C_{DS0} et a_{CDS} .

Enfin, la capacité C_{GS} présente une variation sensiblement plus marquée avec une forte dépendance selon V_{GS} et une dépendance secondaire selon V_{DS} .

Cette évolution est expliquée du fait du lien entre C_{GS} et la transconductance selon l'approximation $C_{GS}(V_{GS}) = g_{m,int}(V_{GS}) \cdot l_G / v_{sat}$. La modélisation proposée pour cet élément suit également une loi empirique selon (4.47) tenant compte de l'influence de V_{GS}^{int} et dans une moindre mesure de V_{DS}^{int} avec l'utilisation des paramètres d'ajustement suivant : C_{GS0} , C_{GS1} , C_{GS2} , a_{CGS} , b_{CGS} , c_{CGS} et d_{CGS} .

$$C_{GD} = C_{GD0} + a_{CGD} \cdot V_{CGD} + \frac{1}{2} (C_{GD1} - C_{GD0}) \cdot \tanh(b_{CGD} \cdot (V_{CGD} + V_{PGD})) \quad (4.45)$$

$$C_{DS} = C_{DS0} + a_{CDS} \cdot V_{DS}^{int} \quad (4.46)$$

$$C_{GS} = C_{GS0} + a_{CGS} \cdot V_{GS} + \frac{1}{2} (C_{GS1} - C_{GS0}) \cdot \tanh(b_{CGS} \cdot (V_{GS} + c_{CGS} V_{GS}^{int} + V_{PGS})) \\ + \frac{1}{2} C_{GD2} \cdot \tanh(d_{CGS} \cdot (V_{GS}^{int} + V_{MGS}) + c_{CGS} V_{DS}) \quad (4.47)$$

La somme de C_{GS} et C_{GD} montrée figure 4.30 indique une allure décroissante pour des tensions V_{GS} supérieures à environ -1.6 V. Ce comportement est problématique car contradictoire avec de nombreux travaux de simulation [75]. L'explication proposée tient à considérer une extraction erronée de C_{GS} relative à une sous-estimation notable de la résistance d'accès R_S pour des courants I_{DS} importants [76]. En effet, une sous-estimation de R_S implique une valeur de tension ∂V_{GS}^{int} extraite plus élevée selon l'approximation (4.48) et ainsi une valeur d'admittance $Y_{11}^{int} = \frac{\partial I_{GS}^{int}}{\partial V_{GS}^{int}}$ plus faible et donc une valeur de capacité C_{GS} également plus faible selon (4.40).

$$\partial V_{GS}^{int} \approx \partial V_{GS} - R_S (\partial I_{DS} + \partial I_{GS}) \quad (4.48)$$

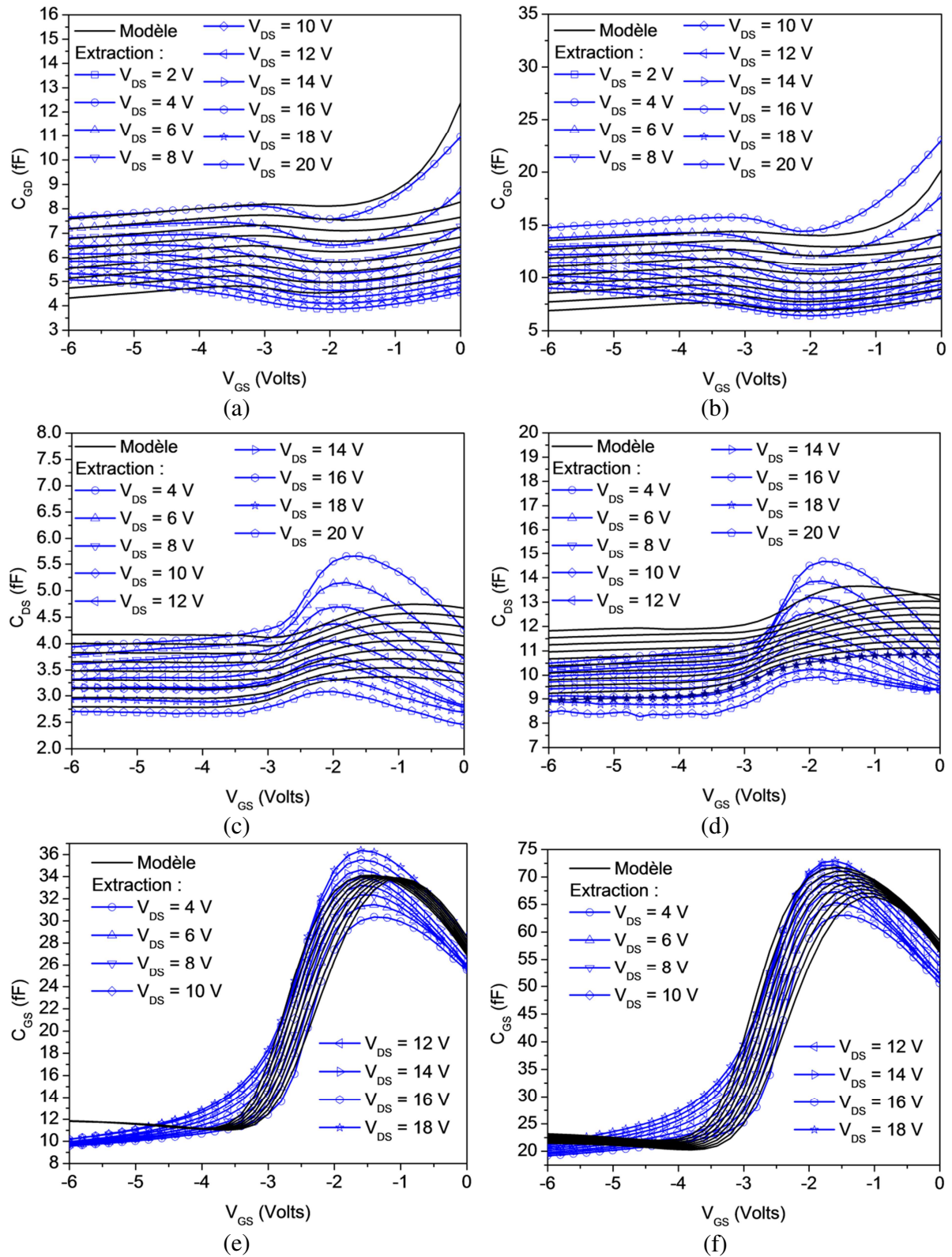


Figure 4.29 : Modélisation des capacités intrinsèques. Résultats obtenus pour (a) la capacité C_{GD} , (c) la capacité C_{DS} et (e) la capacité C_{GS} pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) la capacité C_{GD} , (d) la capacité C_{DS} et (f) la capacité C_{GS} pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$

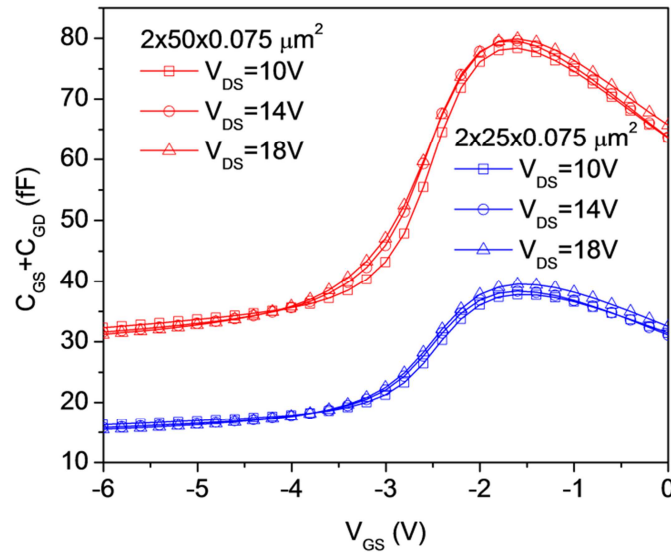


Figure 4.30 : Caractéristiques $C_{GS} + C_{GD}$ extraites pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

4.8.2 Modélisation des résistances intrinsèques R_{GS} et R_{GD}

De façon similaire aux capacités intrinsèques, le rôle des résistances intrinsèques est significatif pour des fréquences importantes, l'extraction en fin de bande fréquentielle sera ainsi privilégiée. La figure 4.31 indique le résultat de l'extraction de ces éléments. Une forte dispersion fréquentielle est observée pour R_{GD} et R_{GS} pour les deux configurations de transistor. La valeur de R_{GD} semble toutefois se stabiliser au-delà de 50 GHz et l'extraction est donc conduite depuis une moyenne établie sur l'intervalle $50 \rightarrow 67$ GHz. En revanche, l'élément R_{GS} présente une dispersion sur toute la bande de fréquence. Son extraction est alors faite pour la valeur notée à 40 GHz. Cette dispersion est justifiée par la validité physique des résistances intrinsèques dont l'origine structurale est difficile à justifier et à schématiser.

La figure 4.32 indique les valeurs de résistances extraites en fonction de la polarisation V_{GS} et pour plusieurs tensions V_{DS} . Dans le cas de R_{GD} , pour les deux configurations de transistor, la tension V_{GS} influence grandement la valeur relevée avec des valeurs pics approchant 100Ω pour des tensions correspondant au maximum de transconductance. Concernant l'élément R_{GS} , des valeurs notablement plus faibles sont déterminées. Les tensions V_{GS} et V_{DS} ont un effet marqué, les valeurs notées variant alors de 5Ω à 17Ω pour le HEMT $2 \times 25 \times$

$0.075 \mu\text{m}^2$ et de 0Ω à 7Ω pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Conformément à de nombreux travaux de modélisation, des valeurs indépendantes des polarisations sont choisies du fait de la forte complexité de modélisation en comparaison du rôle secondaire de ces éléments sur la caractéristique électrique. Les valeurs suivantes sont alors déterminées :

- Pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$:

$$R_{GD} = 40 \Omega$$

$$R_{GS} = 12 \Omega$$

- Pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$:

$$R_{GD} = 60 \Omega$$

$$R_{GS} = 4 \Omega$$

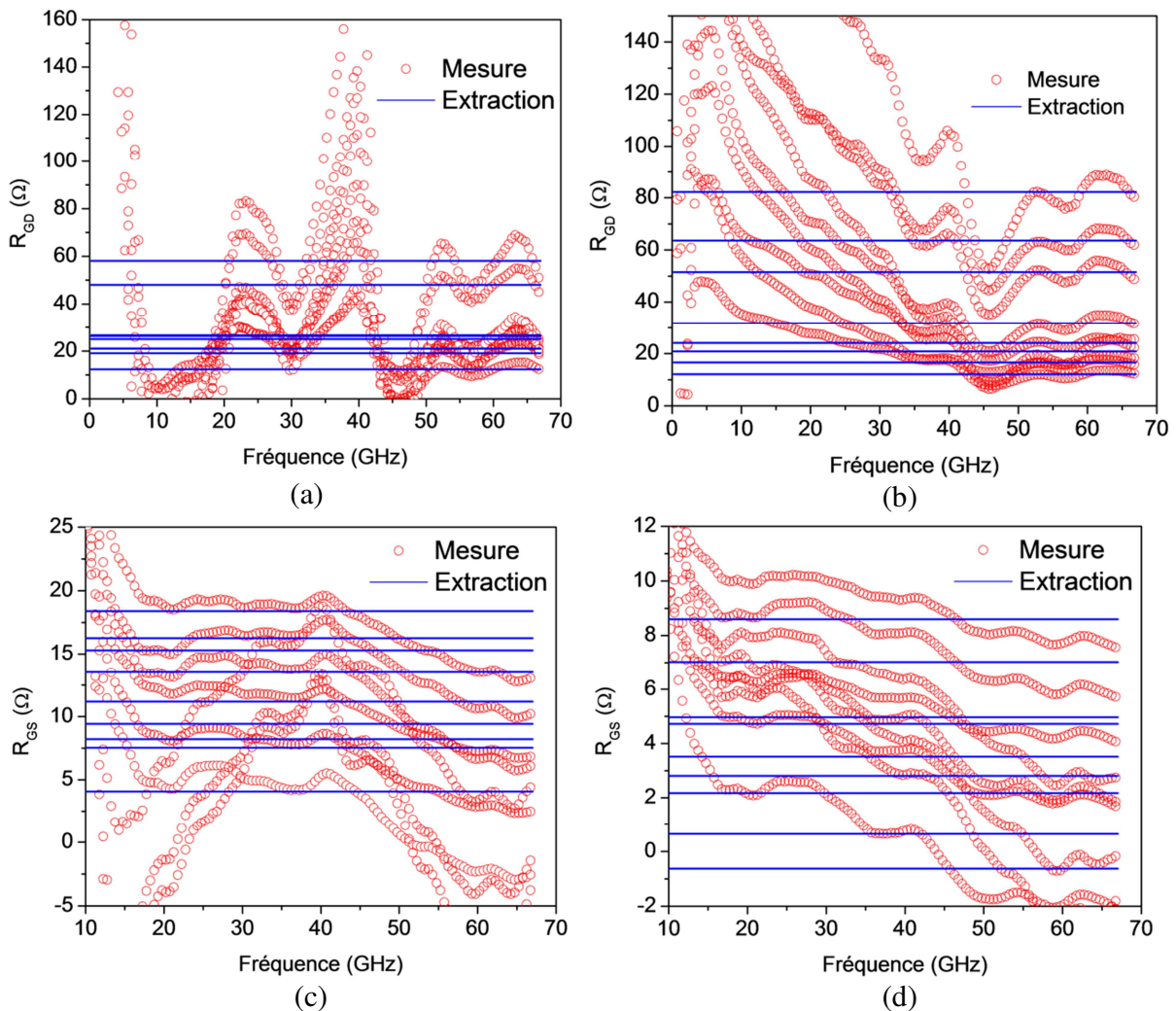


Figure 4.31 : Extraction des résistances R_{GD} pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et R_{GS} pour le HEMT (c) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (d) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en fonction de la fréquence.

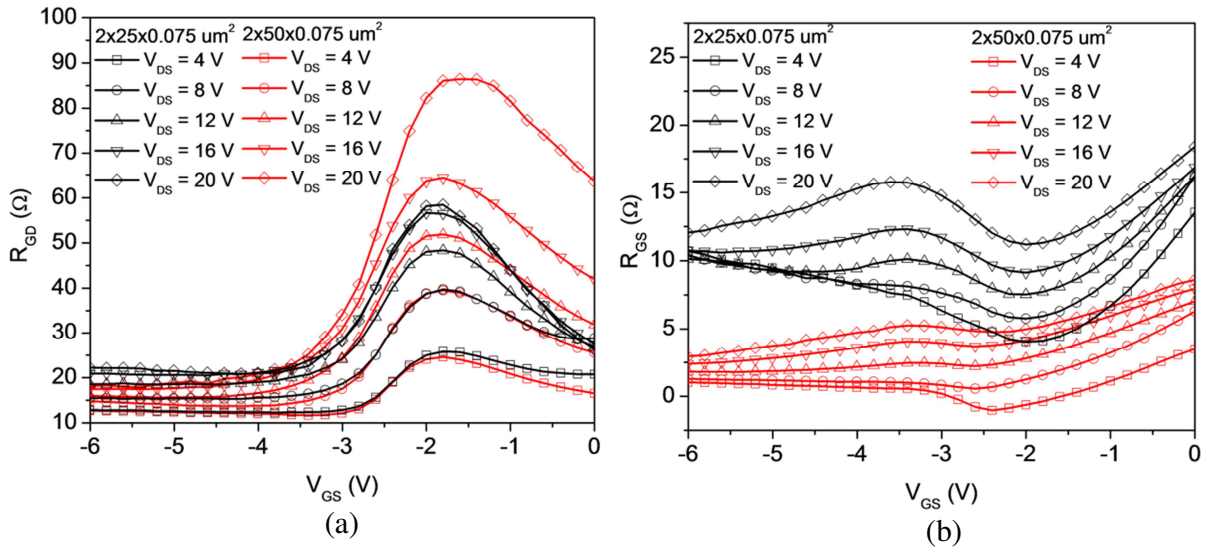


Figure 4.32 : Extraction des résistances (a) R_{GD} et (b) R_{GS} pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en fonction de la tension V_{GS} .

4.8.3 Modélisation de la source de courant intrinsèque en hyperfréquence

La figure 4.33 indique le résultat de la mesure et l'extraction de $g_{m,int}^{RF}$. Une faible dispersion fréquentielle est observée avec cependant une allure monotone croissante pour les deux développements légèrement plus marquée pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Les valeurs sont alors extraites à 40 GHz.

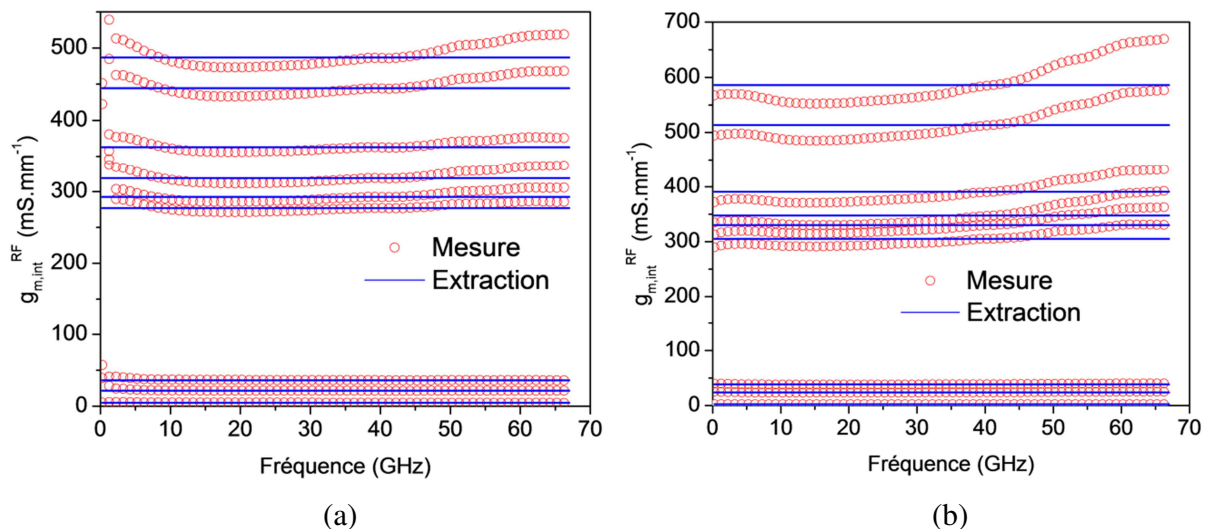


Figure 4.33 : Extraction de la transconductance intrinsèque hyperfréquence $g_{m,int}^{RF}$ pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$

La figure 4.34 montre l'extraction de $g_{m,int}^{RF}$ en fonction de V_{GS} . Il est alors constaté que $g_{m,int}^{RF}$ diffère de façon marquée avec la transconductance intrinsèque statique extraite en partie 4.7.1 avec une forte dépendance selon V_{DS} à V_{GS} proche de -1.5 V. L'explication proposée de ce phénomène est la suivante : les dispositifs AlGaIn/GaN HEMTs souffrent notablement d'effets de pièges des porteurs dans la région de la barrière et celle du buffer. Les constantes de temps associées à ces phénomènes de piégeages sont ainsi connues pour être largement inférieures à 1 ns pour le mécanisme de relâche. Ce phénomène conduit à une non-concordance de la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ DC et pulsée (phénomène de gate-lag et drain-lag) et ainsi à une différence marquée entre les transconductances intrinsèques DC et RF. La modélisation proposée consiste alors à introduire un second générateur de courant intrinsèque dédié à la reproduction du paramètre de transconductance intrinsèque en hyperfréquence $g_{m,int}^{RF}$. La formulation de ce nouvel élément est décrite par (4.49) pour laquelle T_r , p_{GS} et p_{DS} sont des paramètres permettant l'interpolation de la caractéristique $g_{m,int}^{RF}$ mesurée. La figure 4.34 montre ainsi également l'interpolation entre le résultat expérimental et le modèle qui en découle.

$$I_{DS}^{int,RF}(V_{GS}^{int}, V_{DS}^{int}) = Tr. \left(1 + (V_{GS}^{int} - p_{GS})(V_{GS}^{int} - p_{DS}) \right) I_{DS}(V_{GS}^{int}, V_{DS}^{int}) \quad (4.49)$$

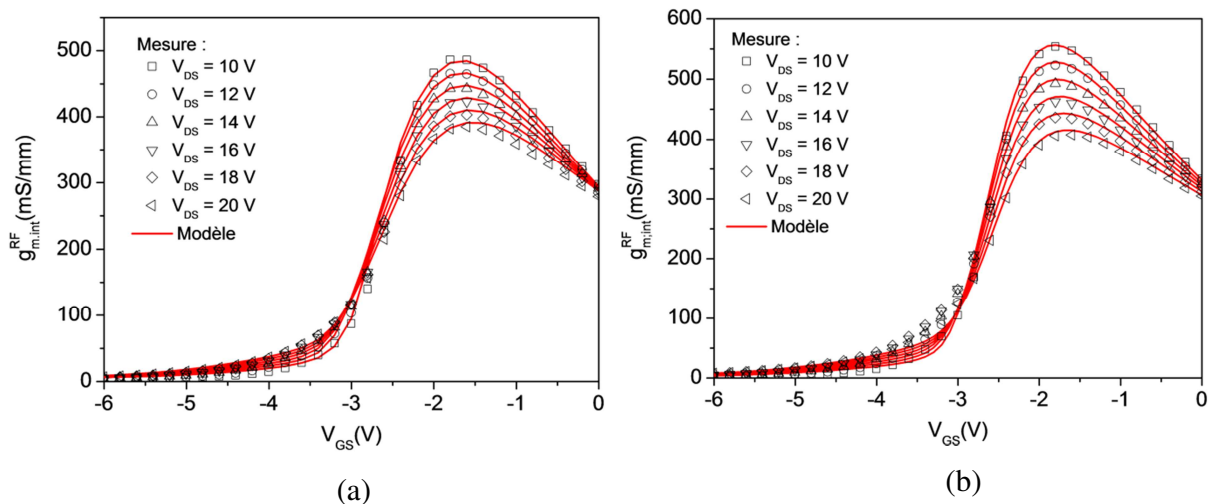


Figure 4.34 : Modélisation de la transconductance intrinsèque hyperfréquence $g_{m,int}^{RF}$ pour le HEMT GaN (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

La figure 4.35 décrit finalement la mesure et l'extraction du temps de retard τ . La dispersion fréquentielle reste modérée pour toutes les polarisations avec une valeur stable sur l'intervalle 30 GHz \rightarrow 50 GHz. L'influence de la polarisation est fortement marquée avec des valeurs s'étalant de 0.2 ps à environ 1.6 ps pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ comme pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ ce qui est en accord avec la règle d'échelle stipulant que W n'agit pas sur τ . L'extraction est conduite en prenant des valeurs moyennées sur l'intervalle 30 GHz \rightarrow 67 GHz. La figure 4.35(a) indique alors les valeurs extraites selon la polarisation V_{GS} , il est alors constaté une dépendance envers V_{GS} pour les valeurs obtenues en dessous du pincement alors que celles extraites à $V_{GS} > -3$ V sont constantes avec V_{GS} . La figure 4.34(b) montre alors l'extraction à $V_{GS} = -1$ V en fonction de V_{DS} et indique une forte dépendance de τ avec cette polarisation. Considérant la faible incidence de cet élément sur la caractéristique hyperfréquence globale, une modélisation tenant compte d'une valeur constante telle que $\tau = 0.5$ ps est considérée.

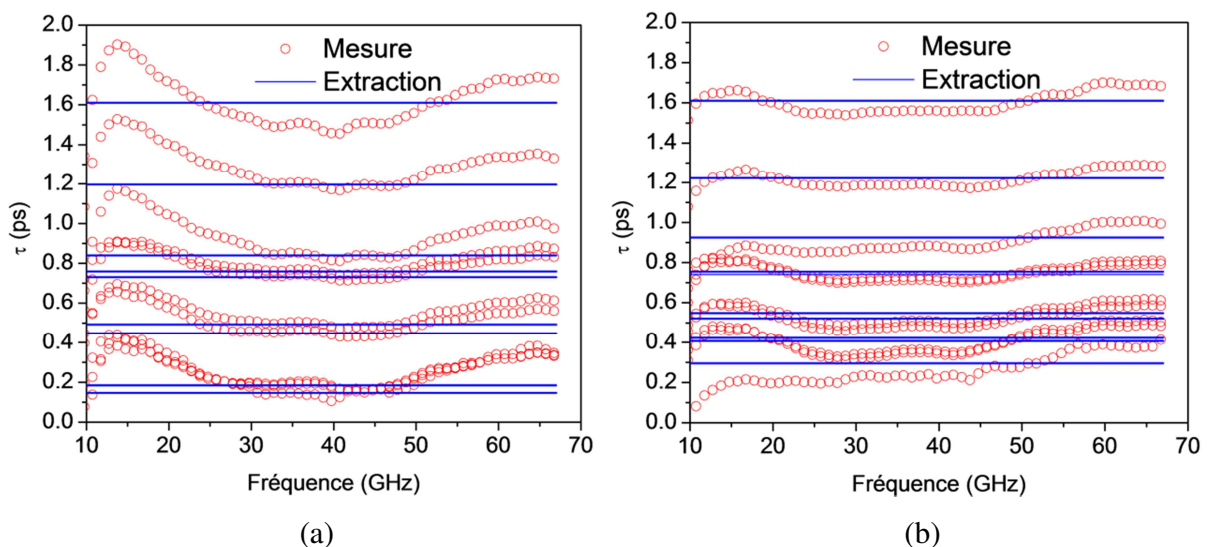


Figure 4.35 : Extraction du temps de retard τ pour le HEMT (a) $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et (b) $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en fonction de la fréquence.

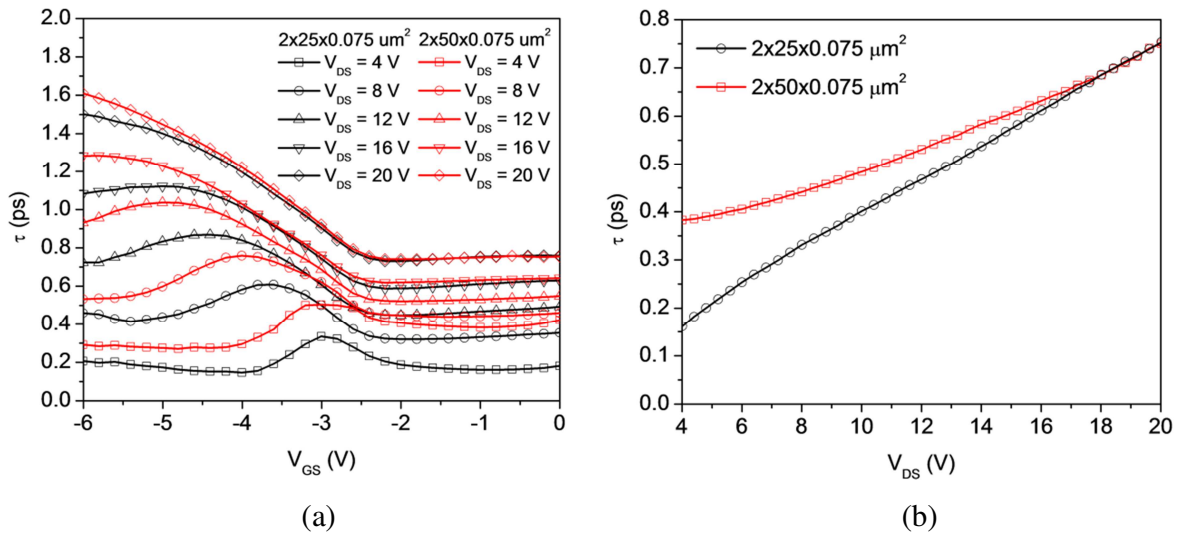


Figure 4.36 : Extraction du temps de retard τ pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en fonction de (a) V_{GS} et (b) V_{DS} pour les valeurs extraites à $V_{GS} = -1$ V.

4.9 Conclusion

Une analyse de méthodes d'extraction de la température d'un HEMT GaN a été conduite en comparant trois méthodes de caractérisation thermique dont une permettant de déterminer les propriétés de dissipation thermique en régime transitoire.

Une méthodologie de modélisation a été présentée et expérimentée sur deux transistors différant par leur développement : des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Les performances en termes de reproduction de la caractéristique hyperfréquence en régime linéaire et non-linéaire seront explicitées et analysés en chapitre 5. Cette méthodologie permet d'obtenir un modèle final avec les aspects suivants :

- Modélisation des accès en trois étapes (Pad–Open–Short).
- Modélisation d'une loi thermique non-linéaire.
- Modélisation électrothermique des résistances d'accès avec prise en compte d'une dispersion fréquentielle significative en dessous de 15 GHz.
- Modélisation de la caractéristique électrique de la source de courant intrinsèque et des jonctions Schottky.

- Modélisation non-linéaire des capacités intrinsèques.
- Modélisation des effets de pièges par un modèle de source de courant intrinsèque dédié à la reproduction de la caractéristique RF.

La principale limitation de cette procédure de modélisation réside dans le souci de ne pas dégrader le dispositif, par exemple lors d'application de tensions à risques en rapport avec l'effet piézo-électrique pouvant endommager l'hétérostructure ou de températures de fonctionnement trop élevées. En ce sens, il apparaît essentiel de pouvoir disposer de dispositifs redondants permettant de pallier ceux éventuellement dégradés lors des mesures. A cet effet, la reproductibilité des caractéristiques statiques et hyperfréquences d'un réticule à l'autre est essentielle, ceci conditionnant la qualité des activités de caractérisation et donc de la modélisation qui en découle.

CHAPITRE 5 PERFORMANCE ET ANALYSE DE LA MODELISATION DU HEMT

5.1 Introduction

Ce chapitre décrit l'analyse de la validité du modèle non-linéaire développé pour les dispositifs HEMT GaN dans le chapitre 4 en termes de précision de reproductibilité des caractéristiques hyperfréquences en petit et grand signal expérimentales.

Tout d'abord, la précision de la modélisation du HEMT en régime linéaire sera explicitée par investigation de l'écart entre les paramètres S mesurés et modélisés. Une méthodologie d'analyse sera alors proposée afin de déterminer les étapes critiques de la modélisation en termes d'influence sur l'écart final observé. Finalement la modélisation du facteur de stabilité K , du gain en courant H_{21} et des gains maximums en stabilité (MSG) et disponible (MAG) seront exposés et analysés.

Une seconde partie décrira les résultats expérimentaux obtenus pour des conditions d'utilisation en régime non-linéaire à 40 GHz puis à 94 GHz. Pour ces deux fréquences, des bancs de mesure permettant une adaptation de la charge présentée en sortie (load-pull) ont conduit aux mesures des paramètres de puissance hyperfréquence de sortie P_S , du gain en puissance G_P et du rendement en puissance ajoutée PAE pour différents niveaux de puissance injectée P_{inj} . Les valeurs déterminées seront alors comparées à celles du modèle développé. Par ailleurs, une comparaison modèle/mesure des ellipses de charge mesurées au fondamental et avec harmoniques sera finalement explicitée.

5.2 Validation petit-signal

5.2.1 Modélisation des paramètres S

Les figures 5.2 et 5.3 décrivent la caractéristique hyperfréquence des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en termes des paramètres S mesurés au plan des pointes S^{mes} et simulés S^{mod} . Les points de polarisations investigués correspondent au régime de fonctionnement du transistor en grand-signal considérant une excursion en tension V_{DS} du coude ($V_{DS} = 4 \text{ V}$) à la tension maximale mesurée ($V_{DS} = 20 \text{ V}$) avec une tension intermédiaire ($V_{DS} = 12 \text{ V}$) et un passage de la tension V_{GS} du fonctionnement fortement pincé ($V_{GS} = -4.8 \text{ V}$), au pincement ($V_{GS} = -3.2 \text{ V}$), au $g_{m,int}$ maximum ($V_{GS} = -1.6 \text{ V}$) et enfin à la plus forte valeur mesurée ($V_{GS} = 0 \text{ V}$). La figure 5.1 indique la position de ces points de polarisations sur la caractéristique DC du HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.



Figure 5.1 : Polarisations investiguées en hyperfréquence sur la caractéristique DC du HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

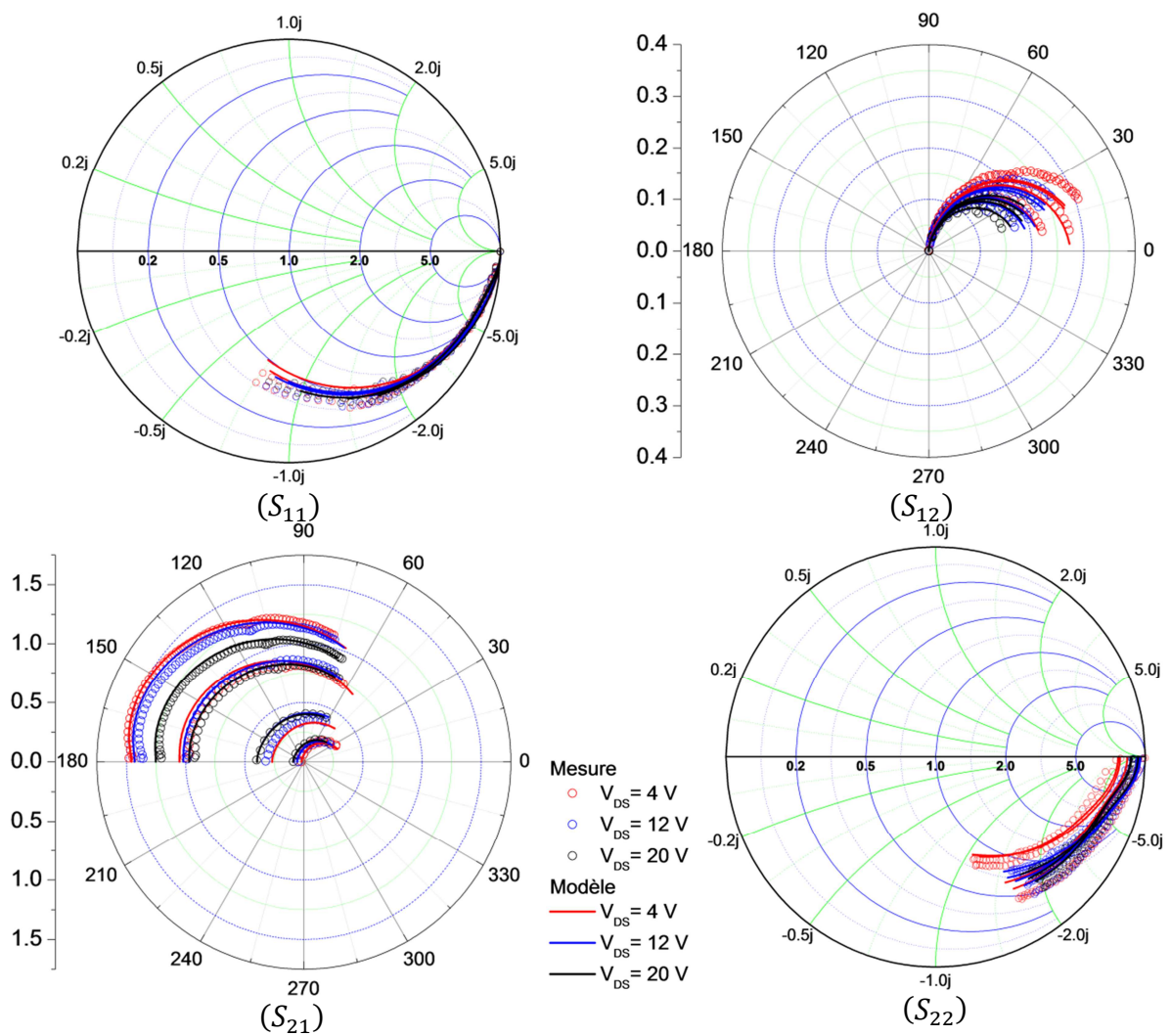
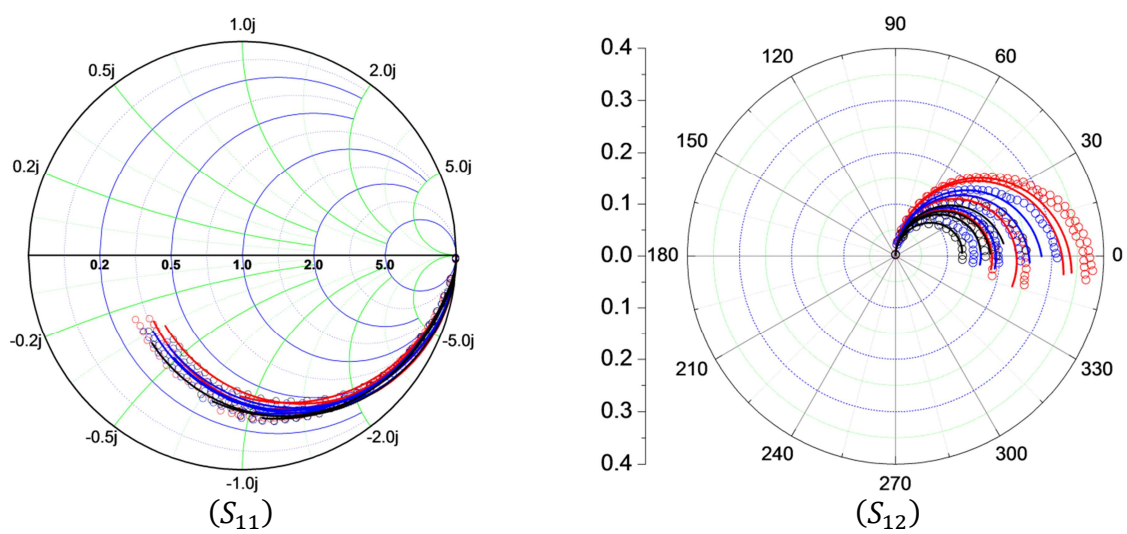


Figure 5.2 : Paramètres S extrinsèques mesurés et issus de la modélisation finale pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.



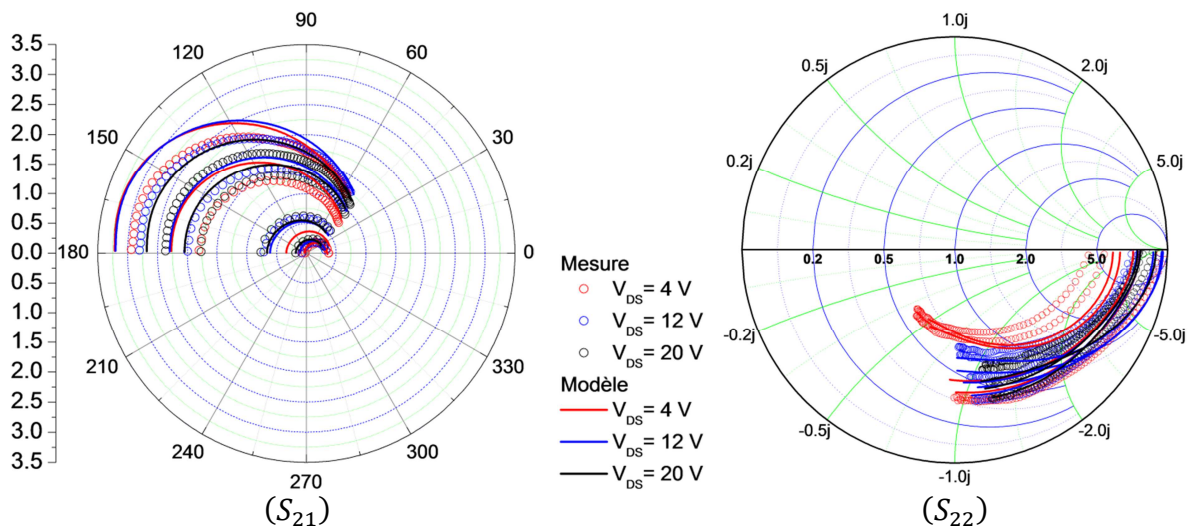


Figure 5.3 : Paramètres S extrinsèques mesurés et issus de la modélisation finale pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

Afin d'évaluer la précision de modélisation, un critère basé sur l'écart relatif entre les caractéristiques mesurées et simulées sera utilisé. Il consiste en l'expression $\left| \frac{S_{ij}^{mes} - S_{ij}^{sim}}{S_{ij}^{mes}} \right|$ avec S^{sim} la caractéristique simulée de l'étude. La figure 5.4 met ainsi en lumière les écarts relatifs déterminée entre le modèle final et la mesure pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en fonction de la fréquence. Pour S_{11} , un écart croissant avec la fréquence et atteignant 18% dans le pire des cas pour la polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 20 \text{ V}\}$ est constaté. L'écart sur la caractéristique S_{12} reste inférieur à 15%. Pour S_{21} , les points de polarisations observant $V_{GS} = 0 \text{ V}$ et $V_{GS} = -1.6 \text{ V}$ manifestent des écarts également inférieurs à 15% au-delà de 40 GHz. Enfin l'écart sur S_{22} reste globalement en dessous de 15% à l'exception du point de polarisation $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 4 \text{ V}\}$ attribué à la proximité avec le coude.

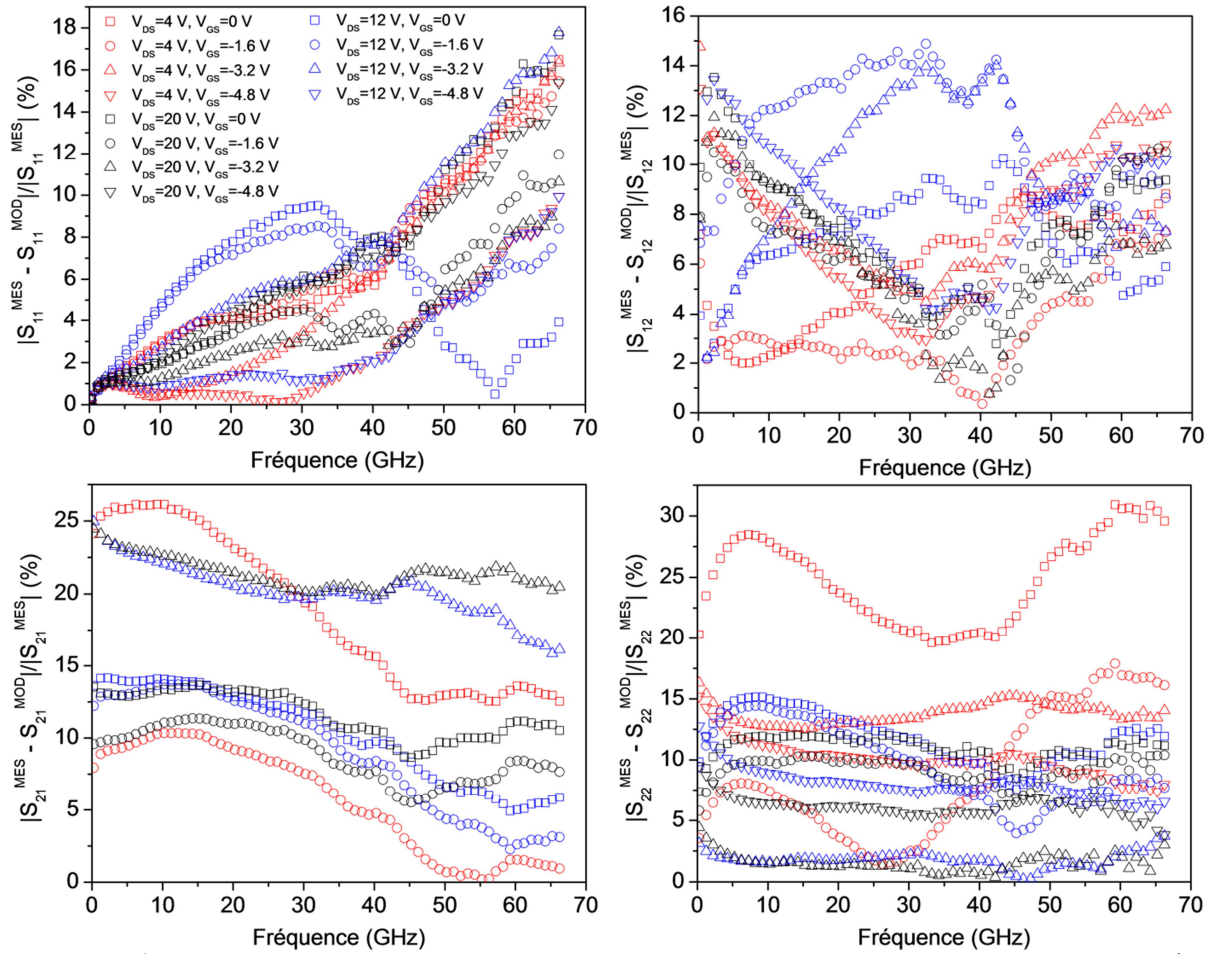


Figure 5.4 : Écart relatif sur la reproduction des paramètres S pour la modélisation finale du HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

5.2.2 Modélisation des courbes de gains

La figure 5.5 indique les résultats en termes de facteur de Rollet K , de gain en courant intrinsèque H_{21} et de gain maximum Max_Gain pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Les polarisations $V_{GS} = 0\text{ V}$ et $V_{GS} = -1.6\text{ V}$ pour $V_{DS} = 4\text{ V}$, $V_{DS} = 12\text{ V}$ et $V_{DS} = 20\text{ V}$ sont utilisées. Le gain maximum Max_Gain est défini selon le gain maximal en stabilité MSG pour les fréquences où le transistor n'est pas inconditionnellement stable ($K < 1$) et selon le gain maximum disponible MAG pour les fréquences de stabilité inconditionnelle ($K \geq 1$), soit :

$$\begin{aligned}
 Max_Gain &= \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \left(K - \sqrt{K^2 - 1} \right) && \text{pour } K \geq 1 \\
 Max_Gain &= \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} && \text{pour } K < 1
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

La mesure de K s'avère bruitée et montre un pic à 40 GHz non retrouvé en simulation. Cette difficulté de mesure est attribuée à la faible valeur de S_{12} (inférieure à -15 dB en dessous de 40 GHz). La simulation de $|H_{21}|$ est conforme aux résultats mesurés pour la bande de fréquence et la gamme de polarisation investiguée. Enfin, la courbe de Max_Gain simulée correspond précisément à la mesure pour la partie de la courbe correspondant à $K < 1$. Le léger décalage en haute fréquence est imputé à la discordance entre les valeurs de K mesurées et simulées.

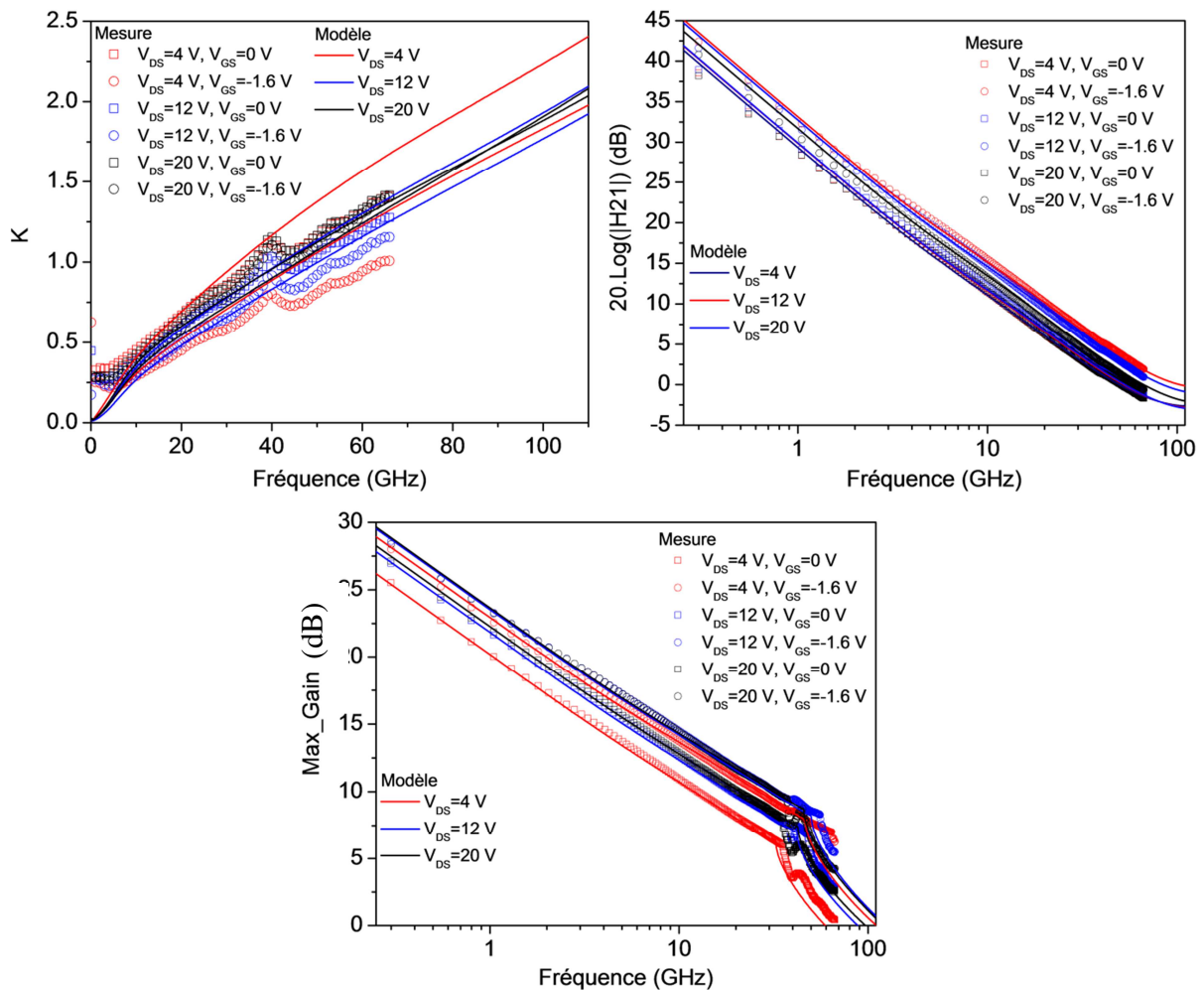


Figure 5.5 : Courbes de facteur de stabilité, de gain en courant extrinsèque et de gain maximal obtenus par mesure et par simulation pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

La figure 5.6 expose les résultats pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Une meilleure concordance est trouvée pour la modélisation du facteur K à l'exception des points de polarisation $V_{DS} = 4V$ attribuée à la difficulté de modéliser la capacité C_{GD} à proximité du

coude. La modélisation de $|H_{21}|$ coïncide avec la mesure mais concède un léger écart pour les fréquences inférieures à 10 GHz. Finalement, les résultats en termes de Max_Gain reflètent les deux observations précédentes, soit une interpolation correcte au-delà de 20 GHz à l'exception des points de polarisations vers le coude pour lesquels le facteur de Rollet souffre d'imprécision d'extraction.

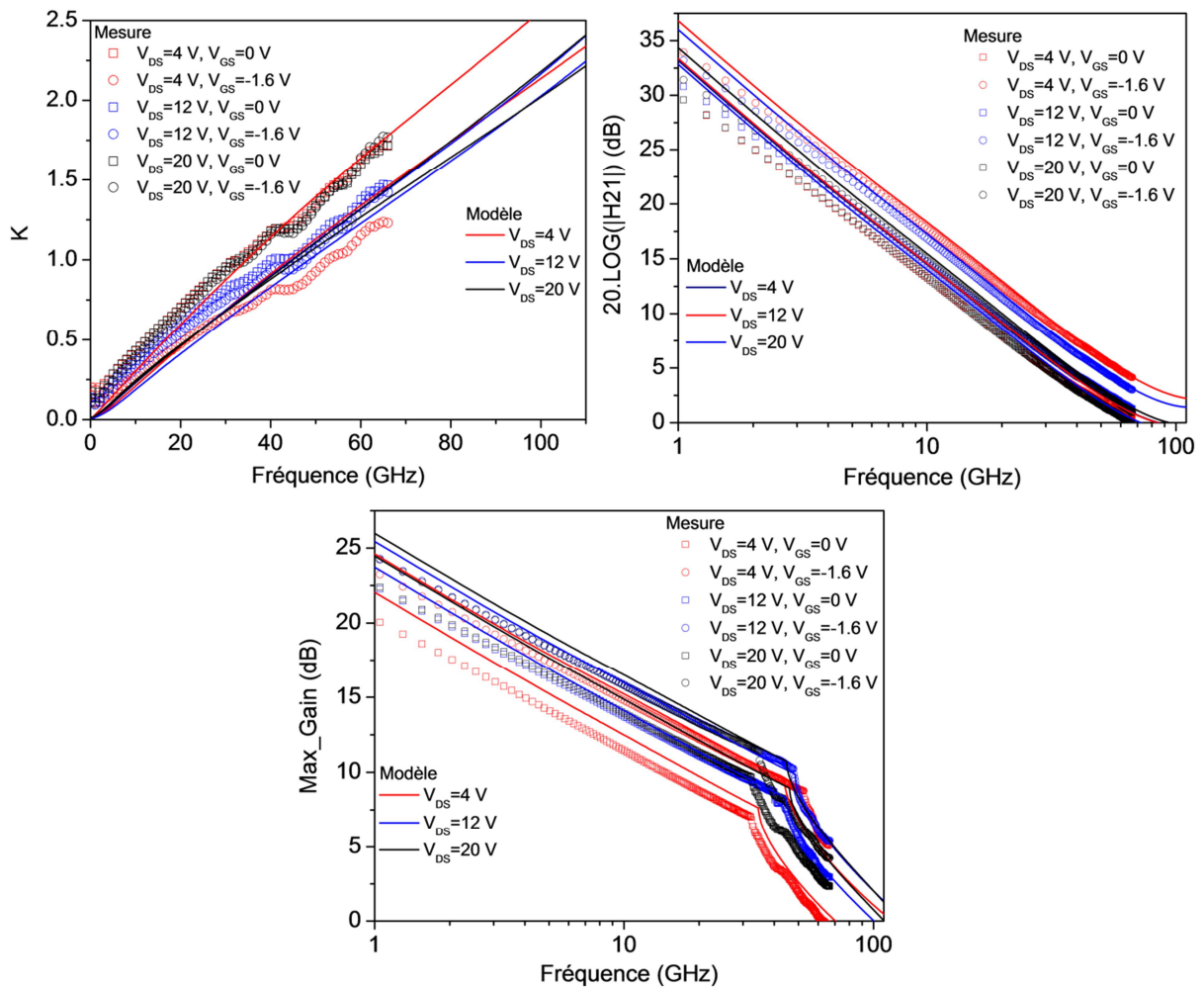


Figure 5.6 : Courbes de facteur de stabilité, de gain en courant extrinsèque et de gain maximal obtenus par mesure et par simulation pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

5.3 Analyse d'erreurs

L'analyse qui suit aura pour but d'évaluer l'origine des écarts constatés par rapport à chaque étape de modélisation afin de statuer sur l'importance de chacune. Ce travail propose l'approche suivante afin de déterminer la conformité des étapes de modélisation : des simulations intermédiaires résultant en des caractéristiques en paramètres S sont conduites en introduisant tour à tour les modèles d'éléments intrinsèques tels que décrits dans le schéma de la figure 5.7.

Une première simulation consiste à utiliser directement les valeurs extraites selon (4.36-4.45) et fixées avec la fréquence donnant la caractéristique \mathbf{S}^{ext} . Le modèle des capacités intrinsèques est ensuite introduit et donne la caractéristique \mathbf{S}^{capa} . Par la suite, les valeurs des résistances intrinsèques R_{GD} et R_{GS} et du temps de retard τ sont fixées avec la polarisation. La caractéristique \mathbf{S}' est alors obtenue. Finalement, le modèle de source de courant intrinsèque est introduit permettant d'obtenir le modèle final de HEMT, lequel donne la caractéristique finale \mathbf{S}^{mod} étudiée en partie 5.2

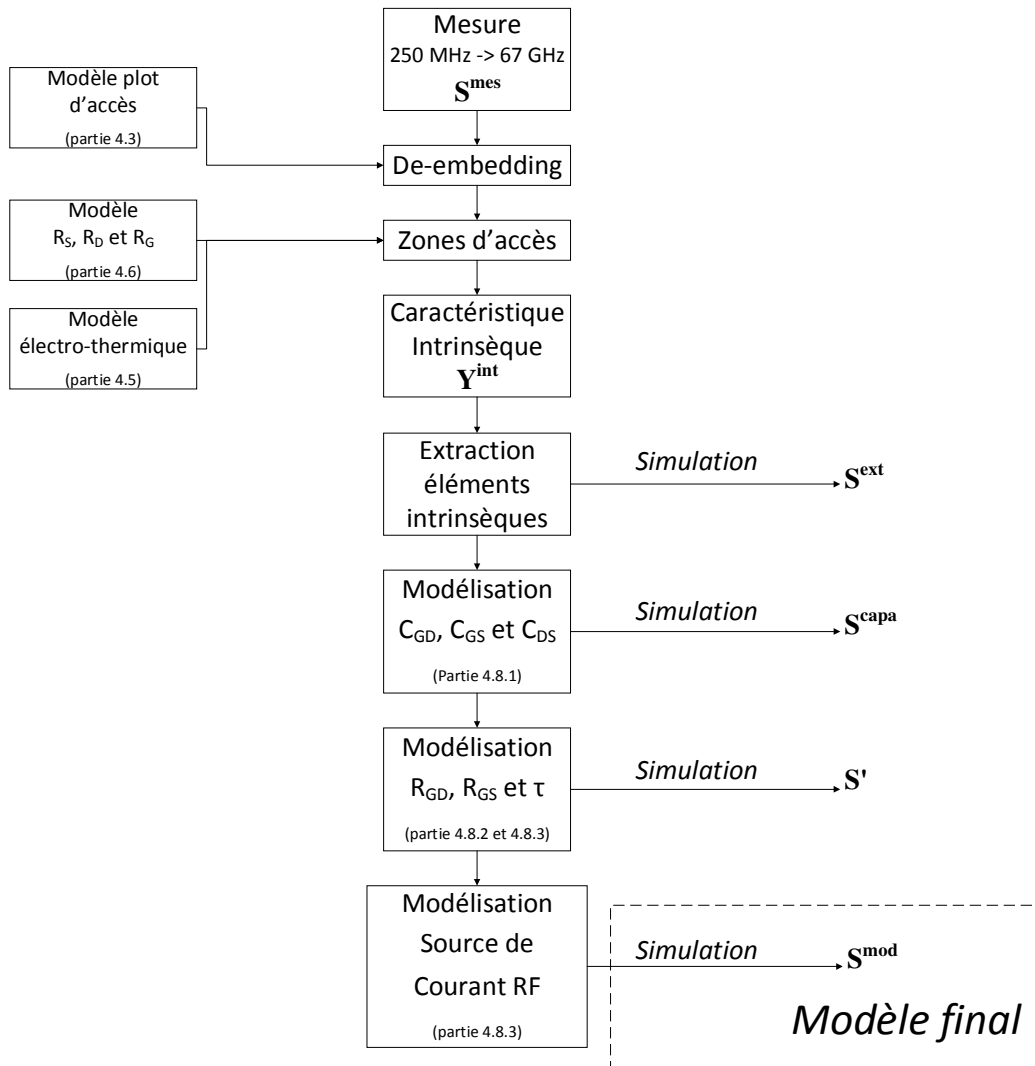


Figure 5.7 : Diagramme des étapes de simulations intermédiaires décrivant l'introduction successive de chaque modèle.

5.3.1 Validité du schéma équivalent

L'extraction de la caractéristique intrinsèque Y^{int} exprimée selon (4.35) requiert la connaissance de la contribution des plots d'accès (c.f. partie 4.3) et de celle des zones d'accès extrinsèques (c.f. partie 4.6.2) en tenant compte du modèle électrothermique (c.f. partie 4.5). La validité physique de la modélisation de ces contributions conditionne ainsi directement celle de Y^{int} . Enfin, la cohérence de la modélisation de Y^{int} dépend de la validité physique du schéma équivalent intrinsèque explicité en partie 4.8.

La figure 5.8 indique alors l'écart relatif entre S^{mes} et S^{ext} pour les points de polarisations suivants : $V_{GS} = -4.8 V \rightarrow 0 V$ (par pas de $1.6 V$) et $V_{DS} = 4 V \rightarrow 20 V$ (par pas de $8 V$). Des écarts inférieurs à 12% pour S_{11} , 10% pour S_{12} , 8% pour S_{21} et 10% pour S_{22} sont observés. Une bonne concordance (écart inférieur à 3%) est trouvée pour des valeurs de fréquences autour de 40 GHz du fait que les valeurs des éléments intrinsèques sont extraites sur une plage de fréquence centrée autour de cette valeur de fréquence. Ce résultat valide alors la procédure de modélisation des plots d'accès et des zones d'accès extrinsèques ainsi que la conformité du schéma équivalent intrinsèque. Ainsi, pour une interpolation exacte des valeurs d'éléments intrinsèques extraites par des fonctions dépendantes des polarisations V_{GS}^{int} et V_{DS}^{int} , la modélisation finale présentera des écarts égaux à ceux déterminés ici.

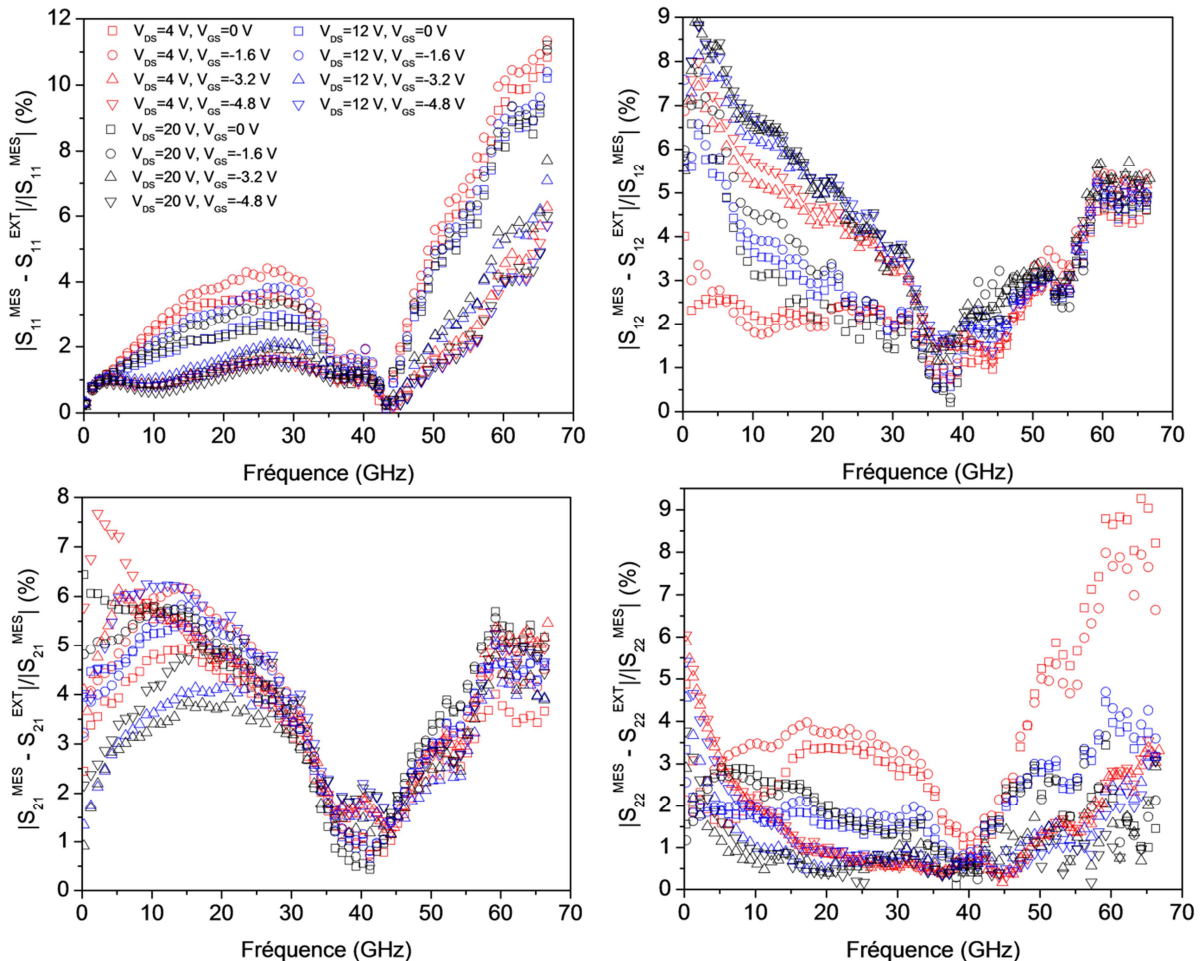


Figure 5.8 : Erreurs commises sur la reproduction des paramètres S pour une modélisation exacte des éléments intrinsèques pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu m^2$.

5.3.2 Apport d'erreurs dû à la modélisation des capacités intrinsèques

Une simulation similaire à celle décrite en partie 5.2.2 est conduite en introduisant cette fois le modèle des capacités C_{GD} , C_{GS} et C_{DS} présenté en partie 4.8.1 (soit la caractéristique \mathbf{S}^{capa}). La figure 5.9 indique alors les résultats d'écart relatifs entre \mathbf{S}^{mes} et \mathbf{S}^{capa} . En comparaison de l'analyse 5.2.2, les résultats obtenus indiquent un certain accroissement des écarts relatifs pour S_{11} et S_{12} relatifs à l'introduction du modèle de capacités intrinsèques. L'écart sur S_{11} augmente globalement de 50% en atteignant un écart maximal de 16% pour la polarisation $\{V_{GS} = 0 V, V_{DS} = 20 V\}$. L'écart sur le S_{12} augmente fortement bien que restant en dessous de 14%. L'influence sur S_{21} et S_{22} reste modérée sauf pour les points de polarisations $\{V_{GS} = -1.6 V, V_{DS} = 4 V\}$ et $\{V_{GS} = -1.6 V, V_{DS} = 8 V\}$ dans le second cas.

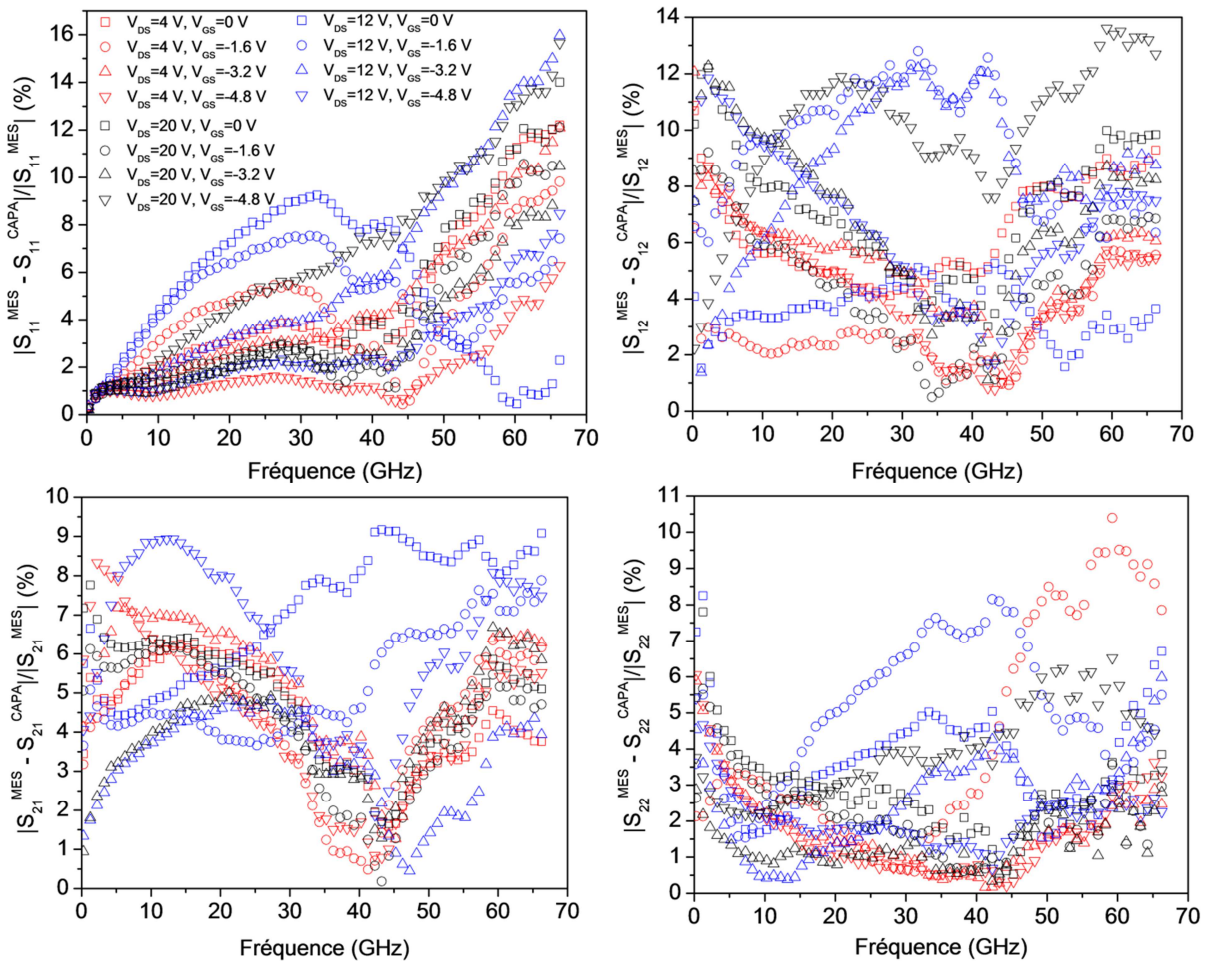


Figure 5.9: Erreurs commises sur la reproduction des paramètres S pour une modélisation des éléments intrinsèques C_{GD} , C_{GS} et C_{DS} pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

Ces effets sont attribués à la difficulté d'interpoler précisément les éléments C_{GS} et C_{GD} , le premier affectant majoritairement S_{11} et le second ayant un rôle marqué sur S_{12} . L'influence sur S_{22} est finalement attribuée à la capacité C_{DS} laquelle est donc correctement interpolée par la fonction décrite en partie 4.8.1.

5.3.3 Apport d'erreurs dû à la prise de valeurs constantes pour R_{GD} , R_{GS} et τ

Les modélisation des éléments R_{GD} , R_{GS} et τ sont faites selon des valeurs constantes (c.f. partie 4.8.2 et 4.8.3). La figure 5.7 indique alors les écarts relatifs constatés en considérant cette modélisation. L'écart sur S_{11} est empiré avec un accroissement pour la plupart des points de polarisation majorés de 18%. Le paramètre S_{12} n'est pas affecté alors que la caractéristique S_{21} voit son écart relatif globalement augmenter de 2% avec des valeurs extrêmes relevées à 16% pour certaines polarisations au pincement. Concernant S_{22} , une augmentation globale de 2% est constatée avec des valeurs extrêmes atteignant 16% à partir de 50 GHz pour les points de polarisations $\{V_{GS} = 0 \text{ V}, V_{DS} = 4 \text{ V}\}$ et $\{V_{GS} = -1.6 \text{ V}, V_{DS} = 4 \text{ V}\}$.

Ces augmentations sont expliquées par la variation de τ selon la tension V_{DS} impliquant principalement une erreur de phase sur S_{21} . D'autres simulations réalisées ont indiqué la forte implication de la modélisation de R_{GS} sur la caractéristique S_{11} . Enfin il est déterminé que la dérive de la caractéristique S_{22} est influencée simultanément par la modélisation de R_{GD} , R_{GS} et τ de façon équivalente.

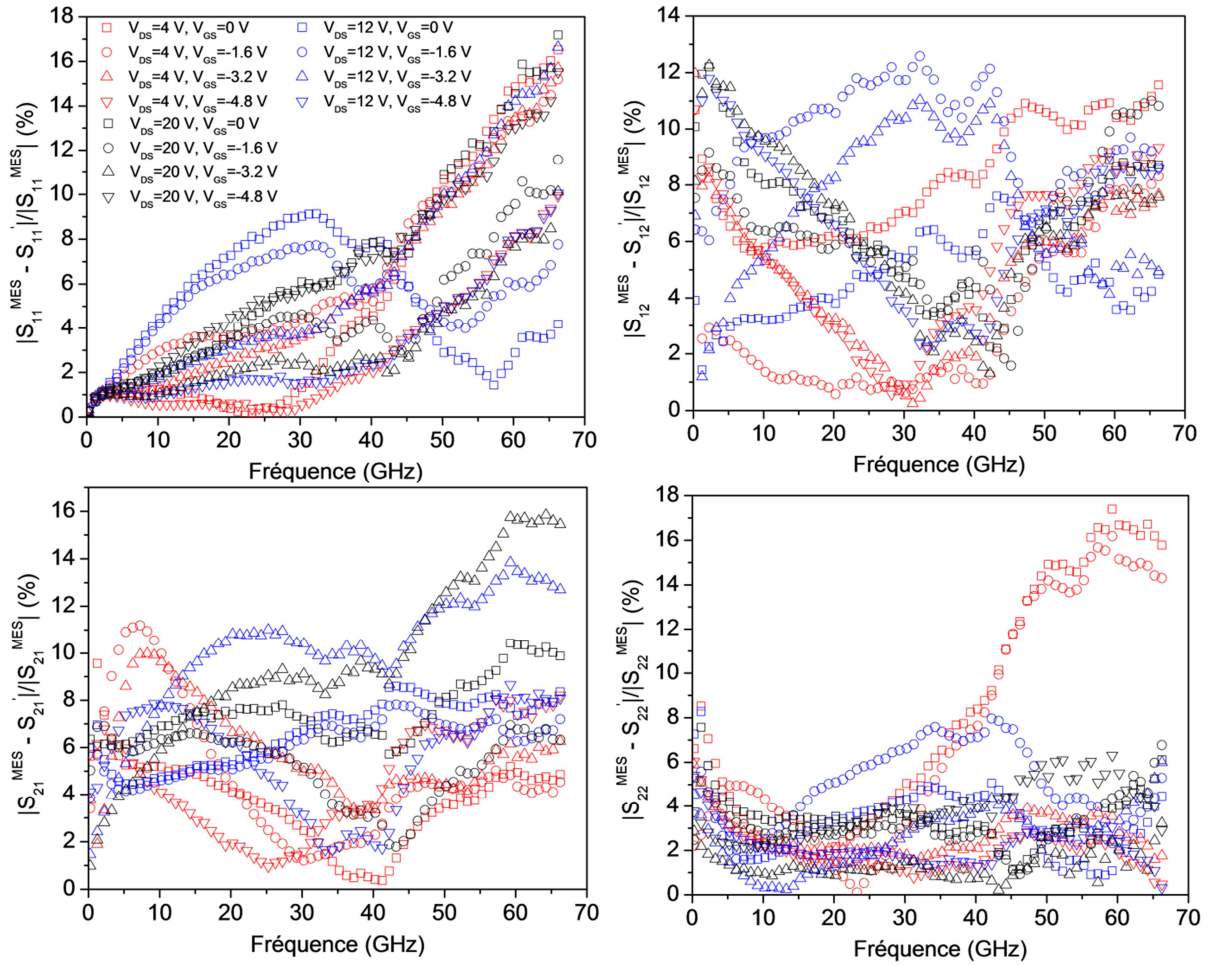


Figure 5.10 : Erreurs commises sur la reproduction des paramètres S pour une modélisation des éléments intrinsèques C_{GD} , C_{GS} , C_{DS} , R_{GD} , R_{GS} et τ pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$.

5.3.4 Apport d'erreurs dû à la modélisation de la source de courant intrinsèque

Le modèle final (de caractéristique S^{mod}) est obtenu avec l'ajout de la source de courant intrinsèque et donne donc les résultats décrits en 5.2.1. En comparant la précision de la modélisation avant l'introduction de ce modèle (c.f. partie 5.3.3 précédente), il est alors constaté une dégradation notable de la modélisation du S_{22} du fait de la difficulté de modéliser les effets de conductance de sortie g_d . La caractéristique S_{11} reste globalement inchangée et un accroissement de l'écart relatif d'environ 2% est constaté pour S_{12} . Pour le S_{21} , les points de polarisations $V_{GS} = 0\text{ V}$ et $V_{GS} = -1.6\text{ V}$ ne sont pas affectés, témoignant de la bonne modélisation de la transconductance en régime hyperfréquence. Néanmoins, les points au

pincement $V_{GS} = -3.2$ V et $V_{GS} = -4.8$ V voient leur écart nettement progresser du fait de la difficulté de modéliser des faibles valeurs de S_{12} .

5.4 Résultats en régime non-linéaire

5.4.1 Mesures et simulations à 40 GHz

Un système de mesure permettant une mesure hyperfréquence grand-signal (LSNA) et avec adaptation de la charge présentée en sortie (load-pull) est utilisé afin de conduire une mesure à 40 GHz en onde continue. La figure 5.11 indique le résultat de mesure et de simulation pour des HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ ainsi que les conditions de polarisations et de puissances injectées. Pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$, une puissance de sortie maximum $P_{SAT} = 24.4$ dBm est obtenue avec une polarisation $\{V_{GS} = -2.65$ V, $V_{DS} = 25$ V}. Un courant statique de drain $I_{DS} = 250$ mA/mm est obtenu à faible puissance injectée, correspondant ainsi à une polarisation en classe de fonctionnement AB. Une impédance de charge optimale $\Gamma_L = 0.61 \angle 50^\circ$ est déterminée depuis $\Gamma_L = \overline{S_{22}}$. Cette valeur de puissance de sortie en saturation correspond à l'état de l'art pour un HEMT AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) [9]. Pour les conditions de simulations, il est considéré que des impédances 50Ω sont présentées en sortie du transistor aux fréquences des harmoniques. Un bon accord est trouvé entre mesure et simulation, à l'exception de la PAE pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ dans le cas de puissances absorbées supérieures à 17 dBm avec une valeur maximale notée à 12.5% pour la mesure et 9.3% dans le cas de la simulation. Le décalage mesure/modèle pour la PAE est attribué à une légère sous-estimation de l'augmentation du courant par auto-polarisation lors de la modélisation. Le transistor investigué se trouve sur un réticule différent de celui caractérisé en chapitre 4, imputant une légère variabilité de la caractéristique statique $I_{DS}(V_{DS})$.

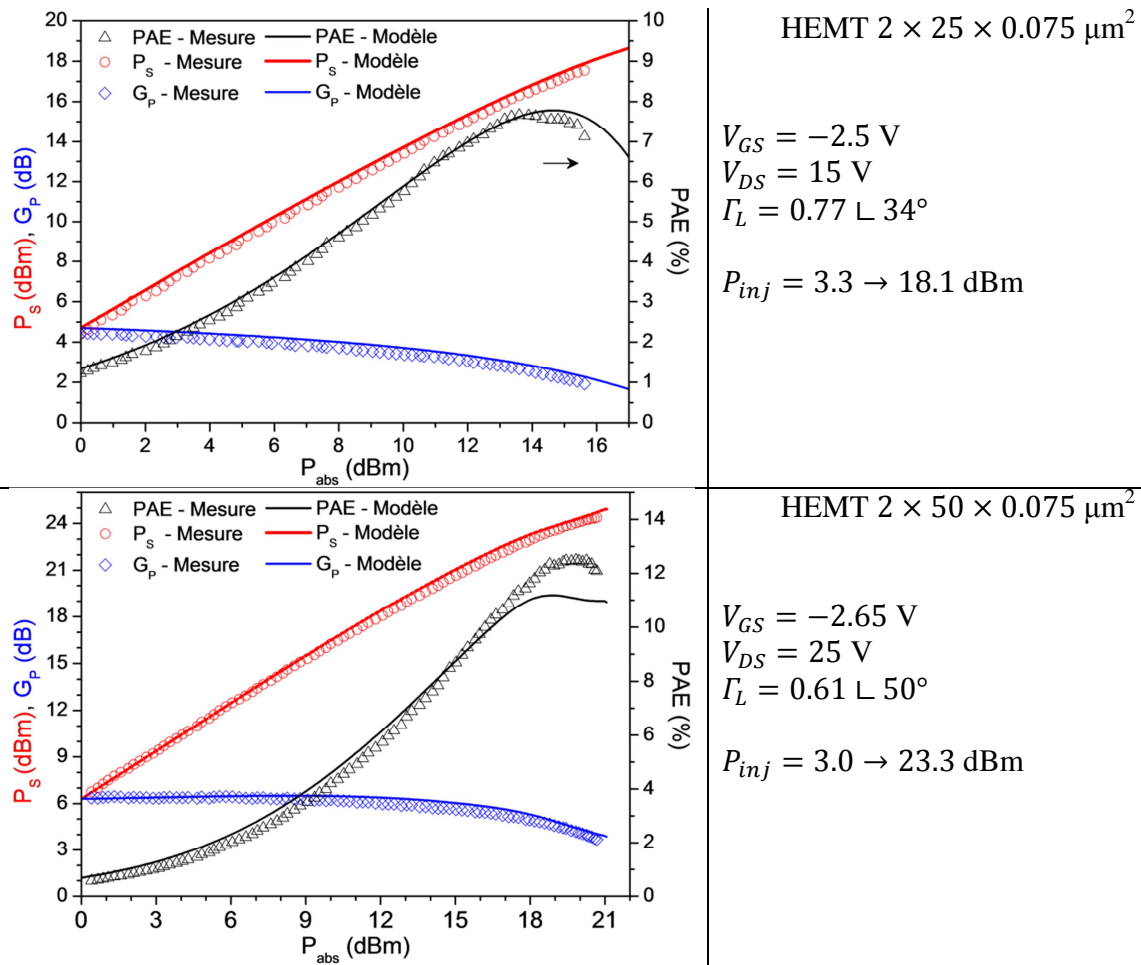


Figure 5.11 : Résultats de puissance en mesure et simulation à 40 GHz pour des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en termes de G_p, P_s et PAE en fonction de P_{abs} .

La figure 5.12 indique alors l'ellipse de charge mesurée au fondamental ainsi que la simulation associée avec et sans affichage des harmoniques. Il est constaté que le modèle proposé permet une très bonne reproduction du résultat de mesure pour le niveau fondamental. La simulation permet alors d'obtenir l'ellipse de charge réelle comportant l'ensemble des composantes harmoniques. Par ailleurs ces résultats sont superposés aux caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ en conditions pulsées avec $\{V_{GSQ} = -2.5 \text{ V}, V_{DSQ} = 25 \text{ V}\}$, (i.e. en conditions dites « drain-lag »), telle que mesurée (pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$) et simulée. La simulation de la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ considère alors un auto-échauffement nul ainsi que le modèle de source de courant hyperfréquence.

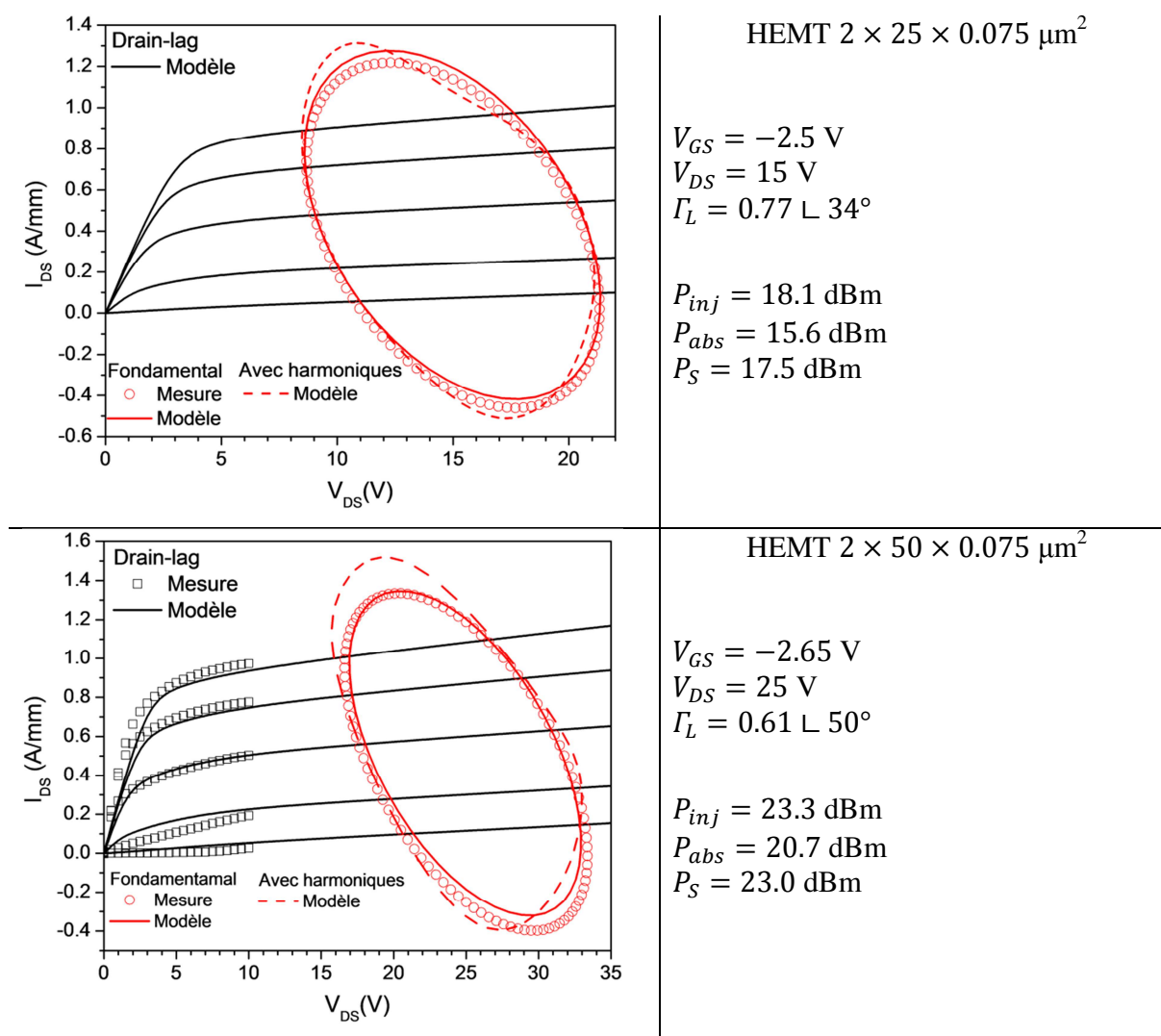


Figure 5.12 : Ellipses de charge extrinsèques à 40 GHz pour des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ telles que mesurées et simulées au fondamental et simulées avec harmoniques. La caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ en mesure (pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$) et simulation est obtenue sous condition pulsée avec $\{V_{GSQ} = -2.5 \text{ V}, V_{DSQ} = 25 \text{ V}\}$.

5.4.2 Mesures et simulations à 94 GHz

Les HEMTs de l'étude présentent des fréquences maximales en oscillation F_{MAX} supérieures à 150 GHz avec un gain maximal en oscillation $|U|$ d'environ 3.0 dB pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ à 94 GHz. Ceci laisse donc entrevoir des performances relativement intéressantes en amplification de fréquence à la fréquence de 94 GHz. Un système de mesure développé en interne au sein de l'IEMN permet une telle mesure avec une adaptation de la charge présentée en sortie et une puissance injectée pouvant atteindre 12.7 dBm. Un extenseur de fréquence est

utilisé en entrée. Il réalise une mesure vectorielle des ondes de puissance incidente et réfléchie à l'entrée du transistor et permet ainsi la détermination du paramètre S_{11} en valeur complexe et donc également de la puissance d'entrée absorbée par le transistor. Un tuner d'impédance passif est placé en sortie du transistor permettant d'atteindre un coefficient de réflexion présenté en sortie Γ_L dont la norme maximale ne peut excéder 0.7 (pas de limitation sur la phase). Enfin, un bolomètre Keysight W8486A permet une mesure de la puissance active au fondamental P_S absorbée par la charge en sortie. L'impédance présentée aux harmoniques est inconnue. Il est considéré que les guides d'ondes utilisés empêchent la propagation de ces dernières après le passage de l'onde dans les pointes. Un coefficient de réflexion pour les harmoniques en sortie et en entrée de 0.2 est estimé d'après la notice technique des pointes utilisées. Le cycle de charge extrinsèque du transistor est déduit de P_S et de Γ_L par (5.2-5.6) en appelant ΔV et ΔI les amplitudes de l'onde de sortie au fondamental respectivement en termes de tension et de courant.

$$Z_{load} = 50 \frac{\Gamma_L + 1}{\Gamma_L - 1} \quad (5.2)$$

$$P_S = \frac{1}{2} \text{Real}(\overline{\Delta V} \cdot \Delta I) = \frac{1}{2} \text{Real}\left(\frac{\overline{\Delta V} \cdot \Delta V}{Z_{load}}\right) = \frac{1}{2} \text{Real}\left(\frac{|\Delta V|^2}{Z_{load}}\right) = \frac{1}{2} \frac{|\Delta V|^2 \text{Real}(Z_{load})}{|Z_{load}|^2} \quad (5.3)$$

$$|\Delta V| = |Z_{load}| \sqrt{\frac{2P_S}{\text{Real}(Z_{load})}} \quad (5.4)$$

Du fait de la convention générateur, et en nommant φ_{I-V} le déphasage courant-tension :

$$|\Delta I| = -\frac{|\Delta V|}{|Z_{load}|} \quad (5.5)$$

$$\varphi_{I-V} = \text{phase}(Z_{load}) \quad (5.6)$$

La figure 5.13 présente les résultats de puissance mesurés et simulés pour des points de polarisation $\{V_{GS} = -1.6 \text{ V}, V_{DS} = 10 \text{ V}\}$ et $\{V_{GS} = -2 \text{ V}, V_{DS} = 9 \text{ V}\}$ choisis proches du point de transconductance maximale respectivement pour les HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$. Du fait des valeurs de puissance injectée réalisables par l'appareil de mesure, seule une compression du gain à environ 0.5 dB est atteinte expérimentalement pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et une valeur de puissance de sortie maximale mesurée $P_S = 10.9 \text{ dBm}$ ($0.12 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$) est alors déterminée. Pour le HEMT $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$, une compression d'environ 2 dB est atteinte, permettant d'atteindre des puissances de sortie de 12.1 dBm ($0.32 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$) dans le cas où $\Gamma_L = 0.66 \angle 88^\circ$. Une bonne corrélation entre mesure et simulation est finalement obtenue. La simulation permet également de prévoir l'entrée en compression du HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ avec un pic de *PAE* de 1.8% associé à une puissance de sortie $P_S = 15.5 \text{ dBm}$ ($0.35 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$).

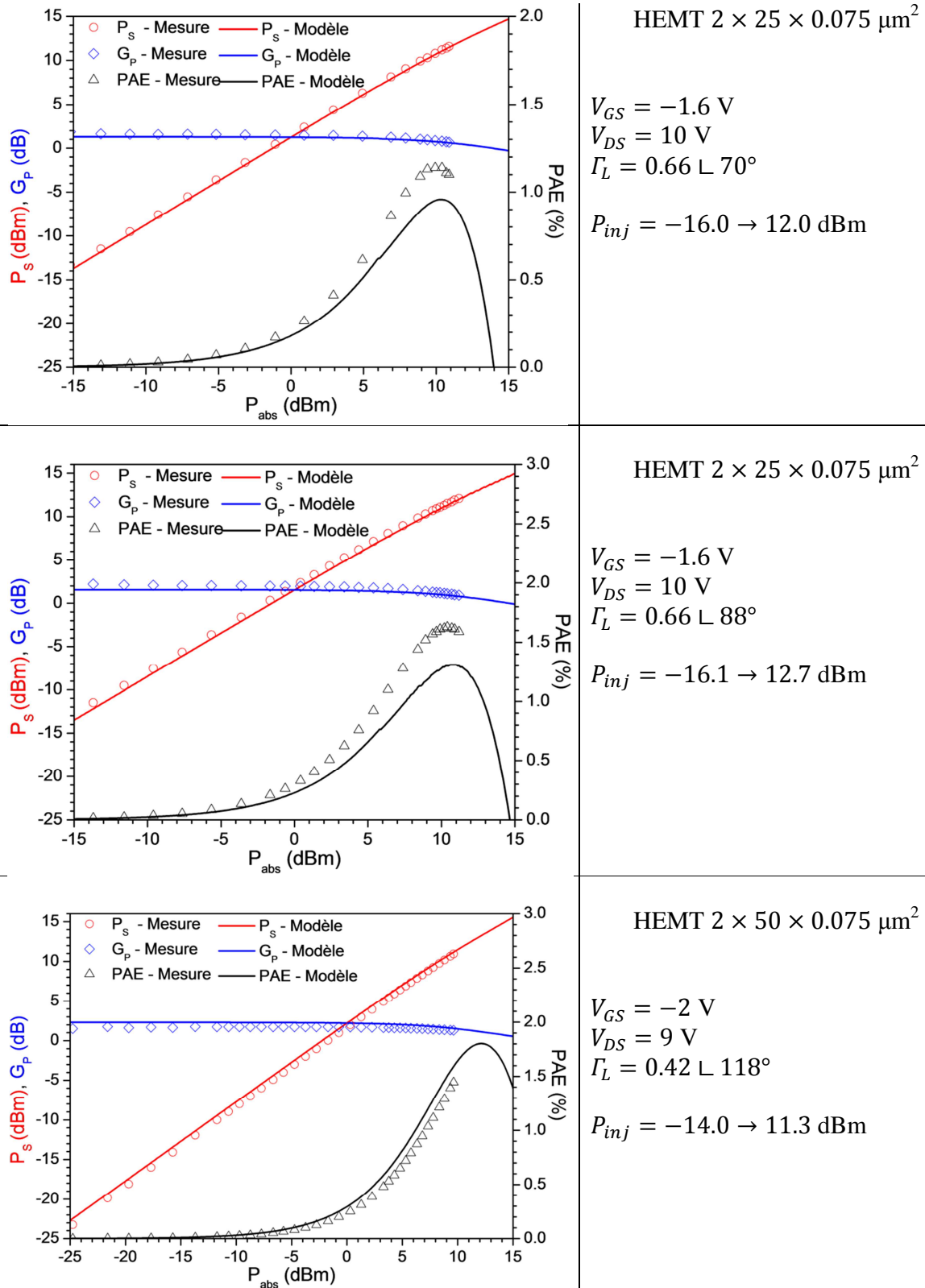


Figure 5.13 : Résultats de puissance en mesure et simulation à 94 GHz pour des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ en termes de G_p , P_s et PAE en fonction de P_{abs} .

La figure 5.14 présente finalement le résultat du cycle de charge extrinsèque à 94 GHz associé aux mesures décrites précédemment. Les résultats de simulation sont représentés sans affichage des harmoniques, les dispositifs ne rentrant pas suffisamment en compression pour que ces dernières aient une influence sur l'allure des ellipses. Un bon accord entre la mesure et la simulation est ainsi trouvé, montrant la potentialité du modèle à opérer en bande W en régime non-linéaire.

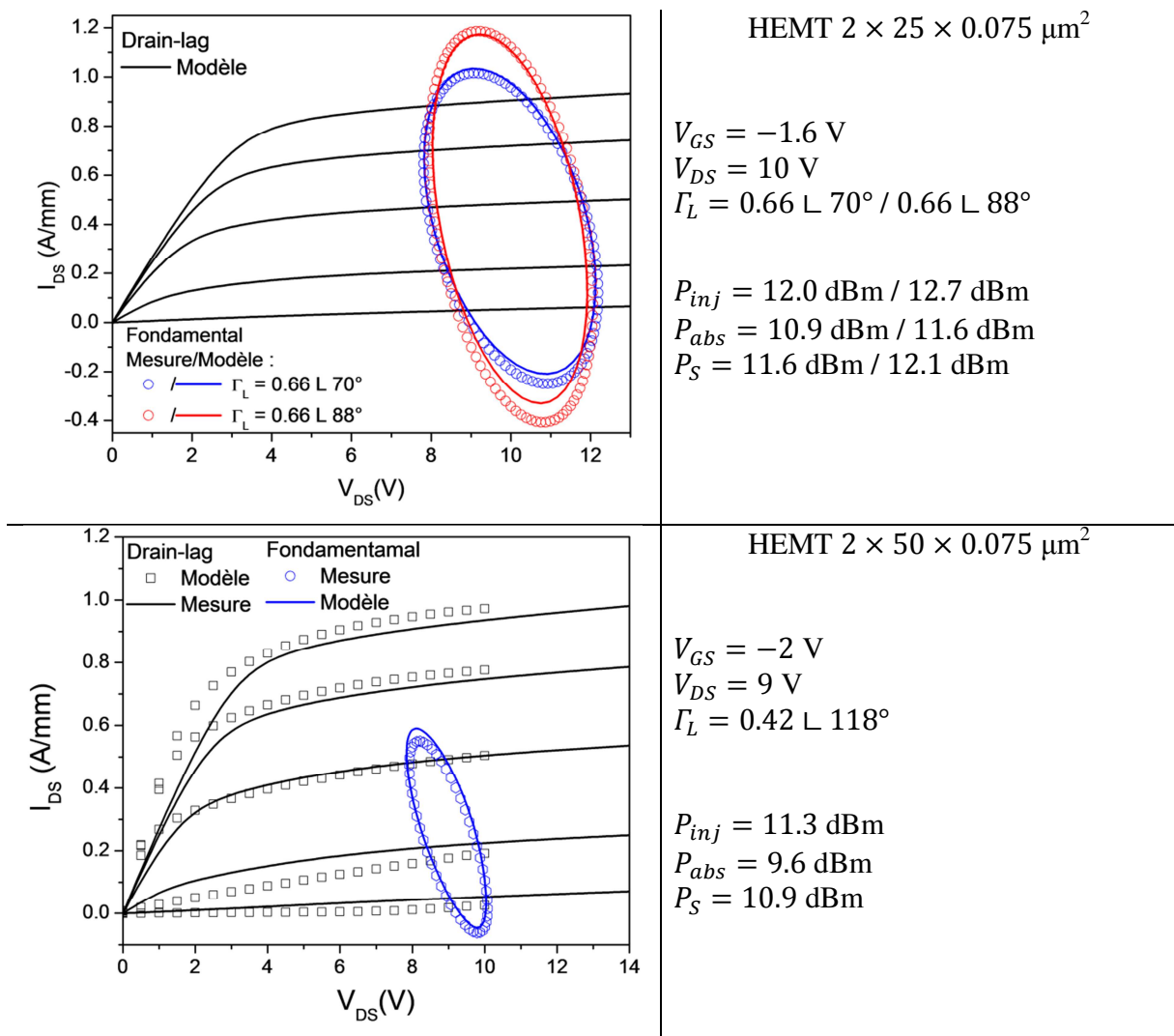


Figure 5.14 : Ellipses de charge extrinsèques à 94 GHz pour des HEMTs $2 \times 25 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ telles que mesurées et simulées au fondamental et simulées avec harmoniques. La caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ en mesure (pour le HEMT $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$) et simulation est obtenue sous condition pulsée avec $\{V_{GSQ} = -2.5 \text{ V}, V_{DSQ} = 25 \text{ V}\}$.

Les perspectives d'améliorations des performances en puissance en bande W sont multiples. Premièrement, la diminution de la longueur de grille L_g est primordiale afin de réduire les effets capacitifs intrinsèques représentés par C_{GS} et C_{GD} et ainsi augmenter les fréquences de fonctionnement et les gains associés (c.f. partie 2.4.4). Cette diminution peut se faire par l'emploi de barrières AlN et InAlN plus fines [41] permettant de réduire L_g tout en maintenant un rapport d'aspect suffisant. La hausse des gains et notamment du gain en puissance G_p permettrait d'atteindre des puissances de sortie en saturation P_{SAT} notablement plus élevées. D'autres part, la réduction des résistances d'accès peut être effective au travers de l'utilisation de contacts ohmiques re-épitaxiés permettant une diminution significative de la résistance de contact R_c et donc des résistances d'accès R_S et R_D [77]. Ceci se traduit par une augmentation subséquente de la transconductance extrinsèque $g_{m,ext}$ et donc du gain en puissance G_p augmentant les niveaux de puissance de sortie P_S du dispositif en hyperfréquence. Ceci implique également une diminution de la tension de coude permettant de diminuer les valeurs de tensions de polarisation drain-source V_{DS} utilisées, permettant ainsi de réduire la valeur de puissance dissipée P du HEMT et ainsi d'améliorer notablement la PAE du dispositif.

5.5 Conclusion

Cette partie a permis d'expliciter les performances du modèle de HEMT développé en chapitre 4 en termes de corrélation avec les mesures en régime linéaire et non-linéaire.

Une analyse comparative a permis de déterminer que la représentation en schéma équivalent intrinsèque à 8 éléments classiques ainsi que les étapes de modélisations des plots d'accès, de l'aspect thermique et des zones d'accès extrinsèques reste valable pour la modélisation en bande K, Ka et V. En seconde partie de cette analyse, il a été déterminé que les principales sources d'erreurs de modélisation pour les points de polarisations près du coude en saturation proviennent de la modélisation des capacités intrinsèques C_{GS} et C_{GD} ainsi que du fait que les valeurs des résistances intrinsèques R_{GS} et R_{GD} et du temps de retard τ soient considérées constantes en fonction de V_{DS} . La modélisation avec source de courant dédiée aux caractéristiques hyperfréquences permet une modélisation correcte des paramètres de gain

(S_{21} , H_{21} , MSG et MAG). Néanmoins, une modélisation plus approfondie de la conductance de sortie en hyperfréquence associée à cette modélisation de source de courant (paramètre intrinsèque g_d) pourrait permettre une meilleure reproduction du coefficient de réflexion de la sortie du transistor S_{22} .

Une seconde partie a fait état des résultats issus de mesures load-pull conduites à 40 GHz et 94 GHz. Des simulations utilisant le modèle de HEMT ont été menées et comparées aux résultats expérimentaux selon les critères de puissance de sortie $P_S(P_{abs})$, $G_P(P_{abs})$ et $PAE(P_{abs})$ ainsi que pour les cycles de charge extrinsèques. L'ensemble des comparaisons conduit à valider la démarche de modélisation du chapitre 4 notamment pour un fonctionnement du HEMT en bande W.

CHAPITRE 6 CONCLUSION

Ce travail de thèse s'est concentré sur les étapes essentielles à la réalisation de MMIC utilisant la technologie GaN HEMT. Premièrement, un travail de modélisation d'éléments passifs localisés (inductances spirales et capacités MIM) et distribués (lignes de transmissions et éléments de jonctions) a été conduit sur substrat silicium et sur des échantillons avec hétérostructures GaN sur silicium. Dans un deuxième temps, des HEMTs utilisant une hétérojonction AlGaIn/GaN sur substrat silicium ont fait l'objet de caractérisations thermique et électrique sous plusieurs aspects en fonctionnement DC et en hyperfréquence de 250 MHz à 67 GHz. Un modèle final a permis de rendre compte de la caractéristique électrothermique des dispositifs en accord avec l'ensemble des résultats collectés. Enfin, le modèle des HEMTs a fait l'objet d'une vérification par comparaison avec des mesures grand signal à 40 GHz et 94 GHz dont l'une constitue un état de l'art en termes de puissance hyperfréquence à 40 GHz sur substrat silicium (111). Finalement, l'ensemble des modèles et des dessins de masques associés a été intégré dans un design kit sous le logiciel ADS.

Les perspectives ouvertes par ce travail sont multiples. Le développement d'un outil de design kit permet le dessin de circuits intégrés simulables depuis les modèles analytiques établis et avec l'outil de simulation EM pour prendre en compte les couplages entre éléments. Afin de disposer de dispositifs similaires à ceux modélisés, il serait nécessaire d'utiliser une technologie identique pour les éléments passifs et les HEMTs et particulièrement une épitaxie et hétérojonction similaires à celles utilisées (c.f. partie 4.2.1 et 4.2.2). Une étude tierce peut être menée en fabriquant des dispositifs passifs de type inductance, capacité ou résistance sur échantillons avec hétérostructure. Les pertes notables dans les lignes de transmissions sur ce type d'échantillon et telles que relevées en partie 3.1.6 sont susceptibles d'induire des pertes dans les structures au même titre que les pertes résistives dans le substrat silicium détaillées en partie 3.2.3 et 3.3.4 pour respectivement les inductances et les capacités. Une approche d'optimisation de la géométrie de ces éléments, et particulièrement pour les inductances spirales pour laquelle les paramètres géométriques sont plus divers pourrait être menée afin

d'améliorer le coefficient de qualité tout en respectant les fréquences de coupure et les valeurs d'inductances demandées.

Par ailleurs, des mesures utilisant un standard de transfert d'information en modulation de phase et d'amplitude (M-QAM), où M est le nombre de symboles, peuvent être conduites à l'IEMN. Une considération des niveaux de puissance accessibles associés au nombre de symboles maximal pourra être faite. Ceci pourra alors faire l'objet d'une comparaison avec des résultats provenant de la modélisation.

ANNEXE A – FORMALISME DES PARAMETRES DE MESURE POUR UN QUADRIPOLE EN REGIME LINEAIRE

Un quadripôle est un dispositif à 2 ports défini par des paramètres de tensions et de courants V_1 , V_2 , I_1 et I_2 tel qu'illustré sur la figure A.1.



Figure A.1 : Représentations des paramètres de tensions et courants pour un quadripôle.

La caractéristique électrique d'un quadripôle linéaire peut être exprimée sous forme de ses paramètres d'impédance Z ou d'admittance Y (les caractéristiques Z et Y respectivement) tels que :

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} \left. \frac{V_1}{I_1} \right|_{I_2=0} & \left. \frac{V_1}{I_2} \right|_{I_1=0} \\ \left. \frac{V_2}{I_1} \right|_{I_2=0} & \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{I_1=0} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} \left. \frac{I_1}{V_1} \right|_{V_2=0} & \left. \frac{I_1}{V_2} \right|_{V_1=0} \\ \left. \frac{I_2}{V_1} \right|_{V_2=0} & \left. \frac{I_2}{V_2} \right|_{V_1=0} \end{bmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas de dispositif non-linéaire, tel qu'un transistor, les paramètres Z et Y peuvent être définis sous réserve d'un comportement linéaire local déterminé par mesure dite « petit signal », tels que :

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} \left. \frac{\partial V_1}{\partial I_1} \right|_{I_2=cst} & \left. \frac{\partial V_1}{\partial I_2} \right|_{I_1=cst} \\ \left. \frac{\partial V_2}{\partial I_1} \right|_{I_2=cst} & \left. \frac{\partial V_2}{\partial I_2} \right|_{I_1=cst} \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} \left. \frac{\partial I_1}{\partial V_1} \right|_{V_2=cst} & \left. \frac{\partial I_1}{\partial V_2} \right|_{V_1=cst} \\ \left. \frac{\partial I_2}{\partial V_1} \right|_{V_2=cst} & \left. \frac{\partial I_2}{\partial V_2} \right|_{V_1=cst} \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

La relation $\mathbf{Y} = \mathbf{Z}^{-1}$ est vérifiée dans les deux cas.

La mesure directe des caractéristiques \mathbf{Z} et \mathbf{Y} requiert de présenter respectivement une impédance infinie et nulle au port 1 (pour la mesure de Z_{12} , Z_{22} , Y_{12} et Y_{22}) et au port 2 (pour la mesure de Z_{11} , Z_{21} , Y_{11} et Y_{21}). Dans le cadre de mesure hyperfréquence on-wafer sous pointes, les câbles, transitions et sondes de mesure équivalent à des lignes de transmission dont les longueurs sont largement supérieures aux longueurs d'onde du signal de mesure. Ainsi, présenter un circuit ouvert ou un court-circuit au plan des sondes requiert de recourir à des câbles, transitions et sondes dont l'impédance caractéristique serait alors respectivement proche de l'infini ou tendant vers zéro. De ce fait, un autre formalisme basé sur une notion d'onde de puissance utilisant un standard d'impédance de mesure Z_0 de 50Ω est très communément utilisé : les paramètres de répartition \mathbf{S} .

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_0 I_1}{2\sqrt{Z_0}} \quad (\text{A.5})$$

$$a_2 = \frac{V_2 + Z_0 I_2}{2\sqrt{Z_0}} \quad (\text{A.6})$$

$$b_1 = \frac{V_1 - Z_0 I_1}{2\sqrt{Z_0}} \quad (\text{A.7})$$

$$b_2 = \frac{V_2 - Z_0 I_2}{2\sqrt{Z_0}} \quad (\text{A.8})$$

Pour un dispositif linéaire :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} & \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \\ \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} & \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left. \frac{V_1 - Z_0 I_1}{V_1 + Z_0 I_1} \right|_{-V_2/I_2=Z_0} & \left. \frac{V_1 - Z_0 I_1}{V_2 + Z_0 I_2} \right|_{-V_1/I_1=Z_0} \\ \left. \frac{V_2 - Z_0 I_2}{V_1 + Z_0 I_1} \right|_{-V_2/I_2=Z_0} & \left. \frac{V_2 - Z_0 I_2}{V_2 + Z_0 I_2} \right|_{-V_1/I_1=Z_0} \end{bmatrix} \quad (\text{A.9})$$

De même pour un dispositif localement linéaire :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} \left. \frac{\partial V_1 - Z_0 \partial I_1}{\partial V_1 + Z_0 \partial I_1} \right|_{-\partial V_2/\partial I_2=Z_0} & \left. \frac{\partial V_1 - Z_0 \partial I_1}{\partial V_2 + Z_0 \partial I_2} \right|_{-\partial V_1/\partial I_1=Z_0} \\ \left. \frac{\partial V_2 - Z_0 \partial I_2}{\partial V_1 + Z_0 \partial I_1} \right|_{-\partial V_2/\partial I_2=Z_0} & \left. \frac{\partial V_2 - Z_0 \partial I_2}{\partial V_2 + Z_0 \partial I_2} \right|_{-\partial V_1/\partial I_1=Z_0} \end{bmatrix} \quad (\text{A.10})$$

D'autres formalismes existent et présentent d'autres utilités spécifiques telles que des opérations de concaténation. Le tableau A.1 énumère les principaux formalismes disponibles ainsi que les configurations de concaténation traitées par chacun de ces formalismes. Des tables de conversion sont disponibles dans la littérature et permettent de changer aisément de formalisme au besoin.

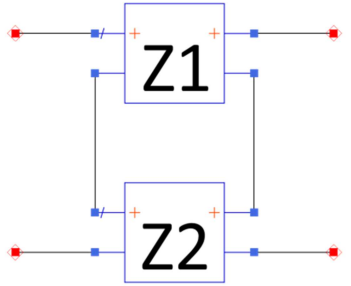
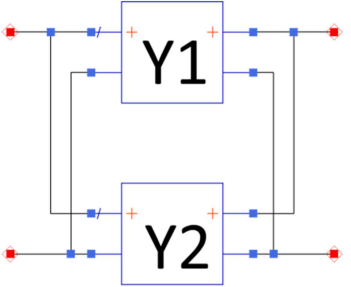
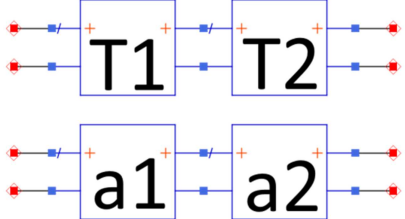
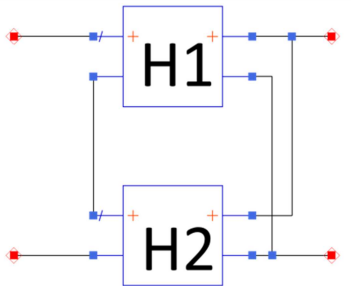
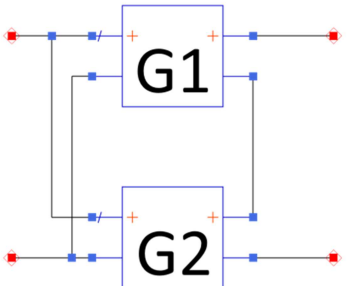
Paramètres	Concaténation	
Z	Série-Série $Z = Z_1 + Z_2$	
Y	Parallèle-Parallèle $Y = Y_1 + Y_2$	
T ABCD	Cascadés $T = T_1 \cdot T_2$ $a = a_1 \cdot a_2$	
H	Série-Parallèle $H = H_1 + H_2$	
G	Parallèle-Série $G = G_1 + G_2$	

Tableau A.1 : Opérations de concaténations associées aux différents formalismes existants.

ANNEXE B – CRITERES DE PERFORMANCES POUR UN QUADRIPÔLE EN AMPLIFICATION DE PUISSANCE

Cette annexe traite des méthodes d'analyse de la performance d'un quadripôle, qui peut être soit un transistor testé individuellement soit un MMIC complet, pour l'amplification en puissance d'un signal électrique. Les critères de performance issus d'une caractérisation petit signal et grand signal seront alors explicités et discutés.

B.1 Critères de performances – fonctionnement linéaire

Notation du gain du transistor selon l'unilatéralité et la stabilité

Les mesures effectuées dans le régime linéaire du dispositif permettent d'évaluer l'amplification de la puissance du signal suivant les conditions d'adaptations en entrée et sortie. Les termes suivants sont alors définis : la puissance disponible en entrée P_{inj} , la puissance absorbée par la charge en entrée P_{abs} , la puissance disponible en sortie du transistor P_{dis} , la puissance absorbée par la charge en sortie P_S et les coefficients de réflexion présentés en entrée et en sortie du dispositif respectivement Γ_S et Γ_L . Depuis une caractérisation en paramètre S on distingue alors les gains suivants :

- Le gain transducique G_T :

$$G_T = \frac{P_S}{P_{inj}} = |S_{21}|^2 \frac{(1 - |\Gamma_S|^2)(1 - |\Gamma_L|^2)}{|(1 - S_{11}\Gamma_S)(1 - S_{22}\Gamma_L) - S_{12}S_{21}\Gamma_S\Gamma_L|^2} \quad (\text{B.1})$$

Pour une mesure typique où les impédances présentées en entrée et sortie sont 50Ω (soit $\Gamma_S = \Gamma_L = 0$) :

$$G_T = \frac{P_S}{P_{inj}} = |S_{21}|^2 \quad (\text{B.2})$$

- Le gain en puissance G_P :

$$G_P = \frac{P_S}{P_{abs}} = |S_{21}|^2 \frac{(1 - |\Gamma_L|^2)}{|1 - S_{22}\Gamma_L|^2 - |S_{11} - S_{11}S_{22}\Gamma_L + S_{12}S_{21}\Gamma_L|^2} \quad (\text{B.3})$$

- Le gain en puissance disponible G_{av} :

$$G_{av} = \frac{P_{dis}}{P_{inj}} = |S_{21}|^2 \frac{1 - |\Gamma_S|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_S|^2 - |S_{22} - S_{11}S_{22}\Gamma_S + S_{12}S_{21}\Gamma_S|^2} \quad (\text{B.4})$$

Un dispositif est dit unilatéral si le coefficient de transmission de la sortie vers l'entrée S_{12} est nul ou négligeable. A ce titre, la figure de mérite de l'unilatéralité U_F permet d'évaluer l'erreur engendrée par la négligence de S_{12} tel que :

$$U_F = \frac{|S_{12}||S_{21}||S_{11}||S_{22}|}{(1 - |S_{11}|^2)(1 - |S_{22}|^2)} \quad (\text{B.5})$$

On nomme Γ_{IN} et Γ_{OUT} les coefficients de réflexion vus respectivement par l'entrée et la sortie tels que :

$$\Gamma_{IN} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \quad (\text{B.6})$$

$$\Gamma_{OUT} = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_S}{1 - S_{11}\Gamma_S} \quad (\text{B.7})$$

Dans le cas d'un dispositif unilatéral, l'adaptation optimale consiste à respecter (B.8) et (B.9). Le gain obtenu sous cette condition est alors nommé gain unilatéral maximal en oscillation U (ou gain de Mason) et obéit à (B.10). La figure de mérite de l'unilatéralité permet alors d'estimer l'intervalle d'erreur $Erreur(|U|)$ selon (B.11). L'annulation de S_{12} par ajout d'une branche de circuit entre les ports 1 et 2 est théoriquement possible, il s'agit d'une opération de neutrodynage. Ainsi, le gain U est communément utilisé pour apprécier les performances d'un transistor, même si celui-ci ne respecte pas la figure de mérite d'unilatéralité.

$$\Gamma_S = \overline{\Gamma_{IN}} = \overline{S_{11}} \quad (\text{B.8})$$

$$\Gamma_L = \overline{\Gamma_{OUT}} = \overline{S_{22}} \quad (\text{B.9})$$

$$U = \frac{1 - |\Gamma_S|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_S|^2} |S_{21}|^2 \frac{1 - |\Gamma_L|^2}{|1 - S_{22}\Gamma_L|^2} \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{1}{(1 + U_F)^2} < \text{Erreur}(|U|) < \frac{1}{(1 - U_F)^2} \quad (\text{B.11})$$

Dans le cas d'un dispositif non-unilatéral et sans neutrodynage, la stabilité doit être impérativement évaluée. La stabilité inconditionnelle est avérée si les conditions (B.12) et (B.14) sont respectées pour l'ensemble des impédances de source et charge dont la partie réelle est strictement positive (soit $|\Gamma_S| \leq 1$ et $|\Gamma_L| \leq 1$). Cette condition est vérifiée par évaluation du facteur de Rollet K et de Δ déterminables directement par les paramètres \mathbf{S} . Le dispositif est alors inconditionnellement stable s'il respecte (B.13) et (B.15). Dans le cas contraire, le gain maximum pouvant être obtenu se nomme le gain maximal en stabilité MSG et répond à (B.16).

$$|\Gamma_{IN}| = \left| S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \right| < 1 \quad K = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}|^2}{2|S_{12}S_{21}|} > 1 \quad (\text{B.12}) \quad \Rightarrow \quad (\text{B.13})$$

$$|\Gamma_{OUT}| = \left| S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_S}{1 - S_{11}\Gamma_S} \right| < 1 \quad \Delta = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21} < 1 \quad (\text{B.14}) \quad (\text{B.15})$$

$$MSG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \quad (\text{B.16})$$

Dans le cas d'un dispositif non-unilatéral mais inconditionnellement stable, les coefficients de réflexion optimaux doivent simultanément respecter (B.17) et (B.18) et obéissent alors à (B.19) et (B.20). Le gain obtenu sous ces conditions est alors désigné par le gain maximum en instabilité MAG, lequel répond à (B.21).

$$\Gamma_S = \overline{\Gamma_{IN}} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \quad (\text{B.17})$$

$$\Gamma_L = \overline{\Gamma_{OUT}} = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_S}{1 - S_{11}\Gamma_S} \quad (\text{B.18})$$

$$\Gamma_S = \frac{1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |\Delta|^2 - \sqrt{(1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |\Delta|^2)^2 - 4|S_{11} - \Delta \cdot \overline{S_{22}}|^2}}{2|S_{11} - \Delta \cdot \overline{S_{22}}|} \quad (\text{B.19})$$

$$\Gamma_L = \frac{1 + |S_{22}|^2 - |S_{11}|^2 - |\Delta|^2 - \sqrt{(1 + |S_{22}|^2 - |S_{11}|^2 - |\Delta|^2)^2 - 4|S_{22} - \Delta \cdot \overline{S_{11}}|^2}}{2|S_{22} - \Delta \cdot \overline{S_{11}}|} \quad (\text{B.20})$$

$$MAG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \left(K - \sqrt{K^2 - 1} \right) \quad (\text{B.21})$$

Performances en fréquence

Concernant l'évaluation des performances en termes de montée en fréquence de travail, deux indicateurs majeurs sont utilisés : la fréquence maximale en oscillation F_{MAX} qui correspond à la fréquence maximale pour laquelle U est supérieure à l'unité et la fréquence de coupure du gain en courant intrinsèque F_T définie par la fréquence maximale pour laquelle le gain en courant $|H_{21}|$ défini selon (B.22) est supérieur à l'unité.

$$|H_{21}| = \left| \frac{\partial I_2}{\partial I_1} \right|_{V_2=cst} \quad (\text{B.22})$$

B.2 Critères de performances – fonctionnement non-linéaire

Niveaux de puissance en compression

Le mode de fonctionnement non-linéaire est défini pour des valeurs de puissances disponibles en entrée P_{inj} suffisamment grandes pour que les gains d'amplifications vus précédemment expriment une dépendance selon cette grandeur. On nomme alors le gain en puissance linéaire G_P^{Lin} correspondant à G_P constant pour de faibles valeurs de P_{inj} . Les gains en puissance à 1 dB et 3 dB de compression respectivement $G_P^{1dB} = G_P^{Lin}/1.26$ et $G_P^{3dB} = G_P^{Lin}/2$ sont alors définis. Les puissances absorbées par la charge en sortie sont notées respectivement P_S^{1dB} et P_S^{3dB} aux P_{inj} associés à G_P^{1dB} et G_P^{3dB} . Ces grandeurs constituent des indicateurs primordiaux pour la limitation en puissance du dispositif et l'apparition de composantes harmoniques. Finalement, la puissance absorbée en saturation par la charge en sortie P_{SAT} correspond au P_S maximal que peut fournir le dispositif pour un gain en puissance G_P supérieur à l'unité et pour

des niveaux de puissance n'entraînant pas de dégradation rapide du dispositif (par exemple, un courant de grille statique positif dû à l'auto-polarisation pour un transistor issu de la technologie GaN).

Notions de rendement

On note P_{DC} la puissance statique dissipée par le dispositif selon (B.23), avec V_1^{DC} et I_1^{DC} les composantes statiques des formes de respectivement la tension et du courant au port 1 et V_2^{DC} et I_2^{DC} celles du port 2. On exprime alors l'efficacité de drain η_D définie selon (B.24) et le rendement en puissance ajouté η_{PAE} tel que (B.25). Le maximum de rendement en puissance ajouté que peut atteindre un transistor ou MMIC représente une caractéristique importante qui caractérise l'efficacité énergétique du dispositif.

$$P_{DC} = V_1^{DC} I_1^{DC} + V_2^{DC} I_2^{DC} \quad (\text{B.23})$$

$$\eta_D = \frac{P_S}{P_{DC}} \quad (\text{B.24})$$

$$\eta_{PAE} = \frac{P_S - P_{abs}}{P_{DC}} = \frac{P_{abs}(G_P - 1)}{P_{DC}} \quad (\text{B.25})$$

Produit d'interception d'ordre 3

Le régime de compression est également caractérisé par l'apparition de composantes harmoniques. Lors de l'utilisation d'un signal bi-ton de fréquences f_1 et f_2 proches, les harmoniques suivantes sont alors présentes en entrée et sortie :

- 2^{ème} : $2f_1, 2f_2$ et $f_1 + f_2$
- 3^{ème} : $3f_1, 3f_2, 2f_1 + f_2, 2f_2 + f_1, 2f_1 - f_2$ et $2f_2 - f_1$
- n^{ème} : $nf_1, nf_2, (n-1)f_1 + f_2, (n-1)f_2 + f_1, (n-1)f_1 - f_2, (n-1)f_2 - f_1 \dots$

Tandis que les termes du second ordre peuvent être supprimés par filtrage et que les termes d'ordre supérieur à 3 sont en général de très faible amplitude, les termes $2f_1 - f_2$ et $2f_2 - f_1$ d'ordre 3 apparaissent dans la bande passante. Les niveaux de puissance des harmoniques

$2f_1 - f_2$ et $2f_2 - f_1$ en sortie finissent par évaluer la puissance absorbée en sortie P_S . Le point d'interception d'ordre 3 IP_3 de sortie correspond alors au niveau de puissance P_S lors de cette interception.

Distorsions en module et en phase

Finalement, on définit le coefficient de conversion AM-AM k_{AM-AM} afin de quantifier le phénomène de distorsion d'amplitude lié à aux non-linéarités tel que :

$$k_{AM-AM} = \frac{\partial G_P}{\partial P_{abs}} \quad (\text{B.26})$$

De même, le coefficient de conversion AM-PM k_{AM-PM} caractérise la distorsion en phase du signal de sortie selon :

$$k_{AM-PM} = \frac{\partial(\text{phase}(G_T))}{\partial P_{abs}} \quad (\text{B.27})$$

ANNEXE C – DEMONSTRATION D’UNE METHODE DE CARACTERISATION THERMIQUE POUR UN HEMT GaN

Cette annexe présente la démonstration d’une méthode de détermination d’une loi thermique en statique et fréquentiel pouvant s’appliquer aux HEMT GaN [78]. Partant de l’expression de la puissance dissipée dans un dispositif à N ports dans le domaine temporel, soit :

$$P(t) = \mathbf{V}(t) \cdot \mathbf{I}^T(t) \quad (\text{C.1})$$

\mathbf{V} et \mathbf{I} sont des vecteurs contenant respectivement les valeurs de tensions et de courants du port 1 au port N. Dans le cas d’un HEMT polarisé à ($V_{GS} = V_{GS0}$, $V_{DS} = V_{DS0}$) et soumis à de faibles perturbations tel que $\mathbf{V} = \{V_{GS0} + \Delta V_{GS}(t), V_{DS0} + \Delta V_{DS}(t)\}$ et $\mathbf{I} = \{I_{GS0} + \Delta I_{GS}(t), I_{DS0} + \Delta I_{DS}(t)\}$:

$$P(t) = V_{GS0} \cdot I_{GS0} + V_{DS0} \cdot I_{DS0} + I_{GS0} \cdot \Delta V_{GS}(t) + V_{GS0} \cdot \Delta I_{GS}(t) + I_{DS0} \cdot \Delta V_{DS}(t) + V_{DS0} \cdot \Delta I_{DS}(t) + \Delta I_{DS}(t) \cdot \Delta V_{GS}(t) + \Delta I_{GS}(t) \cdot \Delta V_{DS}(t) \quad (\text{C.2})$$

Dans le cas de dispositifs HEMT GaN présentant un courant de grille I_{GS} faible et pour de faibles perturbations :

$$P(t) = V_{DS}(t) \cdot I_{DS}(t) = V_{DS0} \cdot I_{DS0} + I_{DS0} \cdot \Delta V_{DS}(t) + V_{DS0} \cdot \Delta I_{DS}(t) \quad (\text{C.3})$$

Soit dans le domaine fréquentiel :

$$P(f) = V_{DS0} \cdot I_{DS0} + I_{DS0} \cdot \Delta V_{DS}(f) + V_{DS0} \cdot \Delta I_{DS}(f) \quad (\text{C.4})$$

La température est dérivée de la puissance dissipée et de l'impédance thermique Z_{TH} du transistor dans le domaine temporel (C.5) ou fréquentiel (C.6) en notant T_A la température ambiante :

$$T(t) = P(t) * Z_{TH}(t) + T_A \quad (C.5)$$

$$T(f) = P(f).Z_{TH}(f) + T_A \quad (C.6)$$

En notant F la fonction d'état du système telle que :

$$F(V_{DS}(t), I_{DS}(t), T(t)) = 0 \quad (C.7)$$

Avec (C.3) et (C.5), on a :

$$V_{DS}(t).I_{DS}(t) * Z_{TH}(t) + T_A = T(t) \quad (C.8)$$

Au point de polarisation statique $\{V_{GS} = V_{GS0}, V_{DS} = V_{DS0}\}$ vérifiant $F(V_{DS0}, I_{DS0}, T_0) = 0$, le développement au premier ordre en série de Taylor pour des variations de faibles amplitudes $\Delta V_{DS}(f)$, $\Delta I_{DS}(f)$ et $\Delta T(f)$ s'exprime ainsi :

$$\begin{aligned} & F(V_{DS0} + \Delta V_{DS}(f), I_{DS0} + \Delta I_{DS}(f), T_0 + T(f)) \\ &= F(V_{DS}(f), I_{DS}(f), T(f)) + \Delta V_{DS}(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial V_{DS}} + \Delta I_{DS}(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial I_{DS}} + \Delta T(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial T} \end{aligned} \quad (C.9)$$

$$\Delta V_{DS}(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial V_{DS}} + \Delta I_{DS}(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial I_{DS}} + \Delta T(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial T} = 0 \quad (C.10)$$

$$\Delta T(f) = \Delta P(f) \cdot \frac{\partial T(f)}{\partial P} = \Delta P(f) \cdot Z_{TH}(f) + \Delta P(f) \cdot \frac{dZ_{TH}(f)}{dP} + T_A \quad (C.11)$$

En considérant que Z_{TH} est constant pour le domaine de puissance dissipée tel que $\Delta P(f) \cdot Z_{TH}(f) \gg \Delta P(f) \cdot \frac{\partial Z_{TH}(f)}{\partial P}$:

$$\Delta T(f) = \Delta P(f) \cdot Z_{TH}(f) + T_A \quad (C.12)$$

Avec :

$$P(f) = (V_{DS0} + \Delta V_{DS}(f)) \cdot (I_{DS0} + \Delta I_{DS}(f)) \quad (C.13)$$

$$\Delta P(f) = \Delta V_{DS}(f) \cdot \frac{\partial(f)}{\partial V_{DS}} + \Delta I_{DS}(f) \cdot \frac{\partial P(f)}{\partial I_{DS}} = \Delta V_{DS}(f) \cdot I_{DS0} + \Delta I_{DS}(f) \cdot V_{DS0} \quad (C.14)$$

$$\Delta T(f) = (\Delta V_{DS}(f) \cdot I_{DS0} + \Delta I_{DS}(f) \cdot V_{DS0}) \cdot Z_{TH}(f) \quad (C.15)$$

$$\Delta V_{DS}(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial V_{DS}} + \Delta I_{DS}(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial I_{DS}} + (\Delta V_{DS}(f) \cdot I_{DS0} + \Delta I_{DS}(f) \cdot V_{DS0}) \cdot Z_{TH}(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial T} = 0 \quad (C.16)$$

$$\frac{\Delta V_{DS}(f)}{\Delta I_{DS}(f)} = - \frac{\frac{\partial F}{\partial V_{DS}} + I_{DS0} \cdot Z_{TH}(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial T}}{\frac{\partial F}{\partial I_{DS}} + V_{DS} \cdot Z_{TH}(f) \cdot \frac{\partial F}{\partial T}} \quad (C.17)$$

En posant :

$$F(V_{DS}(f), I_{DS}(f), T(f)) = F'(V_{DS}(f), T(f)) - I_{DS}(f) \quad (C.18)$$

Finalement :

$$\frac{\Delta V_{DS}(f)}{\Delta I_{DS}(f)} = \frac{\frac{\partial F'}{\partial V_{DS}} + I_{DS0} \cdot Z_{TH}(f) \cdot \frac{\partial F'}{\partial T}}{1 - V_{DS} \cdot Z_{TH}(f) \cdot \frac{\partial F'}{\partial T}} \quad (C.19)$$

$\frac{\Delta V_{DS}(f)}{\Delta I_{DS}(f)}$ est identifié à la mesure petit signal de la conductance de sortie du transistor Y_{22} . Soit :

$$Z_{TH}(f) = \frac{\left(Y_{22} - \frac{\partial F'}{\partial V_{DS}} \right)}{V_{DS} \cdot \frac{\partial F'}{\partial T} \cdot Y_{22} + I_{DS0} \cdot \frac{\partial F'}{\partial T}} \quad (C.20)$$

Avec :

$$\frac{\partial F'}{\partial V_{DS}} = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right|_{T=T_0} \quad (C.21)$$

$$\frac{\partial F'}{\partial T} = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial T} \right|_{V_{DS}=V_{DS0}} \quad (C.22)$$

Au-delà d'une certaine fréquence $f > f_{Tconst}$, la propagation de la chaleur dans les couches du composant est arrêtée par les capacités calorifiques de la structure. Ce phénomène peut être explicité par l'équation de la chaleur de Fourier :

$$\mathbf{Q} = -\kappa(T). \mathbf{grad}(T) \quad (\text{C.23})$$

Où \mathbf{Q} (en W.m^{-2}) est le vecteur densité du flux de chaleur et κ (en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) la conductivité thermique du matériau. Ceci conduit à (C.24) dans le domaine temporel pour un milieu homogène.

$$\kappa. \Delta T + Q_G = \rho. C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{C.24})$$

Pour laquelle Q_G (en W.m^{-3}) représente la chaleur générée localement, ρ (en Kg.m^{-3}) est la densité du matériau et C_p ($\text{J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) correspond à sa chaleur spécifique. Soit un milieu unidimensionnel d'axe x où la génération de chaleur se fait à un point localisé à la coordonnée $x = 0$, on a alors :

$$\kappa. \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q_G = \rho. C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{C.25})$$

La résolution dans le domaine fréquentielle s'énonce comme suit :

$$T(t, x) = T(0). e^{-\frac{x}{\mu(\omega)}}. \cos\left(\omega t - \frac{x}{\mu(\omega)}\right) \quad (\text{C.26})$$

Avec :

$$\mu(\omega) = \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho. C_p. \omega}} \quad (\text{C.27})$$

(C.26-C.27) vérifient bien :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \mu(\omega) = 0 \quad (\text{C.28})$$

$$\lim_{\mu(\omega) \rightarrow 0} T(x) = 0 \quad (\text{C.29})$$

Ce phénomène, qui se traduit par l'annulation de l'impédance thermique $Z_{TH}(f > f_{Tconst}) = 0$, implique que la température du composant est constante dans le temps. Dans le cas d'un signal dont la puissance efficace est négligeable, elle correspond à celle du point de polarisation statique. L'effet thermique sur la caractéristique électrique du composant est donc constant pour $f > f_{Tconst}$. D'autres part, on suppose qu'en deçà d'une certaine fréquence $f < f_{Para}$ la caractéristique électrique fréquentielle d'un HEMT GaN n'est pas significativement affectée par les éléments inductifs ou capacitifs parasites propres au composant. On suppose également que seuls ces effets d'éléments parasites et l'effet thermique sont responsables de la dispersion en fréquence du composant. Suivant ces considérations, si $f_{Para} > f_{Tconst}$, il existe une gamme de fréquence $f_{Tconst} < f < f_{Para}$ pour laquelle la caractéristique électrique du composant est indépendante de la fréquence. La conductance de sortie Y_{22} indique alors un élément purement résistif qui correspond alors au terme $\left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right|_{T=T_0}$. En régime de saturation, $Y_{22}(f_{Tconst} < f < f_{Para})$ correspond alors à $R_D + 1/g_d + R_S \approx 1/g_d$.

On note $\left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial T_A} \right|_{V_{DS}=V_{DS0}}$, la variation du courant drain-source I_{DS} par rapport à la température ambiante, laquelle peut être mesurée par l'utilisation d'un socle chauffant sous polarisation constante $V_{DS} = V_{DS0}$. On a alors :

$$\frac{\partial I_{DS}}{\partial T_A} = \frac{\partial I_{DS}}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial T_A} = \frac{\partial I_{DS}}{\partial T} \left(1 + \frac{\partial T}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial I_{DS}} \frac{\partial I_{DS}}{\partial T_A} \right) \quad (C.30)$$

$$\frac{\partial I_{DS}}{\partial T} = \frac{\partial I_{DS}}{\partial T_A} / \left(1 + Z_{TH}(f=0) \cdot V_{DS0} \frac{\partial I_{DS}}{\partial T_A} \right) \quad (C.31)$$

Le second terme $\left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial T} \right|_{V_{DS}=V_{DS0}}$ est alors déterminé par (C.31). $Z_{TH}(f)$ est enfin déterminé sur

toute la bande de fréquence investiguée selon (C.20) connaissant $\left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right|_{T=T_0}$ et $\left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial T} \right|_{V_{DS}=V_{DS0}}$.

LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] ISCC (IEEE International Solid-State Circuits Conference) (2013).
- [2] Wiltse, J. C. (1997). Corrections to published curves for atmospheric attenuation in the 10 to 1000 ghz region. Dans *Antennas and Propagation Society International Symposium IEEE, Digest*.
- [3] Yamamoto, T. Kitahara, T. et Hiura, S. (2007) 50% Drain Efficiency Doherty Amplifier with Optimized Power Range for W-CDMA Signal. Dans *Microwave Symposium IEEE/MTT-S International*, p. 1263-1266.
- [4] Nicol, E.F. Mangus, B.J. Grebliunas, J.R. Woolrich, K. et Schirmer, J.R. (2013) TWTA versus SSPA: A comparison update of the Boeing satellite fleet on-orbit reliability. Dans *Vacuum Electronics Conference (IVEC), IEEE 14th International*, p. 21-23.
- [5] Casto, M. Lampenfeld, M. Pengcheng, J. Courtney, P. Behan, S. Daughenbaugh, P. et Worley, R. (2011) 100W X-band GaN SSPA for medium power TWTA replacement. Dans *Wireless and Microwave Technology Conference (WAMICON) IEEE 12th Annual*, volume 1, numéro 4, p. 18-19.
- [6] Pardo, D. Grajal, J. Pérez, S. Mateos, J. et González, T. (2011) Static and large signal noise analysis in GaAs and GaN Schottky diodes for high frequency applications. Dans *Electron Devices (CDE), Spanish Conference on*, p. 8-11.
- [7] Komiak, J.J. (2015) GaN HEMT: Dominant Force in High-Frequency Solid-State Power Amplifiers. *Microwave Magazine, IEEE* , volume 16, numéro 3, p. 97-105.

- [8] Cutivet, A.; Altuntas, P.; Defrance, N.; Okada, E.; Avramovic, V.; Lesecq, M.; Hoel, V et De Jaeger, J.-C. (2015) Large-Signal Modeling up to W-band of AlGaN/GaN based High-Electron-Mobility Transistors. Dans *European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC), 10th*.
- [9] Altuntas, P.; Lecourt, F.; Cutivet, A.; Defrance, N.; Okada, E.; Lesecq, M.; Rennesson, S.; Agboton, A.; Cordier, Y.; Hoel, V. et De Jaeger, J.-C. (2015) Power Performance at 40 GHz of AlGaN/GaN High-Electron Mobility Transistors Grown by Molecular Beam Epitaxy on Si(111) Substrate, *Electron Device Letters, IEEE* , volume 36, numéro 4, p. 303-305.
- [10] Cutivet, A.; Agboton, A.; Altuntas, P.; Lecourt, F.; Lesecq, M.; Defrance, N.; Cordier, Y.; Chmielowska, M.; RENNESSON, S.; Camus, J.; Aissa, K.; Le Brizoual, L.; Djouadi, M.A.; De Jaeger, J.C.; Boone, F et Maher, H (2013) AlN/Si interfaces properties revealed by broadband characterization of coplanar waveguides. Dans *37th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits (WOCSDICE)*, Warnemünde, Germany. p.37-38.
- [11] Strite S. et Morkoc H. (1992) GaN, AlN, and InN: A Review, *Journal of Vacuum Science & Technology*, volume 10, p. 1237–1266.
- [12] Wu, Y. Wapolnek, D. Ibbetson, J. Parikh, P. Keller, B. et U. Mishra (2000) 14 W GaN-based microwave power amplifiers. Dans *IEEE MTT-S International Microwave Symposium* p. 963–965.
- [13] Lee, S. Green, B. Chu, K. Webb, K. et Eastman, L. (2000) Demonstration of a high efficiency nonuniform monolithic gallium-nitride distributed amplifier. Dans *IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, p. 549–552.
- [14] Christensen, N.E. et Gorczyca, I (1994) Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure, *Physical Review B*, volume 50, numéro 7, p. 4397-4415.

-
- [15] Goano, M.; Bellotti, E.; Ghillino, E.; Ghione, G. et Brennan, K.F. (2000) Band structure nonlocal pseudopotential calculation of the III-nitride wurtzite phase materials system. Part I. Binary compounds GaN, AlN, and InN, *Journal of Applied Physics*, volume 88, numéro 11, p. 6467-6475.
- [16] Janotti, A.; Lyons, J.L. et Van de Walle, C.G. (2012) Hybrid functional calculations of native point defects in InN, *physica status solidi (a)*, volume 209, numéro 1, p. 65-70.
- [17] Chen, S. et Wang, G. (2008) High-field properties of carrier transport in bulk wurtzite GaN: A Monte Carlo perspective, *Journal of Applied Physics*, volume 103, numéro 2, p. 023703-23703-6.
- [18] Khurgin, J.; Ding, Y.J. et Jena, D. (2007) Hot phonon effect on electron velocity saturation in GaN: A second look, *Applied Physics Letters*, volume 91, numéro 25, p. 252104-252104-3.
- [19] O'Leary, S.K.; Foutz, B.E.; Shur, M.S. et Eastman, L.F. (2009) The sensitivity of the electron transport within bulk wurtzite indium nitride to variations in the crystal temperature, the doping concentration, and the non-parabolicity coefficient: an updated Monte Carlo analysis, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, volume 21, numéro 3, p. 218-230.
- [20] Ridley, B.K.; Foutz, B.E. et Eastman, L.F. (2000) Mobility of electrons in bulk GaN and Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures, *Physical Review B*, volume 61, numéro 24, p. 16862-16869.
- [21] Ambacher, O.; Smart, J.R.; Shealy, N.G.; Weimann, K. Chu et Murphy, M. (1999) Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures, *Journal of Applied Physics*, volume 85, numéro 6, p. 3222-3233.

- [22] Ibbetson, J.P. Fini, P.T. Ness, K.D. DenBaars, S.P. Speck, J.S. et Mishra, U.K. (2000) Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors, *Applied Physics Letters*, volume 77, numéro 2, p. 250-252.
- [23] Derluyn, J.; Boeykens, S; Cheng, K; Vandersmissen, R; Das, J; Ruythooren, W; Degroote, S.; Leys, M. R.; Germain, M. et Borghs, G. (2005) Improvement of AlGaIn/GaN high electron mobility transistor structures by in situ deposition of a Si₃N₄ surface layer, *Journal of Applied Physics*, p. 054501-054501-5.
- [24] Daumiller, I. Kirchner, C. Kamp, M. Ebeling, K.J. Kohn, E. (1999) Evaluation of the temperature stability of AlGaIn/GaN heterostructure FETs, *Electron Device Letters, IEEE*, volume 20, numéro 9, p. 448-450.
- [25] Blevins, J. Via, G. Sutherlin, K. Tetlak, S. Poling, B. Gilbert, R. Moore, B. Hoelscher, J. Stumpff, B. Bar-Cohen, A. Maurer, J. et Kane A. (2014) Recent progress in GaN-on-diamond device technology. Dans *International Conference on Compound Semiconductor Manufacturing Technology*.
- [26] Ejeckam, F.; Francis, D.; Faili, F.; Dodson, J.; Twitchen, D.J.; Bolliger, B. et Babic, D., (2014) Diamond for enhanced GaN device performance. Dans *Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm), 2014 IEEE Intersociety Conference on*, p. 1206-1209.
- [27] Brar, B.; Boutros, K.; DeWames, R.E.; Tilak, V.; Shealy, R. et Eastman, L. (2002) Impact ionization in high performance AlGaIn/GaN HEMTs. Dans *High Performance Devices Proceedings. IEEE Lester Eastman Conference on*, p. 487-491.
- [28] Kaddeche, M.; Telia, A. et Soltani, A. (2009) Modeling of AlGaIn/GaN HEMTs using field-plate technology. Dans *Signals, Circuits and Systems (SCS), 2009 3rd International Conference on*, p. 6-8.

-
- [29] Wu, Y.-F.; Saxler, A.; Moore, M.; Wisleder, T.; Mishra, U.K. et Parikh, P. (2005) Field-plated GaN HEMTs and amplifiers, *Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium CSIC, IEEE*.
- [30] Chini, A. Buttari, D. Coffie, R. Shen, L. Heikman, S. Chakraborty, A. Keller, S. et Mishra, U.K. (2004) Power and linearity characteristics of field-plated recessed-gate AlGaIn-GaN HEMTs, *Electron Device Letters, IEEE*, volume 25, numéro 5, p. 229-231.
- [31] Schwierz, F et Liou, J. (2003). *Modern Microwave Transistors-Theory, Design and Performance*. Wiley, Hoboken, États-Unis, p. 152.
- [32] Amano, .H Sawaki, N. Akasaki I. et Toyoda Y. (1986) Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer, *Applied Physics Letter*, volume 48, p. 353-355.
- [33] Hsu, J.W.P. Manfra, M.J. Chu, S.N.G Chen, C.H. et Pfeiffer L.N. (2001) Effect of growth stoichiometry on the electrical activity of screw dislocations in GaN films grown by molecular-beam epitaxy, *Applied Physics Letter*, volume 78, p. 3980-3983.
- [34] O'Hanlon, J.f. (2003) *A used guide to vacuum technology*, Wiley, Hoboken, États-Unis.
- [35] Wu, Y.-F.; Keller, B. P.; Keller, S.; Kapolnek, D.; Denbaars, S. P. et Mishra U. K. (1996) Measured microwave power performance of AlGaIn/GaN, *IEEE Electron Device Letters*, volume 17, numéro 9, p. 455-457.
- [36] Wu, Y.-F.; Moore, M.; Saxler, A.; Wisleder, T. et Parikh, P. (2006) 40-W/mm Double Field-plated GaN HEMTs. Dans *Device Research Conference, 2006 64th*, p. 151-152.
- [37] Palacios, T. Chakraborty, A. Rajan, S. Poblencz, C. Keller, S. DenBaars, S.P. Speck, J.S. et Mishra, U.K. (2005 A) High-power AlGaIn/GaN HEMTs for Ka-band applications, *Electron Device Letters, IEEE*, volume 26, numéro 11, p.781-783.

[38] Dumka, D.C.; Lee, C.; Tserng, H.Q.; Saunier, P. et Kumar, R. (2004) AlGaIn/GaN HEMTs on Si substrate with 7 W/mm output power density at 10 GHz, *Electronics Letters*, volume 40, numéro 16, p. 1023-1024.

[39] Dumka, D.C. et Saunier, P. (2010) GaN on Si HEMT with 65% power added efficiency at 10 GHz, *Electronics Letters*, volume 46, numéro 13, p. 946-947.

[40] Soltani, A.; Gerbedoen, J.-C.; Cordier, Y.; Ducatteau, D.; Rousseau, M.; Chmielowska, M.; Ramdani, M. et De Jaeger, J.-C. (2013) Power Performance of AlGaIn/GaN High-Electron-Mobility Transistors on (110) Silicon Substrate at 40 GHz, *IEEE Electron Device Letters*, volume 34, numéro 4, p. 490-492.

[41] Marti, D.; Tirelli, S.; Teppati, V.; Lugani, L.; Carlin, J.-F.; Malinverni, M.; Grandjean, N. et Bolognesi, C.R. (2015) 94-GHz Large-Signal Operation of AlInN/GaN High-Electron-Mobility Transistors on Silicon With Regrown Ohmic Contacts. *Electron Device Letters, IEEE*, volume 36, numéro 1, p. 17-19.

[42] Sun, Yinjin; Zhu, Xiaowei; Yang, Mengsu; Xia, Jing (2012) Design of 100MHz wideband Doherty amplifier for 1.95GHz LTE-Advanced application. Dans *Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT), International Conference on*, p. 5-8.

[43] Xia, J.; Zhu, X.; Zhang, L.; Zhai, J.; Wang, J.; Yang, M. et Sun, Y. (2012) Highly efficient GaN Doherty power amplifier with 100 MHz signal bandwidth for 3.5 GHz LTE-Advanced application. Dans *Microwave Symposium Digest (MTT), IEEE MTT-S International*, p. 17-22.

[44] Ng, C.Y.; Takagi, K.; Senju, T.; Matsushita, K.; Sakurai, H.; Onodera, K.; Nakanishi, S.; Kuroda, K. et Soejima, T. (2014) A 20-watt Ka-band GaN high power amplifier MMIC. Dans *European Microwave Conference (EuMIC), 44th*, p. 1348-1351.

-
- [45] Micovic, M.; Kurdoghlian, A.; Margomenos, A.; Brown, D.F.; Shinohara, K.; Burnham, S.; Milosavljevic, I.; Bowen, R.; Williams, A.J.; Hashimoto, P.; Grabar, R.; Butler, C.; Schmitz, A.; Willadsen, P.J. et Chow, D.H. (2012) 92–96 GHz GaN power amplifiers. Dans *Microwave Symposium Digest (MTT), IEEE MTT-S International*, p. 17-22.
- [46] Pucel, R.A. (1981) Design Considerations for Monolithic Microwave Circuits, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, volume 29, numéro 6, p. 513-534.
- [47] Oliner, A.A. et Lee, K.S. (1986) The Nature of the Leakage from Higher Modes on Microstrip Line. Dans *Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S International*, p. 57-60.
- [48] Masuda, S. Ohki, T. Makiyama, K. Kanamura, M. Okamoto, Naoya Shigematsu, H. Imanishi, K. Kikkawa, T., Joshin, K. et Hara, N. (2009) GaN MMIC amplifiers for W-band transceivers. Dans *Microwave Integrated Circuits Conference, EuMIC 2009*, p. 443-446.
- [49] Marks, B. (1991) A multiline method of network analyzer calibration, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, volume 39, numéro 7, p. 1205-1215.
- [50] A.K. Verma and A. Bhupal (1998) Dielectric loss of multilayer microstrip line, *Microwave and Optical Technology Letters*, volume 17, numéro 6, p. 368-370.
- [51] Mangan, A.M.; Voinigescu, S.P.; Ming-Ta Yang et Tazlauanu, M. (2006) De-embedding transmission line measurements for accurate modeling of IC designs, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, volume 53, numéro 2, p. 235-241.
- [52] Simons R. (2001) Coplanar waveguide circuits, components, and systems. Wiley-IEEE, Hoboken, États-Unis, p. 114.
- [53] Chen, E. et Chou, S.Y. (1997) Characteristics of coplanar transmission lines on multilayer substrates: modeling and experiments. Dans *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, volume 45, numéro 6, p. 939-945.

- [54] DeGroot D.C., Walker D.K. et Marks, R.B. (1996) Impedance mismatch effects on propagation constant measurements. In Electrical Performance of Electronic Packaging. Dans *IEEE 5th Topical Meeting*, p. 141–143.
- [55] Milanovic, V. Ozgur, M. DeGroot, D.C. Jargon, J.A. Gaitan, M. et Zaghloul M.E. (1998) Characterization of broad-band transmission for coplanar waveguides on CMOS silicon substrates. Dans *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, p. 632–640.
- [56] Kwon, Y.R. Hietala, V.M. et Champlin, K.S. (1987) Quasi-TEM Analysis of "Slow-Wave" Mode Propagation on Coplanar Microstructure MIS Transmission Lines, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, volume 35, numéro 6, p. 545-551.
- [57] Liao, E.B.; Hongyu Li; Guo, L.H.; Guo-Qiang Lo; Kumar, R.; Balasubramanian, N.; Dim-Lee Kwong (2007) RF, DC, and Reliability Performance of MIM Capacitors Embedded in Organic Substrates by Wafer-Transfer Technology (WTT) for System-on-Package Applications, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, volume 54, numéro 3, p.425-432.
- [58] Craninckx, J. et Steyaert, M.S.J. (1997) A 1.8-GHz low-phase-noise CMOS VCO using optimized hollow spiral inductors, *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, volume 32, numéro 5, p. 736-744.
- [59] Craninckx, J. and Steyaert, M. (1995) Low-noise voltage-controlled oscillators using enhanced LC-tanks, *Circuits and Systems II: Analog and Digital Signal Processing, IEEE Transactions on*, volume 42, numéro 12, p. 794-804.
- [60] Bunch, R; Sanderson, D et Raman, S (2002). *Quality factor and inductance in differential IC implementations*. Virginia Tech, Blacksbrug, Virginia, USA. IEEE microwave magazine June 2002, p. 82-90.

-
- [61] Lu Huang; Wan-Rong Zhang; Hong-Yun Xie; Pei Shen; Jun-Ning Gan; Yi-Wen Huang et Ning Hu (2009) Analysis and optimum design of RF spiral inductors on silicon substrate. Dans *Microwave, Antenna, Propagation and EMC Technologies for Wireless Communications, 3rd IEEE International Symposium on*, p. 990-993.
- [62] Rennesson, S.; Lecourt, F.; Defrance, N.; Chmielowska, M.; Chenot, S.; Lesecq, M.; Hoel, V.; Okada, E.; Cordier, Y. et De Jaeger, J.-C., (2013) Optimization of Al_{0.29}Ga_{0.71}N/GaN high electron mobility heterostructures for high-power/frequency performances, *IEEE Transactions Electron Devices*, volume 60, numéro 10, p. 3105–3111.
- [63] Tiemeijer, L.F.; Havens, R.J.; Jansman, A.B.M. et Bouttement, Y. (2005) Comparison of the "pad-open-short" and "open-short-load" deembedding techniques for accurate on-wafer RF characterization of high-quality passives. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, volume 53, numéro 2, p. 723-729
- [64] Florian, C.; Santarelli, A; Cignani, R. et Filicori, F. (2013) Characterization of the Nonlinear Thermal Resistance and Pulsed Thermal Dynamic Behavior of AlGa_N-Ga_N HEMTs on SiC, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, volume 61, numéro 5, p. 1879-1891.
- [65] Nsele, S.D.; Escotte, L.; Tartarin, J.; Piotrowicz, S. et Delage, S.L. (2013) Broadband Frequency Dispersion Small-Signal Modeling of the Output Conductance and Transconductance in AlInN/GaN HEMTs, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, volume 60, numéro 4, P. 1372-1378.
- [66] Kuball, M.; Sarua, A; Ji, H.; Uren, M.J.; Balmer, R.S. et Martin, Trevor (2006) Integrated Raman - IR Thermography on AlGa_N/Ga_N Transistors. Dans *Microwave Symposium Digest. IEEE MTT-S International*. p. 1339-1342.

[67] Zou, J. ; Kotchetkov, D. ; Balandin, A.; Florescu D. I. et Pollak F.H. (2002) Thermal conductivity of GaN films: Effects of impurities and dislocations, *Journal of applied physics*, volume 92, numéro 5, p. 2534-2539.

[68] DiSanto, D.W. et Bolognesi, C.R (2006) At-Bias Extraction of Access Parasitic Resistances in AlGaIn/GaN HEMTs: Impact on Device Linearity and Channel Electron Velocity, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, volume 53, numéro 12, p. 2914-2919.

[69] Rohdin, H.; Moll, N.; Chung-yi Su et Lee, G.S. (1998) Interfacial gate resistance in Schottky-barrier-gate field-effect transistors, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, volume 45, numéro 12, p. 2407-2416.

[70] Rohdin, H.; Moll, N.; Bratkovsky, A. M. et Su, C.-Y. (1999) Dispersion and tunneling analysis of the interfacial gate resistance in Schottky barriers, *Physical Review B*, p. 13102-13113.

[71] Lee S., Cheon-Soo K. et Yu H.-K. (2001) A small-signal RF model and its parameter extraction for substrate effects in RF MOSFETs, *Electron Devices, IEEE Transactions on* , volume 48, numéro 7, p. 1374-1379.

[72] Brady, R.G.; Oxley, C.H. et Brazil, T.J. (2008) An Improved Small-Signal Parameter-Extraction Algorithm for GaN HEMT Devices, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, volume 56, numéro 7, p. 1535-1544.

[73] Canali, C.; Majni, G.; Minder, R. et Ottaviani, G. (1975) Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, volume 22, numéro 11, p. 1045-1047.

[74] Anwar, A.F.M.; Shangli et Webster, R. T. (2001) Temperature dependent transport properties in GaN, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, and $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ semiconductors, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, volume 48, numéro 3, p. 567-572.

[75] Aixi Zhang; Lining Zhang; Zhikai Tang; Xiaoxu Cheng; Yan Wang; Chen, K.J. et Mansun Chan (2014) Analytical Modeling of Capacitances for GaN HEMTs, Including Parasitic Components, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, volume 61, numéro 3, p. 755-761.

[76] Palacios, T.; Rajan, Siddharth; Chakraborty, Arpan; Heikman, Sten; Keller, Stacia; DenBaars, Steven P. et Mishra, Umesh K. (2005 B) Influence of the dynamic access resistance in the gm and fT linearity of AlGaIn/GaN HEMTs, *Electron Devices, IEEE Transactions on*, volume 52, numéro 10, p. 2117-2123.

[77] Jia Guo; Guowang Li; Faria, F.; Cao, Yu; Ronghua Wang; Verma, J.; Xiang Gao; Shiping Guo; Beam, E.; Ketterson, A.; Schuette, M.; Saunier, P.; Wistey, M.; Jena, Debdeep et Huili Xing (2012) MBE-Regrown Ohmics in InAlN HEMTs With a Regrowth Interface Resistance of 0.05 Ω .mm, *Electron Device Letters, IEEE*, volume 33, numéro 4, p. 525-527.

[78] Andersson, K. Fager, C. et Pedro, J.C. (2005), A general procedure for extraction of bias dependent dynamic self-heating model parameters. Dans *Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S International*.

AUTRES PUBLICATIONS ASSOCIEES

Cordier, Y.; Frayssinet, E ; Chmielowska1, M.; Nemoz, M. ; Courville, A.; Vennéguès, P. ; De Mierry, P.; Chenot, S. ; Camus, J. ; Aissa, K.; Simon, Q.; Le Brizoual, L. ; Djouadi, M.A.; Defrance, N.; Leseq, M.; Altuntas, P ; Cutivet, A.; Agboton, A.; et De Jaeger, J.C. (2014) GaN high electron mobility transistors on silicon substrates with MBE/PVD AlN seed layers, *Physica Status Solidi C : Current Topics in Solid State Physics*, p. 498-501.

Agboton, A.; Defrance, N.; Altuntas, P.; Avramovic, V.; Cutivet, A.; Ouhachi, R.; De Jaeger, J.C.; Bouzid-Driad, S.; Maher, H.; Renvoise, M. et Frijlink, P. (2013) Electron delay analysis and image charge effect in AlGaIn/GaN HEMT on silicon substrate. Dans *Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*, p. 57-60.

Le Brizoual L., Camus J., Ait Aissa K., Simon Q., Jouan P.Y., Djouadi M.A., Cordier Y., Frayssinet E., Chmielowska M., Nemoz M., Vennegues P., Chenot S., Defrance N., Leseq M., Altuntas P., Cutivet A., Agboton A. et De Jaeger J.C. (2013) Aluminium nitride thin films deposition, properties and applications. Dans *AVS 60th International Symposium, Long Beach, CA, USA*.

Altuntas P., Defrance N., Leseq M., Cutivet A., Agboton A., Cordier Y., Chmielowska M., Rennesson S., Camus J., Ait Aissa K., Le Brizoual L., Djouadi M.A. Et De Jaeger J.C. (2013) AlGaIn/GaN HEMTs on HR silicon substrate (111) with an AlN seed film grown by PVD. Dans *Proceedings of 22nd European Workshop on Heterostructure Technology (HeTech)*, papier 5.6.

Cordier Y., Frayssinet E., Chmielowska M., Nemoz M., Vennegues P., Chenot S., Camus J., Ait Aissa K., Simon Q., Le Brizoual L., Djouadi M.A., Defrance N., Leseq M., Altuntas P., Cutivet A., Agboton A., De Jaeger J.C. (2013) Growth of GaN based heterostructures on silicon substrates with MBE/PVD AlN seed layers. *Physica Status solidi*, p. 498-501.

Camus J., Simon Q., Ait Aissa K., Bensalem S., Le Brizoual L., Tessier G., Scudeller Y., Djouadi M.A., Cordier Y., Frayssinet E., Chmielowska M., Nemoz M., Vennegues P., Chenot S., Defrance N., Leseq M., Altuntas P., Cutivet A., Agboton A. et De Jaeger J.C. (2013) Epitaxial growth of AlN thin films at low temperature by magnetron sputtering technique . Dans *European Materials Research Society Spring Meeting (E-MRS) Symposium*, Strasbourg, France.